

T H E S E

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE PARIS VII

par

Jacques CROVISIER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES

Sujet de la thèse : "Contribution à l'étude du milieu interstellaire par l'observation de la raie en absorption à 21 cm de longueur d'onde de l'hydrogène neutre".

Soutenue le 5 décembre 1978 devant la commission d'examen composée de :

<i>M.</i>	<i>P. LÉNA</i>	<i>Président</i>
<i>Mme</i>	<i>S. COLLIN-SOUFFRIN</i>	<i>Examineurs</i>
<i>MM.</i>	<i>J. DELHAYE</i>	
	<i>I. KAZÈS</i>	
	<i>J. LEQUEUX</i>	



Une représentation de l'hydrogène neutre interstellaire, due à Sylvain Crovisier, qui rend compte de la hiérarchie des tailles et des épaisseurs des nuages.

RESUME

L'un des constituants essentiels du milieu interstellaire est l'hydrogène atomique neutre. Une méthode classique, mais efficace, pour étudier ce constituant est l'observation de la transition hyperfine à 21 cm de longueur d'onde de l'hydrogène neutre. L'observation de cette raie en émission peut être complétée utilement par la mesure de la raie en absorption sur le rayonnement continuum des radiosources discrètes. Le profil d'absorption donne la profondeur optique de l'hydrogène neutre sur la ligne de visée, ce qui, comparé avec le profil d'émission, permet en principe de déterminer la densité de colonne et la température d'excitation de l'hydrogène dans la direction étudiée.

Nous présentons ici des observations de profils d'absorption à 21 cm dans la direction de 819 radiosources extragalactiques, effectuées avec le radiotélescope de Nançay (chapitre II). Nous discutons l'efficacité de cet instrument pour ce genre de mesure (appendice au chapitre II).

Nous nous servons ensuite de l'échantillon des composantes d'absorption détectées ($300 \leq |b| < 10$) pour effectuer une analyse statistique des nuages d'hydrogène proches. L'étude des vitesses radiales permet d'obtenir le mouvement du Soleil par rapport au gaz interstellaire local ; en retrouvant l'effet moyen de la rotation galactique différentielle, nous déterminons la distance moyenne des nuages d'hydrogène neutre au plan galactique, ainsi que la dispersion de vitesse radiale de ces nuages (chapitre III).

Nous étudions quelques biais observationnels qui affectent notre échantillon : le mélange des composantes spectrales provenant de nuages de vitesses radiales voisines, la présence de composantes spectrales parasites dues à la contamination des profils d'absorption par la raie à 21 cm en émission (chapitre IV, 1 et 2). Puis nous présentons l'histogramme des dispersions de vitesse interne des nuages (chapitre IV, 3). Nous essayons ensuite de déterminer la distribution des profondeurs optiques des nuages, ainsi que la probabilité de rencontrer un nuage de profondeur optique donnée

sur une ligne de visée, en tenant compte des biais et de la sensibilité des observations (chapitre IV, 4). La comparaison de nos résultats avec les prédictions de certains modèles descriptifs récents du milieu interstellaire indique que ces modèles doivent être révisés (chapitre IV, 5).

Dans le but de préciser les rapports entre nuages moléculaires denses et nuages d'hydrogène neutre diffus, nous avons effectué des observations des raies radio du radical hydroxyle et de la molécule de monoxyde de carbone dans certaines des directions où l'absorption à 21 cm est connue. La présence de molécules dans quelques nuages diffus suggère une continuité entre nuages diffus et nuages moléculaires (chapitre V).

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I : INTRODUCTION	1
I.1 : Les différents aspects du milieu interstellaire	1
I.2 : L'observation des nuages d'hydrogène neutre	4
I.3 : L'étude de l'hydrogène neutre par la raie à 21 cm	5
I.4 : Historique des observations d'absorption galactique à 21 cm	6
I.5 : La taille et la morphologie des nuages diffus	9
I.6 : La température de spin de l'hydrogène interstellaire	13
I.7 : Distribution et cinématique des nuages interstellaires ...	15
I.8 : Présentation de la thèse	16
Appendice : Les équations de base de la méthode émission- absorption	18
 CHAPITRE II : LE CATALOGUE D'ABSORPTION DE NANCAY	21
"Le catalogue de Nançay d'absorption par l'hydrogène neutre galactique. I - Absorption vers les sources extragalactiques" (article I)	23
Appendice : Méthodes d'observation des spectres d'absorption à Nançay	34
1 : Notations	34
2 : Généralités	35
3 : Influence de l'émission	36
4 : Optimisation du rapport signal-sur-bruit	37
5 : Comparaison de différentes méthodes	38
7 : Comparaison avec la méthode interférométrique	41
 CHAPITRE III : LA CINEMATIQUE DES NUAGES D'HYDROGENE NEUTRE AU VOISINAGE DU SOLEIL	45
"Cinématique des nuages d'hydrogène neutre au voisinage du Soleil d'après le catalogue d'absorption à 21 cm de Nançay" (article II)	47

CHAPITRE IV : UNE ETUDE STATISTIQUE DES PARAMETRES PHYSIQUES DES	
NUAGES D'HYDROGENE NEUTRE	55
IV.1 : Les composantes spectrales mélangées	56
IV.1.1 : Etude statistique du nombre de composantes	
détectées par spectre	56
IV.1.2 : Etude de l'écart en vitesse des composantes des	
spectres à deux composantes	59
IV.1.3 : Conclusion	62
IV.2 : Les composantes parasites	63
IV.2.1 : La réponse instrumentale à une fluctuation	
d'émission	63
IV.2.2 : Statistique des composantes parasites en	
émission	68
IV.2.3 : Statistique des composantes parasites en	
absorption	77
IV.2.4 : Discussion	77
IV.3 : La dispersion de vitesse interne des nuages absorbants ..	79
IV.3.1 : Distribution des dispersions de vitesse	79
IV.3.2 : Discussion	82
IV.4 : La distribution des profondeurs optiques des nuages	
d'hydrogène neutre	86
IV.4.1 : Introduction	86
IV.4.2 : Analyse de l'échantillon	88
1) Notations et formalisme	88
2) Relation entre la distribution des profondeurs	
optiques maximums et la distribution des profondeurs	
optiques intégrées	90
3) Estimation des distributions des profondeurs	
optiques	90
4) Estimation des distributions des profondeurs	
optiques intégrées	96
IV.4.3 : Discussion	98
1) La probabilité de trouver une concentration HI	
absorbante sur la ligne de visée	98
2) La relation entre la distribution des profondeurs	
optiques et la distribution des largeurs équiva-	
lentes	100

3) La dépendance en latitude et la limite de validité du modèle plan-parallèle	102
IV.5 : Vers un modèle du milieu interstellaire	106
IV.5.1 : Introduction	106
IV.5.2 : Contraintes imposées par la distribution des profondeurs optiques	107
IV.5.3 : Contraintes imposées par la statistique des composantes parasites en émission	109
IV.5.4 : Conclusion	113
CHAPITRE V : NUAGES HI ET NUAGES MOLECULAIRES	115
V.1 : La radiosource G 355.3+0.1 : étude de HI et OH vers une région HII lointaine	117
"Sur l'identification de la radiosource G 355.3+0.1 avec NGC 6383" (article III)	118
V.2 : W3 : un exemple de la présence d'hydrogène neutre dans un nuage moléculaire	122
"Observations de HI et OH vers W3" (article IV)	123
V.3 : Une recherche systématique de nuages OH galactiques dans la direction de sources extragalactiques	132
"Recherche de nuages OH galactiques" (article V)	133
V.4 : Observation du monoxyde de carbone dans les nuages diffus	141
"Comparaison d'observations de CO et de OH dans les nuages diffus" (article VI)	142
CHAPITRE VI : CONCLUSION ET PERSPECTIVES	155
REFERENCES	159

Remarques sur la version numérique

Cette version a été établie à partir de la version imprimée, avec les modifications suivantes :

- Quelques erreurs typographiques ont été corrigées.
- Les reproductions d'articles ont été refaites à partir des originaux.
- Il est envisagé de resaisir la bibliographie, difficilement lisible dans la version imprimée.

Les résultats du chapitre IV ont été en grande partie publiés dans Crovisier, 1981, *Astron. Astrophys.* **94**, 162.

Jacques Crovisier
Décembre 2006

CHAPITRE I

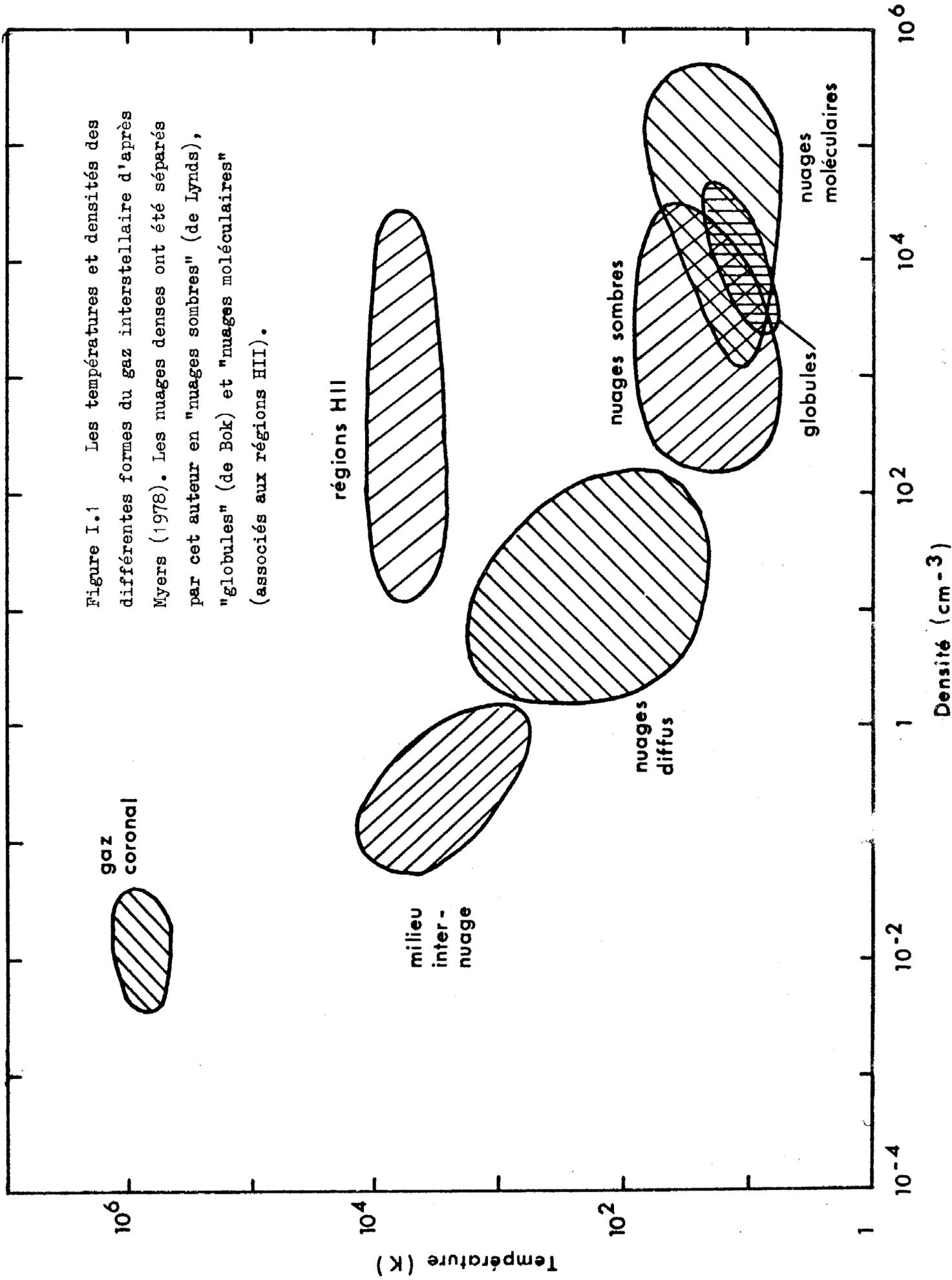
INTRODUCTION

I.1 LES DIFFERENTS ASPECTS DU MILIEU INTERSTELLAIRE

Les conditions physiques régnant dans le milieu interstellaire - densité, processus de chauffage et de refroidissement, champs de rayonnement ionisant, etc... - sont extrêmement variées. Il s'en suit que le gaz interstellaire peut se présenter sous des phases très diverses. La figure I.1 présente schématiquement ces phases telles que nous les connaissons actuellement (Myers, 1978 ; Salpeter, 1978). On distingue :

- (1) De l'hydrogène atomique neutre distribué en nuages diffus, ou régions HI.
- (2) De l'hydrogène atomique neutre plus chaud et moins dense, désigné "milieu internuage". Nous reviendrons longuement sur ces deux composantes qui sont au centre de la présente étude.
- (3) Les régions HII, au voisinage des étoiles chaudes et brillantes dont le champ de rayonnement ultraviolet ionise l'hydrogène. Les régions HII - souvent des nébuleuses brillantes - s'observent depuis longtemps par leur émission thermique et leurs raies de recombinaison.
- (4) Des nuages denses ("nuages sombres", "globules de Bok", "nuages moléculaires") essentiellement constitués de molécules, car leur densité et la présence de poussière favorisent la formation des molécules, alors que l'opacité due aux poussières arrête les rayonnements dissociatifs. La molécule H_2 peut s'observer directement par ses transitions de rotation-vibration dans l'infrarouge. Ces raies n'ont jusqu'à présent été détectées que dans la nébuleuse d'Orion (Gautier et al., 1976 ; Beckwith et al., 1978), dans quelques nébuleuses planétaires et quelques galaxies extérieures. Les régions denses s'étudient actuellement par les raies d'autres molécules présentes à l'état de traces. Le traceur le plus commode semble ainsi être la molécule CO avec ses raies millimétriques (les études les plus importantes des raies de CO dans les nuages sombres sont citées par Thaddeus, 1977, et Myers, 1978).
- (5) Un gaz coronal très chaud et très ténu, récemment mis en évidence par un traceur sensible, l'oxygène cinq fois ionisé, observé par ses raies dans

Figure I.1 Les températures et densités des différentes formes du gaz interstellaire d'après Myers (1978). Les nuages denses ont été séparés par cet auteur en "nuages sombres" (de Lynds), "globules" (de Bok) et "nuages moléculaires" (associés aux régions HII).



l'ultraviolet lointain en absorption devant les étoiles (Rogerson et al., 1973 ; Jenkins, 1978a et b). Le volume occupé dans le milieu interstellaire par le gaz coronal, encore mal déterminé, semble très grand (la dénomination de "milieu internuage" pour la phase chaude de l'hydrogène neutre serait alors impropre).

En plus du gaz, le milieu interstellaire renferme de la poussière, observable par l'extinction (qui peut se mesurer par des techniques de comptage d'étoiles ou de galaxies), par le rougissement des étoiles et par l'émission dans l'infrarouge lointain (e.g. Rouan et al., 1977). On a pu établir par différentes méthodes (Knapp et Kerr, 1974 ; Heiles, 1976a ; Bohlin et al., 1978) la proportionnalité entre les quantités de gaz et de poussière pour les régions les moins denses. L'obscurcissement presque total dans le cas des nuages denses ne permet d'obtenir qu'une limite inférieure de la quantité de poussière.

Un panorama des observations du milieu interstellaire serait incomplet si l'on n'évoquait (i) le rayonnement synchrotron galactique, observé dès l'origine de la radioastronomie, qui résulte de l'interaction des électrons relativistes et du champ magnétique galactique ; le rayonnement X céleste dont une partie est d'origine galactique (attribuée aux suites des collisions des rayons cosmiques avec les noyaux atomiques) et constitue un traceur de la quantité totale de matière interstellaire (Burton, 1976 ; Césarsky et al., 1977 ; Paul, 1978) ; (iii) le rayonnement X diffus galactique dont l'origine est le rayonnement synchrotron ou l'effet Compton inverse, et le rayonnement X diffus cosmique qui joue un rôle important dans le chauffage du gaz interstellaire (Silk, 1973).

C'est depuis longtemps un lieu commun que d'affirmer qu'il existe une étroite interaction entre les étoiles d'une part, les différentes formes du milieu interstellaire d'autre part. Pour ne donner que deux exemples flagrants, les abondances chimiques et isotopiques du milieu interstellaire sont gouvernées par les échanges de matière entre gaz interstellaire et étoiles où s'élabore la nucléosynthèse des éléments ; la cinématique et la morphologie des nuages interstellaires sont fortement influencées par les ondes de choc des supernovae. Toute tentative d'appréhension du milieu interstellaire doit donc tenir compte de l'ensemble des

objets galactiques et de leurs relations. La présente étude se limite cependant à un seul type d'objets, les nuages d'hydrogène neutre, et n'aurait qu'une portée très restreinte si elle était isolée.

I.2 L'OBSERVATION DES NUAGES D'HYDROGENE NEUTRE

Il est possible de connaître les nuages diffus en observant le rougissement des étoiles par la poussière associée à ces nuages. C'est par des études statistiques des rougissements stellaires que les premiers portraits du "nuage standard" ont pu être obtenus (Münch, 1952 ; Spitzer, 1968). Cependant, les mesures de rougissement ne distinguent pas les différents nuages présents sur la ligne de visée et ne donnent aucune information sur les vitesses des nuages, donc sur leur cinématique.

Une autre possibilité d'étude est l'observation des raies d'atomes, voire de molécules, présents à l'état de traces dans le gaz. Ces raies s'observent en absorption dans le spectre des étoiles. Certaines sont situées dans le domaine visible - comme celles de NaI et CaII - et sont connues depuis le début du siècle (Hartmann, 1904 ; voir la revue de Münch, 1968). D'autres, dans l'ultraviolet, sont récemment accessibles aux observatoires spatiaux tels que le satellite Copernicus (voir la revue de Spitzer et Jenkins, 1975). Ces raies nous renseignent sur la cinématique des nuages et sur l'abondance des éléments observés, bien que les conditions de leur excitation ne soient pas bien connues.

Dans les nuages diffus, contrairement aux nuages denses et au gaz coronal, il est possible d'observer directement l'élément essentiel qui les compose : l'hydrogène. L'hydrogène atomique neutre dans son état fondamental présente en effet une transition hyperfine à 21 cm de longueur d'onde. C'est grâce à cette raie que la radioastronomie est devenue à partir des années 50 une technique de choix pour l'étude du milieu inter-stellaire ; les méthodes d'observation de la raie à 21 cm et les résultats correspondants seront développés dans les paragraphes suivants. Dans l'ultraviolet lointain, la série de raies de Lyman - et plus particulièrement la raie Lyman α à $1215.7 \overset{\circ}{\text{Å}}$ - correspondent à des transitions électroniques partant également du niveau fondamental. Ces raies s'observent en

absorption dans les spectres stellaires (Carruthers, 1970 ; Savage et Jenkins, 1972 ; Bohlin, 1975 ; Bohlin et al., 1978) à l'aide des observatoires spatiaux. Elles ont une grande largeur naturelle et sont saturées : la densité de colonne de l'hydrogène entre l'observateur et l'étoile peut se déduire de la forme de la raie, mais toute information sur la vitesse est perdue. Cette technique n'est applicable que dans la direction d'étoiles brillantes peu rougies (présentement, une centaine de directions ont été observées avec le satellite Copernicus), ce qui la limite au milieu interstellaire proche, et exclut l'observation de nuages relativement épais.

I.3 L'ETUDE DE L'HYDROGENE NEUTRE PAR LA RAIE A 21 cm

Cette raie est due à la transition entre les deux états hyperfins du niveau fondamental de l'atome d'hydrogène. Son importance pour l'astrophysique a été prédite par van de Hulst dès 1944 dans une célèbre étude prospective (van de Hulst, 1945). Sa fréquence, 1420.405752 MHz, est connue avec précision par des mesures en laboratoire. C'est une raie assez intense pour être facilement observable, même à haute latitude galactique où la densité de colonne de gaz est faible. Elle n'est cependant généralement pas saturée lorsque la ligne de visée s'écarte du plan galactique. Sa température d'excitation - appelée habituellement "température de spin" - traduit fidèlement la température cinétique du gaz (Field, 1958). Enfin cette raie, dont la largeur naturelle est faible, peut s'observer avec une résolution spectrale suffisante pour déterminer avec précision la vitesse des nuages d'hydrogène.

Peu après la première mesure précise en laboratoire de la fréquence de la raie à 21 cm (Kusch et Prodell, 1950), cette raie a été découverte en émission dans la Galaxie (Ewen et Purcell, 1951 ; Muller et Oort, 1951 ; Pawsey, 1951 ; Christiansen et Hindmann, 1952). Des observations exhaustives ont ensuite été entreprises et d'excellentes cartes sont maintenant disponibles. Elles permettent de connaître, pour les latitudes hautes et intermédiaires, la densité de colonne de l'hydrogène neutre. Ce n'est pas possible aux basses latitudes où la raie est saturée (notons néanmoins que l'observation de la raie à 21 cm dans le plan galactique sert de base aux

études cinématiques de notre Galaxie).

L'observation de la raie à 21 cm en émission seulement n'est pas suffisante en elle-même pour une connaissance approfondie de l'hydrogène neutre interstellaire : il n'est pas possible a priori de décider si cette raie est saturée ou non, ni de déterminer sa température d'excitation. De plus, l'étude de la structure à petite échelle des nuages émissifs est limitée par le pouvoir de résolution spatiale des radiotélescopes et compliquée par le rayonnement, dans les lobes secondaires des instruments, de l'hydrogène galactique partout présent dans le ciel ; des observations interférométriques à haute résolution seraient fort délicates pour cette dernière raison.

Ces limitations sont en principe surmontées si l'on complète l'étude en émission par l'observation de la raie à 21 cm en absorption, dans la direction de sources continuum radio discrètes. La raie d'absorption donne directement la profondeur optique de l'hydrogène sur la ligne de visée, et les grandeurs physiques densité de colonne et température de spin peuvent alors être estimées. Cependant l'émission d'hydrogène mesurée est moyennée sur le lobe instrumental, alors que l'absorption est connue dans un angle solide généralement bien plus petit limité à celui de la source continuum : il en résulte certaines ambiguïtés dans l'interprétation des résultats. Les équations classiques permettant de remonter aux températures de spin et aux densités de colonne à partir des profils d'émission et d'absorption sont rappelées dans un appendice à ce chapitre.

I.4 HISTORIQUE DES OBSERVATIONS D'ABSORPTION GALACTIQUE A 21 cm

Les premiers spectres d'absorption ont été obtenus par Hagen et Mc Clain (1954). Le tableau I.1 retrace les principales études d'absorption galactique à 21 cm, en omettant un nombre important d'observations de sources particulières. Les premières observations ont porté sur une demi-douzaine de radiosources très intenses, pour lesquelles l'absorption apparaissait sans que l'on ait à soustraire l'émission à 21 cm reçue dans le lobe. Puis Lilley et Mc Clain (1958) ont montré que, pour des sources

Table I.1 Rétrospective des observations d'absorption galactique à 21 cm.

Référence	Nombre de sources observées	Instrument et résolution spectrale
<u>Les premières mesures :</u>		
Hagen et McClain, 1954 ; Hagen et al., 1955	3	antenne NRL (lobe de 50')
Kerr et Hindman, 1954		
Williams et Davies, 1954	2	lobe de 1°5
Muller, 1957 et 1959	6	Dwingeloo (25 m)
Clark et al., 1962	12 (6 avec interféro.)	interféromètre (286 λ) et antenne unique
Clark, 1965	21	interféromètre (518 λ)
Shuter et Verschuur, 1964	3	Jodrell Bank Mark I (75 m) ; 3 kHz
Kerr et Knapp, 1970	39 galactiques	Parkes (64 m) ; 36 kHz
<u>Les catalogues :</u>		
Hughes et al., 1971	97 (4 galactiques)	interféromètre (290 à 1160 λ) ; 4 et 6 kHz
Parkes :		
Radhakrishnan et al., 1972a, b, c ;	35 extragalactiques	interféromètre (570 λ) et antenne unique ;
Goss et al., 1972	62 galactiques	9.5 et 1 kHz
Caswell et al., 1975	42 galactiques	"
Roger et al., 1978	16 extragalactiques	"
Dickey et al., 1978 a	27 extragalactiques	Arecibo (lobe de 3.2') ; 1 kHz
Mebold et al., 1978 et en préparation	80 extragalactiques	interféromètre de NRAO et 100 m de Effelsberg
Nançay :		
Lazareff, 1975	32 (1 galactique)	antenne unique (lobe de 4x21') ; 6 kHz
Crovisier et al., 1978	819 extragalactiques	"
Kazès et Aubry, en préparation	100 galactiques	"

plus faibles, il fallait tenir compte de cette émission et la mesurer en des directions voisines de la source observée, ce qui nécessite une bonne résolution spatiale. Clark et al. (1962) ont démontré l'avantage d'un interféromètre pour ce genre de mesure. Une première étude statistique des composantes d'absorption a pu être faite par Clark (1965). Les premiers catalogues importants sont apparus au début des années 70 : celui de Hughes et al. (1971) et celui de Parkes (1972), tout deux faits avec des interféromètres. Les travaux suivants ont été effectués avec des antennes uniques de grande surface et ont porté sur l'observation à grande sensibilité de quelques sources intenses (Davies et Cummings, 1975 ; Mebold et Hills, 1975) ou d'un échantillon de quelques dizaines de sources (Lazareff, 1975 ; Dickey et al., 1977 et 1978a).

Il est possible de s'affranchir exactement de l'émission à 21 cm en mesurant l'absorption dans la direction de sources continuum variables à deux périodes différentes de leur activité. C'est ainsi, par exemple, que l'absorption vers la source X Cygnus X 3 a été mesurée en profitant d'un sursaut radio de cet objet (Lauqué et al., 1973). Cette méthode a été également appliquée à quelques dizaines de pulsars (de Jaeger et al., 1968 ; Gómez-González et Guélin, 1974 ; Ables et Manchester, 1976 ; voir également les travaux cités dans ces deux derniers articles). Ces mesures permettent souvent d'estimer les distances des sources étudiées et ainsi de déterminer la densité électronique moyenne du milieu interstellaire en comparant distance et mesure de dispersion du pulsar.

On observe parfois une absorption sur la raie en émission à 21 cm elle-même, lorsqu'un nuage froid se trouve devant des nuages plus chauds de vitesses radiales voisines. La raie d'émission large présente alors une raie d'absorption fine, l'émission jouant ici le rôle de la source continuum. Ce phénomène, noté pour la première fois par Heeschen (1955), a été appelé "self-absorption", bien que l'émission et l'absorption ne proviennent pas du même objet. Il a été observé dans différentes régions galactiques (en particulier dans le nuage 2 de Heiles, dans le Taureau ; voir par exemple Wilson et Minn, 1977). Knapp (1974) l'a recherché systématiquement dans un échantillon de nuages sombres. Burton et al. (1978) et Baker et Burton (1978) l'ont observé dans des régions lointaines du plan galactique avec le lobe étroit du radiotélescope d'Arecibo.

L'interprétation des observations de self-absorption, malheureusement, est toujours ambiguë en raison de la mauvaise connaissance de l'étendue et de la position relative des nuages absorbants et émissifs, et de la complexité des profils d'émission (Baker et Burton, 1978).

La conjonction des observations d'émission et d'absorption à 21 cm a fait considérablement avancer notre connaissance de l'hydrogène neutre interstellaire. Les observations de Shuter et Verschuur (1964) et Clark (1965) ont suggéré l'existence d'hydrogène émettant à 21 cm, mais ne produisant pas d'absorption détectable, donc chaud. Clark a alors proposé un modèle à deux composantes où des nuages d'hydrogène froid, responsables de l'absorption, seraient baignés dans un "milieu internuage" chaud. Peu après, des théoriciens, comme Field et al. (1969), ont également avancé l'existence d'un tel milieu chaud, qui pourrait être chauffé par les rayons cosmiques et qui aurait l'avantage d'équilibrer la pression des nuages froids et d'en assurer la stabilité. Les observations d'absorption de Hughes et al. (1971), celles de Parkes (1972) (Radhakrishnan, 1974) et surtout les mesures à haute sensibilité de Davies et Cummings (1975), Lazareff (1975) et Mebold et Hills (1975) ont semblé confirmer l'existence de la composante chaude, donnant même dans certains cas des limites inférieures de quelques centaines de degrés pour sa température de spin. Cependant, l'existence de la composante chaude est aujourd'hui remise en question, tant sur le plan observationnel que sur le plan théorique.

La description de l'hydrogène neutre interstellaire semble se heurter actuellement à deux grandes questions : (a) Quelle est la dimension des nuages absorbants ? (b) Quelle est la température de spin de l'hydrogène neutre interstellaire ? Nous allons discuter de ces problèmes (également passés en revue par Baker, 1978) dans les paragraphes suivants.

I.5 LA TAILLE ET LA MORPHOLOGIE DES NUAGES DIFFUS

Partant des analyses de rougissement stellaire et des observations de la raie à 21 cm disponibles à l'époque, Spitzer (1968) a donné un portrait robot du "nuage standard" (table I.2) qui a longtemps fait autorité. Les données des grands catalogues d'absorption à 21 cm ont conduit

Table I.2 Le nuage HI standard.

paramètres	Spitzer (1968)	Baker et Burton (1975)	Mc Kee et Ostriker (1977)
densité (cm^{-3})	10	20	42
température de spin (K)		60	80
rayon (pc)	7	2.5	1.6
densité de colonne (10^{19}cm^{-2})	21	30	27
distance internuage (pc)	125	333	88
facteur de remplissage	0.07	0.010	0.024

Note : Les paramètres du nuage standard de Baker et Burton (sauf le rayon) sont adoptés à partir des observations de Parkes (1972) ; la densité de colonne a une distribution exponentielle dont la table donne la valeur moyenne ; le rayon est obtenu par ajustement d'un modèle à deux composantes aux observations de l'émission à 21 cm près du plan galactique.

Dans le modèle de Mc Kee et Ostriker, le rayon r des nuages a une distribution en r^{-4} entre les valeurs limites 0.4 et 10 pc. Les valeurs données dans la table pour le rayon et la densité de colonne sont des moyennes pondérées par la section des nuages.

à réviser les paramètres de ce nuage standard (Baker et Burton, 1975 ; voir table I.2). Il faut noter que les détails de structure des nuages HI, généralement plus petits que le lobe du radiotélescope, ne peuvent être mesurés directement par les observations d'émission à 21 cm. Le rayon du nuage standard de Baker et Burton est obtenu bien indirectement en comparant les fluctuations de l'émission à 21 cm près du plan galactique à celles prédites par un modèle. De nombreux signes témoignent de l'existence de structures spatiales de très petites dimensions. C'est en raison de telles fluctuations qu'il est difficile d'obtenir, lors de mesures d'absorption, le spectre d'émission attendu dans la direction de la source observée par interpolation de spectres d'émission dans des directions proches et qu'il faut utiliser des instruments de très bonne résolution spatiale. Le désaccord entre les densités de colonne d'hydrogène mesurées par l'absorption Lyman α devant les étoiles, et par l'émission à 21 cm dans les mêmes directions (Bohlin, 1975 ; Giovanelli et al., 1978) montre également que l'hydrogène neutre n'est pas réparti uniformément dans le lobe. La structure spatiale peut également s'étudier avec un interféromètre en observant l'absorption à 21 cm devant des sources étendues. De telles études, entreprises avec les interféromètres d'Owens Valley (Greisen, 1973a et b ; Lockhart et Goss, 1978), de Green Bank (Greisen, 1976) et de Westerbork (Schwarz et Wesselius, 1978), ont mis en évidence des variations de l'absorption sur des échelles de distance de l'ordre du parsec. Notons qu'avec la technique d'interférométrie à très grande base, Dieter et al. (1976) ont découvert un exemple de structure spatiale en absorption inférieure à 0.1" dans la direction de 3C 147. Il est également intéressant de comparer les absorptions devant les différentes composantes de sources continuum multiples. Crovisier, Kazès et Aubry ont ainsi observé, avec les radiotélescopes de Nançay et d'Arecibo, plusieurs sources doubles dont les composantes sont séparées par des distances angulaires s'étalant de 7' à 1° (travail en cours d'interprétation). Dickey et Terzian (1978), étudiant deux sources doubles à latitude intermédiaire avec l'interféromètre de Green Bank, n'ont pas observé de variation de profondeur optique pour des séparations angulaires de l'ordre de 2'.

La dimension des nuages HI semble avoir une limite inférieure,

puisque d'une part, ni Greisen (1976), ni Schwarz et Wesselius (1978), ni Lockhart et Goss (1978) ne trouvent de fluctuation en absorption de taille inférieure à 0.3 pc, et que d'autre part, Dickey (1977) et Dickey et al. (1978b) trouvent une étroite corrélation entre les profils d'émission mesurés à moins de 5' de distance angulaire avec le radiotélescope d'Arecibo aux latitudes intermédiaires. Il paraît raisonnable de supposer que la taille des nuages HI suit une distribution continue. Les catalogues d'absorption à 21 cm peuvent fournir la distribution des profondeurs optiques des nuages. Pour en déduire la distribution des tailles, il serait nécessaire de connaître température de spin, pression ou densité des nuages, paramètres difficiles à estimer. Mc Kee et Ostriker, par exemple, ont dû admettre une température unique pour tous les nuages et un équilibre de pression dans le milieu interstellaire ; ils se basent sur la distribution des densités de colonne obtenue par Hobbs (1974) à partir des raies d'absorption de KI pour en déduire la distribution de taille.

L'utilisation du terme "nuage" ne doit pas faire illusion. La morphologie des nuages diffus est controversée, des formes en globules, en filaments ou en voiles étant tout à tour invoquées. Pour les modèles, une forme de nuage sphérique est généralement adoptée en raison de la simplicité des calculs (e.g. Schatzmann, 1950 ; Mc Kee et Ostriker, 1977). On observe cependant en émission des formes plus allongées, voire filamenteuses (Verschuur, 1974a ; Schwarz et van Woerden, 1974 ; Heiles et Jenkins, 1976) qui semblent suivre les lignes de force du champ magnétique galactique (Heiles, 1974). Certaines structures peuvent également être assimilées à des bulles en expansion (Heiles, 1976b). Baker (1974) et Crutcher et Riegel (1974) ont aussi mis en évidence des voiles d'hydrogène froid et épais s'étendant sur plusieurs degrés carrés. Notons que toutes ces structures sont observées avec les pouvoirs de résolution médiocres des antennes uniques et que l'on ne sait rien des structures à petite échelle. On peut penser que la morphologie observée dépend sensiblement de la résolution des observations (une structure en feuillet ou en filament peut par exemple être composée de petits globules). Conformément à l'usage, nous continuerons à appeler "nuages" les entités absorbantes sans rien présumer de leur forme.

I.6 LA TEMPERATURE DE SPIN DE L'HYDROGENE INTERSTELLAIRE

La détermination des températures de spin de l'hydrogène neutre interstellaire est d'une importance capitale pour la connaissance du milieu interstellaire. L'existence d'un milieu internuage composé d'hydrogène neutre chaud est actuellement remis en cause. Greisen (1973b) avait avancé que l'émission à 21 cm attribuée à cette composante chaude pourrait être due en fait à des nuages froids de petite taille, semblables à ceux qu'il a détectés par ses mesures interférométriques ; cependant, Lazareff (1975), puis Dickey et al. (1978b), ont montré que dans ce cas, les fluctuations spatiales des profils d'émission devraient être supérieures à celles observées. Mais il se pourrait que l'émission faible et largement étendue en vitesse attribuée au milieu internuage provienne en réalité de la réception, dans les lobes secondaires lointains des instruments, des émissions fortes et étroites du milieu nuage (Giovanelli et al., 1978, appendice ; Kalberla, 1978). La mise en évidence par les observations ultraviolettes d'une composante nouvelle, chaude et ionisée, le gaz coronal, qui aurait un facteur de remplissage important, semble indiquer d'ailleurs que l'hydrogène neutre chaud n'occupe pas tout l'espace internuage (Jenkins, 1978b) et qu'il pourrait avoir lui-même une structure nuageuse. Le modèle physique de Mc Kee et Ostriker (1977) confine cette composante chaude à la périphérie des nuages HI froids. Les observations de Dickey et al. (1977) qui suggèrent l'association d'hydrogène "tiède" (quelques centaines de K) aux nuages plus froids semblent confirmer ce schéma. Notons également qu'un modèle du milieu interstellaire en équilibre de pression statique comme celui de Field et al. (1969) doit être abandonné si l'on veut tenir compte de l'influence des ondes de choc des explosions de supernovae sur la dynamique des nuages (Salpeter, 1976 ; Chevalier, 1977).

La méthode émission-absorption ne permet de déterminer la température de spin des nuages HI sans ambiguïté que si (voir appendice, équation 7) : (a) la température de spin est uniforme sur la ligne de visée ; (b) le nuage est homogène sur une échelle de distance angulaire de l'ordre du lobe de l'instrument mesurant le profil d'émission, pour

que l'on puisse déterminer correctement le profil d'émission attendu dans la direction de la source dont on étudie l'absorption.

Lorsque la condition (a) n'est pas satisfaite, la température de spin est remplacée, dans certaines conditions (voir appendice), par sa moyenne harmonique sur la ligne de visée. La condition (b) est beaucoup plus restrictive. En effet, les nuages HI présentent de la structure sur des distances typiques de 1 pc (voir paragraphe précédent), ce qui correspond à une distance angulaire de 17' pour des nuages éloignés de 200 pc (une distance moyenne raisonnable pour des nuages locaux à moyenne latitude). Or, les catalogues d'émission à 21 cm disponibles sont faits avec une résolution de 35' (catalogue de Berkeley), de 13' au mieux près du plan galactique (catalogue de Maryland-Green Bank) où les nuages sont en moyenne plus éloignés. Les températures de spin déterminées en utilisant ces profils sont donc douteuses. (Les températures de spin les plus crédibles actuellement sont sans doute celles mesurées par Dickey et al. (1977, 1978a et b) vers des sources à latitude intermédiaire avec le radiotélescope d'Arecibo : l'émission est interpolée à partir de mesures faites sur une couronne de 7.6' de diamètre centrée sur la source.)

C'est donc avec la plus grande circonspection qu'il faut utiliser les températures de spin disponibles actuellement. En l'absence de la connaissance directe de la structure des nuages HI, la distribution observée des températures de spin pourrait être attribuée dans les deux cas extrêmes : (a) soit à la distribution réelle des températures de spin de nuages d'hydrogène homogènes et étendus (remplissant le lobe) ; (b) soit à la structure de nuages (non résolus par le lobe) dont la température de spin est identique. Ainsi, Lazareff (1975), puis Dickey et al. (1977, 1978a et b) ont mis en évidence une corrélation entre la température de spin observée et la profondeur optique des nuages HI. Cette corrélation peut être simulée dans le cadre d'un modèle à deux composantes (du type de celui de Baker et Burton, 1975) où les nuages ont une température de spin unique ; la corrélation observée serait alors due, au moins en partie, au pouvoir séparateur limité des instruments. Il ressort de ces considérations que le problème de la température de spin de l'hydrogène neutre interstellaire ne peut être envisagé séparément de celui de la structure spatiale des nuages HI interstellaires.

I.7 DISTRIBUTION ET CINEMATIQUE DES NUAGES INTERSTELLAIRES

La distribution à grande échelle de l'hydrogène neutre dans la Galaxie a été étudiée très tôt (Oort et al., 1958). Bien qu'en raison de la mauvaise connaissance de la courbe de rotation galactique et de l'existence de mouvements non circulaires cette distribution ne puisse être déterminée avec beaucoup de précision, elle semble présenter des bras spiraux. L'association de l'hydrogène neutre avec les bras spiraux optiques est d'ailleurs manifeste dans les galaxies spirales extérieures : par exemple, dans M 31 (Guibert, 1974) et dans M 81 (Gottesman et Welia-chew, 1974 ; Rots, 1974). Au voisinage du Soleil (à moins de 1 kpc pour fixer les idées) la distribution de l'hydrogène neutre présente des irrégularités : en particulier, une fraction notable du gaz est associée à la ceinture de Gould, inclinée à 20° sur le plan galactique (Lindblad, 1967, 1974). Ces irrégularités ne sont cependant pas si fortes que l'on ne puisse supposer en première approximation une distribution plan-parallèle symétrique par rapport au plan galactique et déterminer l'épaisseur du disque gazeux au voisinage du Soleil (Radhakrishnan et Goss, 1972 ; Falgarone et Lequeux, 1973). La comparaison de la distribution du gaz interstellaire et des étoiles jeunes est déterminante pour vérifier certaines hypothèses sur la formation des étoiles (Schmidt, 1959 ; Guibert et al., 1978). L'étude cinématique du gaz interstellaire local est également un test pour les modèles d'onde de densité (Wielen, 1978).

La cinématique de l'hydrogène local a été étudiée de manière approfondie à partir des catalogues d'émission à 21 cm (par exemple, Takakubo, 1967 ; Weaver, 1974). Les profils d'émission permettent de déterminer les mouvements globaux du gaz, mais pas la cinématique des nuages individuels, mal discernés en émission. Jusqu'à présent, une seule étude de la cinématique des nuages d'hydrogène neutre détectés en absorption, limitée à un échantillon restreint, était disponible (Falgarone et Lequeux, 1973). Une bonne détermination de la dispersion de vitesse des nuages interstellaires est importante, car ce paramètre est fondamental pour les modèles de bras spiraux, les théories de formation d'étoiles, l'étude de l'interaction des nuages interstellaires et des ondes de choc des supernovae.

I.8 PRESENTATION DE LA THESE

Le travail présenté ici consiste en l'acquisition d'un échantillon de nuages d'hydrogène neutre détectés par leur absorption à 21 cm dans la direction de radiosources discrètes, et en l'analyse statistique de cet échantillon en vue de fournir des éléments de réponses aux problèmes évoqués dans les paragraphes précédents. Pour une étude statistique du gaz interstellaire, les absorptions observées dans la direction de sources galactiques conviennent mal, car : (a) la distance de ces sources, lorsqu'elle est connue, est déterminée avec imprécision, parfois avec ambiguïté ; (b) ces sources sont souvent étendues, et l'observation de leur absorption se prête mal à une élimination de la raie d'émission d'hydrogène reçue dans le lobe ; (c) une partie de l'absorption mesurée peut correspondre à de l'hydrogène associé à la source elle-même et ne pas être représentative du milieu interstellaire. Dans la direction des sources extragalactiques, en revanche, la ligne de visée traverse sans équivoque tout le disque de gaz galactique ; ces sources sont en majorité de très petite dimension angulaire ; l'hydrogène qui leur est éventuellement associé se trouve à des vitesses radiales qui ne permettent pas de le confondre avec l'hydrogène galactique ; enfin, ces sources sont réparties uniformément sur tout le ciel.

L'échantillon provenant des catalogues de Hughes et al. (1971) et de Parkes comprenait environ 130 composantes d'absorption recensées vers 106 sources extragalactiques. Nous présentons ici un échantillon un ordre de grandeur plus important. Les observations ont été faites avec le radiotélescope de Nançay, compétitif avec les interféromètres de base moyenne ($\sim 400 \lambda$) en raison de sa bonne résolution en ascension droite.

Le chapitre II présente les observations : le catalogue des spectres d'absorption et une discussion des possibilités de mesure de spectres d'absorption avec le radiotélescope de Nançay.

Le chapitre III est une analyse des vitesses radiales des composantes détectées, débouchant sur une étude de la cinématique et de la distribution des nuages d'hydrogène neutre locaux.

Le chapitre IV, après une analyse des biais observationnels de l'échantillon, présente une étude de la dispersion de vitesse interne des nuages et de la distribution de leur profondeur optique. Il a pour but de fournir des éléments de base à un modèle descriptif du milieu interstellaire.

Le chapitre V tente de faire la liaison entre nuages HI et nuages moléculaires en présentant des observations complémentaires du milieu interstellaire dans les raies des molécules OH et CO.

Le chapitre VI conclut en dressant le bilan des résultats obtenus et en évoquant les prolongements possibles de ce travail.

Les nombreuses liaisons entre les différentes rubriques rendent difficile un exposé purement linéaire. Aussi existe-t'il de fréquents renvois entre chapitres. L'ordre des chapitres III, IV et V est par ailleurs arbitraire.

APPENDICE AU CHAPITRE I

LES EQUATIONS DE BASE DE LA METHODE EMISSION-ABSORPTION

Nous allons résumer la théorie de la formation des raies d'émission et d'absorption à 21 cm de l'hydrogène neutre ; cette théorie a été exposée en détail, par exemple, par Kerr (1968) et par Verschuur (1974b). L'observation de la raie à 21 cm en émission donne une température de brillance T_b en fonction de la vitesse radiale v . La profondeur optique $\tau(v)$ est connue à partir de la raie d'absorption. Le problème est de calculer la densité de colonne N_H de l'hydrogène et sa température d'excitation T_s à partir de $T_b(v)$ et $\tau(v)$.

La température d'excitation, que l'on nomme également température de spin pour cette raie, est la température fictive qui produirait, à l'équilibre thermodynamique, le rapport réel de populations dans les états hyperfins :

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{h\nu_{10}}{k T_s}\right) \quad (1)$$

avec les notations usuelles. La probabilité d'émission spontanée de l'état hyperfin supérieur est si faible ($A_{10} = 2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$) que dans les conditions usuelles du milieu interstellaire ce rapport de populations est gouverné par les collisions, même pour des densités très faibles. La température de spin est alors pratiquement égale à la température cinétique du milieu (Field, 1958).

Soit, dans une direction donnée, $n_H(r)$ la densité d'hydrogène à la distance r , $f(v, r)$ sa distribution de vitesse (normalisée de sorte que $\int_{-\infty}^{+\infty} f(v, r) dv = 1$) et $T_s(v, r)$ sa température de spin ; le coefficient d'absorption volumique est alors

$$K(v, r) = C_t n_H(r) f(v, r) / T_s(v, r), \quad (2)$$

C_t étant une constante. A la vitesse v , la profondeur optique entre l'observateur et le point de distance r est

$$\tau(v, r) = \int_0^r K(v, s) ds. \quad (3)$$

La résolution de l'équation de transfert conduit à (Kerr, 1968) :

$$T_b(v) = \int_0^{+\infty} T_s(v, r) K(v, r) e^{-\tau(v, r)} dr, \quad (4)$$

avec la seule hypothèse que $h\nu_{10} / k T_s \ll 1$ (soit $T_s \ll 0.07$ K). Le spectre d'absorption est $e^{-\tau(v, \infty)}$. L'expression (4) est difficilement applicable sous cette forme et les différents auteurs qui l'ont utilisée ont dû faire certaines hypothèses supplémentaires :

(a) Si l'hydrogène sur la ligne de visée est optiquement mince,

$$e^{-\tau(v, r)} \sim 1 \text{ et (4) conduit à}$$

$$N_H = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} n_H(r) f(v, r) dr dv = \frac{1}{C_t} \int_{-\infty}^{+\infty} T_b(v) dv, \quad (5)$$

où $\frac{1}{C_t} = 1.832 \times 10^{18} \text{ K}^{-1} (\text{km s}^{-1})^{-1} \text{ cm}^{-2}$. C'est cette relation qui permet d'estimer, à partir des spectres d'émission seuls, la densité de colonne de l'hydrogène aux latitudes intermédiaires et élevées.

(b) L'équation (4) peut se réécrire

$$T_b(v) = \int_0^{\tau(v, \infty)} T_s(v, r(\tau_v)) e^{-\tau_v} d\tau_v. \quad (6)$$

Si l'on suppose alors que $T_s(v, r)$ est constante sur la ligne de visée, (2), (3) et (4) donnent

$$T_s(v) = T_b(v) / (1 - e^{-\tau(v, \infty)}). \quad (7)$$

Avec la même hypothèse, on peut déduire la densité de colonne :

$$N_H = \frac{1}{C_t} \int_{-\infty}^{+\infty} T_s(v) \tau(v, \infty) dv$$

$$= \frac{1}{C_t} \int_{-\infty}^{+\infty} T_b(v) \tau(v, \infty) / (1 - e^{-\tau(v, \infty)}) dv. \quad (8)$$

Si T_s n'est pas constante le long de la ligne de visée, on peut montrer (Kahn, 1955) que la quantité déterminée par l'équation (7) est proche de la moyenne harmonique des températures de spin sur la ligne de visée :

$$T_b(v) / (1 - e^{-\tau(v, \infty)}) \sim \int_0^{+\infty} \frac{n(r)}{T_s(v, r)} dr \Big/ \int_0^{+\infty} n(r) dr. \quad (9)$$

Ce résultat n'est généralement pas valable si $\tau(v, \infty)$ est élevée ; dans ce cas la température estimée par (7) est la moyenne harmonique des températures de spin des nuages les plus proches de l'observateur, ou même la température de spin du premier nuage épais rencontré.

Si le nuage d'hydrogène n'est pas homogène à l'échelle du lobe instrumental, profils d'émission et d'absorption ne correspondent plus physiquement au même gaz et la température de spin telle qu'elle est déterminée par l'équation (7) n'est plus exacte. Mebold et Hills (1975) ont cependant affirmé qu'elle correspond en moyenne à la température de spin réelle. C'est inexact ; supposons en effet l'émission due à plusieurs petits nuages de même température T_s . La température de brillance moyenne observée en émission est

$$\langle T_b \rangle = T_s \langle 1 - e^{-\tau} \rangle,$$

la température de spin estimée par (7), sur une ligne de visée où la profondeur optique est τ , est

$$T_s^* = \langle T_b \rangle / (1 - e^{-\tau}) = T_s \langle 1 - e^{-\tau} \rangle / (1 - e^{-\tau}).$$

Si plusieurs estimations sont possibles, on obtient en moyenne

$$\langle T_s^* \rangle = \langle 1 - e^{-\tau} \rangle \langle 1 / (1 - e^{-\tau}) \rangle T_s.$$

$\langle T_s^* \rangle$ dépend de la distribution des profondeurs optiques, mais est toujours inférieure à la température de spin réelle ; contrairement à ce qu'ont affirmé Mebold et Hills, $\langle T_s^* \rangle$ est une estimation biaisée de T_s .

CHAPITRE II

LE CATALOGUE D'ABSORPTION DE NANÇAY

Une observation systématique de l'absorption à 21 cm par l'hydrogène neutre galactique, dans la direction de radiosources continuum, a été entreprise avec le radiotélescope de Nançay. Nous présentons ici les spectres d'absorption observés dans la direction de 819 sources extragalactiques. Les spectres dans la direction des sources galactiques seront publiés ultérieurement (Kazès et Aubry, en préparation).

La procédure d'observation consiste à observer, un certain nombre de fois, le passage de la radiosource simultanément avec une bande passante large (continuum) et avec des batteries de filtres étroits adjacents (6 et 60 kHz). Le profil d'absorption s'obtient en comparant, par une méthode des moindres carrés, l'intensité de la source dans la bande continuum avec celles dans les bandes étroites. Cette méthode élimine automatiquement l'émission de l'hydrogène, pourvu qu'il soit uniformément distribué au voisinage de la source sur une échelle de distance angulaire de l'ordre de un lobe en ascension droite (soit 4'). On peut montrer (voir appendice) que cette méthode est équivalente à la méthode classique des champs de comparaison, lorsque les champs de comparaison sont pris à une distance de un lobe de la source, et qu'elle réalise un compromis entre la bonne élimination du profil d'émission et l'obtention d'un bon rapport signal-sur-bruit dans un temps raisonnable.

Il est nécessaire, pour l'interprétation des observations, de connaître le spectre d'émission de l'hydrogène dans la même direction que le spectre d'absorption. Le radiotélescope de Nançay ne permettant pas - du moins à l'époque où ce travail a été effectué - de mesurer des spectres d'émission galactiques à 21 cm, les spectres d'émission correspondant aux absorptions étudiées ont été recherchés dans les catalogues d'émission publiés, principalement dans ceux de Berkeley (Heiles et Habing, 1974 ; Weaver et Williams, 1973 et 1974) et de Maryland-Green Bank (Westerhout, 1977) ; certains spectres d'émission à basse déclinaison ont été mesurés,

à notre demande, par E. Bajaja et F. R. Colomb à l'Instituto Argentino de Radioastronomia.

Sur les 819 spectres d'absorption mesurés, 53 sont encore fortement contaminés par une élimination insuffisante de l'émission, 336 présentent des raies d'absorption certaines, 41 ont des raies probables tandis que 389 sources ne présentent pas d'absorption supérieure à la limite de sensibilité de nos mesures. Chaque fois que cela a été possible, le profil d'absorption a été décomposé en composantes gaussiennes dont on a estimé la vitesse centrale, la dispersion de vitesse et l'amplitude par une méthode des moindres carrés.

Il y a généralement bon accord, pour les directions communes, entre nos spectres et ceux mesurés antérieurement par Hughes et al. (1971), Radhakrishnan et al. (1972c) et Lazareff (1975).

Dans la reproduction ci-après de l'article I, la table 2 et la figure 4 ont volontairement été limitées, pour des raisons de place, aux spectres des sources d'ascensions droites comprises entre 0 et 1^h. Le lecteur désirant prendre connaissance des autres spectres est prié de se reporter à l'édition originale de l'article.

1978, *Astron. Astrophys. Suppl.* **32**, 205-282.

THE NANÇAY SURVEY OF ABSORPTION BY GALACTIC NEUTRAL HYDROGEN I. ABSORPTION TOWARDS EXTRAGALACTIC SOURCES

J. CROVISIER, I. KAZÈS and D. AUBRY
Département de Radioastronomie, Observatoire de Meudon, France

Received June 19, revised October 11, 1977

A survey of galactic absorption by neutral hydrogen at 21 cm was carried out with the Nançay radio telescope towards 819 extragalactic radio sources. The observational technique as well as the reduction procedures are described. Emission profiles at positions close to those of the radio sources were selected from published surveys. The reliability of the results and comparison with other absorption surveys are discussed. We present here a catalogue where relevant information on 819 sources is given, as well as emission and absorption profiles towards 386 of these sources where absorption was detected or suspected.

Key words: HI absorption – interstellar matter – neutral hydrogen

1. INTRODUCTION

Hydrogen is the main constituent of the interstellar medium. When it is in the form of neutral atoms, this element can be studied by its 21-cm line. Extensive surveys of the 21-cm line in emission have been carried out (some of them are reported in table 1). These surveys, which give the brightness temperature of the line as a function of velocity and position, do not generally allow to estimate column densities and spin temperatures of neutral hydrogen in the interstellar medium. Estimates of these quantities can be provided through a combination of the emission spectra with observations, in discrete directions, of the 21-cm line absorption in front of continuum radio sources.

Important surveys of HI absorption towards extragalactic sources have been published by Hughes *et al.* (1971) and by Radhakrishnan *et al.* (1972) who observed respectively ~ 90 and 35 extragalactic sources. Other surveys were also made recently with a better sensitivity in order to study low column densities and to ascertain the existence of an HI component with a high spin temperature (Lazareff 1975, Dickey *et al.* 1977).

An extensive survey of galactic HI absorption was carried out with the Nançay radio telescope. We present here the observations of absorption towards extragalactic sources. These results will be analysed elsewhere. The observations towards galactic sources will be presented in a subsequent paper (Kazès and Aubry 1978).

2. THE OBSERVATIONS

The observations were carried out with the Nançay radio telescope from September 1973 to September 1975; the half-power beam width was 3'9 in right ascension, and 21' in declination at declinations less than 30°. The receiver correlated signals from the feed horn at the focus of the telescope and from a comparison horn with a large beam ($\sim 30^\circ$) pointing towards the North Pole. This set-up did not allow to measure reliable HI emission spectra at galactic velocities because of the galactic HI emission leaking into the comparison horn. Relative spectra such as absorption spectra, however, could be observed using an on-off or drift-scan procedure as explained below. The system temperature was about 120 K.

The receiver was equipped with two banks of filters. The first, consisting of 32 adjacent filters of 60 kHz, was centered on the local standard of rest. The second, 64 adjacent filters of 6 kHz, could be shifted in velocity with respect to the local standard of rest. This procedure was employed to observe complex absorption profiles when the velocity coverage of the bank of 6-kHz filters (81 km s^{-1}) was insufficient. A continuum output with a band-width of 15 MHz was also available. The standard solar motion of 20 km s^{-1} towards $\ell = 56^\circ 16'$, $b = 22^\circ 76'$ was assumed.

A drift-scan procedure of observation was preferred to the conventional on-off observations. Although more time-consuming, it allows to check the position in right ascension of the source, to measure its flux

density and its extension, and to better deal with complex sources. Each observational scheme consisted successively of a drift-scan across the source, a calibration and the pointing at the next position for the following drift-scan. The calibration was done with a noise tube for 20 seconds; during this time a point in the sky was tracked in order to render the calibration independent of spatial emission fluctuations. A typical observational scheme lasted 2 minutes for a low-declination source. This scheme was repeated during an interval of time ranging from 30 minutes to one hour. For each source, especially for those yielding absorption, observations were generally repeated on different days. On the whole 90 minutes of observation were spent on the average on each source.

3. THE REDUCTION

The drift-scans were sampled and recorded by a PDP 8 on-line computer at the rate of one sample every three seconds for all the channels. The data were then processed and reduced with the IBM 360/65 computer of INAG at Meudon.

The bulk of the reduction procedure was the same as that previously used by Kazès (1971); a similar procedure was also employed by Cohen (1977). Each drift-scan of a channel was converted into antenna temperature and all the drift-scans (except those affected by interference or receiver instability) corresponding to the same channel of the same observation were added. It was then assumed that the antenna temperature as a function of position x could be represented, in each velocity channel, by:

$$T(x) = T_a(x) [1 - A] + ax + b$$

where A is the relative absorption at the velocity of the channel, $T_a(x)$ is the antenna temperature of the continuum source and the last terms represent a linear baseline. The function $T_a(x)$ is known from the 15-MHz channel, where HI absorption and emission are negligible. A , a and b were estimated by a least-square fit of $T_a(x)$ over $T(x)$. The fit was restricted to the region (x_1, x_2) where signal from the source appeared ($x_1 - x_2$ was generally of the order of two half-power beam widths in right ascension for point sources). This procedure enabled us to process double or more complex sources. Spectra from different observations of the same source were stored on a disk in order to be added and produce the final spectrum. A discussion of the errors of the spectra will be presented below (section 9).

4. THE SAMPLE

819 sources were observed. This survey includes almost all the sources at dec. $> -37^\circ 30'$, with a flux density at 21 cm greater than 2 Jy, and suspected to be extragalactic. A great number of weaker sources are also included. The sources were selected and their positions taken from various papers, but mainly from the sample of Bridle *et al.* (1972), Bridle and Fomalont (1974), hereinafter BDFL, and from the Parkes catalogue (Ekers 1969, Shimmins and Day 1968, Bolton and Shimmins 1973, Bolton *et al.* 1975). Other sources were taken from the 4C catalogue (Pilkington and Scott 1965, Gower *et al.* 1967), the NRAO survey (Pauliny-Toth *et al.* 1966), the Ohio survey (references in Rinsland *et al.* 1975). A few sources at low galactic latitudes were taken from Mills *et al.* (1958) and Altenhoff *et al.* (1970). No attempt has been made to obtain a complete sample down to a flux-density limit. Since the Nançay radio telescope is a meridian instrument and the observing periods were sometimes shared with other programs, some right ascension ranges were less observed than others. This is the case of observations in the $17^{\text{h}}-18^{\text{h}}$ right ascension range which interfered with programmes in the galactic centre region.

5. THE EMISSION SPECTRA

The interpretation of the absorption features requires the knowledge of the emission spectrum which would be observed in the same direction if the source were not present (the so-called expected profile). This is generally done by observing and averaging the emission spectra nearby the source. Because of the difficulty in producing emission spectra with the Nançay instrument, these spectra had to be taken from existing emission surveys.

The emission surveys used in this work are listed in table 1. All the emission spectra were converted into a uniform temperature scale according to Harten *et al.* (1975). The Berkeley and the Maryland-Green Bank surveys were mostly used in their magnetic tape versions. The emission spectrum at the nearest position from the extragalactic source was chosen. In a few cases, several emission spectra at nearby positions were averaged. A few emission profiles at low declination were kindly measured upon our request by Bajaja and Colomb, at the Instituto Argentino de Radioastronomia. The equipment, reduction and calibration procedures are described by Colomb and Mirabel (1976). Since the temperature scale was based on the observations of the calibration profiles by Pöppel and Vieira (1973), this scale was multiplied by 1.04 to render it consistent with the common scale, as suggested by Jackson (1976). Except for the Maryland-Green Bank survey, the emission profiles were obtained with relatively low-gain antennas and are generally not affected by the presence of absorbed continuum sources in the beam: a source of 10 Jy with 50% absorption in the beam of the Berkeley antenna would cause an error of ~ 0.5 K only in the emission profile. The only significant exception is the emission spectrum towards Cygnus A.

6. THE RESULTS

Among the 819 absorption spectra, 53 are heavily contaminated with spurious emission, 336 definitely show absorption and 41 have possible absorption. In table 2 relevant information on the 819 sources is listed; for most of the features in the emission and absorption spectra a gaussian fit has been attempted. In figure 4 we present the spectra (emission and absorption) only towards sources where absorption was detected or suspected.

A version on magnetic tape of this survey will be available on request. It will include the information of table 2 and the spectra (emission and absorption) of all the sources.

7. DESCRIPTIONS OF THE CATALOGUE

The sources in table 2 are sorted in right ascension and each entry corresponds to one source. Left part (A) contains general information on the source (two lines); central (B) and right (C) parts of the table contain respectively information on emission and absorption profiles. The characteristics of a feature are given in one line in B, or C, or both; in the last case it is assumed that both emission and absorption features are associated.

Part A (The source)

Column 1 Source designation. A “*” is used to distinguish homonyms.

Column 2 First line: Common source name. For sources from the surveys of Parkes, Dwingeloo or Altenhoff *et al.* (1970) only the letters PKS, DW and G are quoted, respectively. Second line: Reference to other absorption survey (H: Hughes *et al.* (1971), R: Radhakrishnan *et al.* (1972), L: Lazareff (1975); +: absorption detected, —: no absorption detected).

Column 3 1950.0 equatorial coordinates of the source (right ascension and declination on the first and second line respectively).

Column 4 Galactic coordinates of the source (latitude and longitude on the first and second line respectively).

Column 5 First line: The observed peak antenna temperature (K) at 21 cm continuum; a “*” following this value indicates that this source has been used to plot the sensitivity of the telescope in figure 1 (see section 8). Second line: The observed half-power width in right ascension of the source, when found to be extended, in arcmin (the beam-width is 3'9); a “*” refers to a remark.

Part B (The emission spectrum)

Column 6 Reference of the spectrum (see table 1 for the code). When several spectra have been averaged, the number of spectra appears beneath on the second line.

When possible, the emission spectrum has been decomposed into several gaussian features by least-square fit. The gaussian decomposition is often very speculative. When such a decomposition has not been attempted,

only the approximate peak value of the brightness temperature, and in most cases the corresponding velocity, are given for each significant feature (in a few cases no data are produced for complex emission spectra corresponding to non-exploitable absorption spectra).

Column 7 Central velocity of the feature (km s^{-1}).

Column 8 Brightness temperature of the feature (K).

Column 9 Velocity dispersion of the gaussian feature (km s^{-1}).

Part C (The absorption spectrum)

When possible, spectra yielding absorption have been decomposed into gaussian features by a least-square method applied to the 6-kHz data. The resulting parameters and errors are then listed:

Column 10 Central velocity of the feature (km s^{-1}).

Column 11 Error on the central velocity (km s^{-1}).

Column 12 Relative absorption.

Column 13 Error on the relative absorption.

Column 14 Velocity dispersion of the gaussian feature (km s^{-1}).

Column 15 Error on the velocity dispersion (km s^{-1}).

When no gaussian decomposition was possible the reported central velocity and relative absorption were estimated by eye. When possible, the absorption features are tentatively associated with the emission feature on the same line. Note that several absorption features correspond sometimes to a single emission feature.

Column 16 First line: The rms noise fluctuation of the 6-kHz spectrum.

Second line: Number of drift-scans made.

Column 17 Reference to general remarks at the end of the table.

The errors reported in column 13 cannot always be used for a test of detection since important errors could arise from the fit of non-gaussian features.

8. THE FLUX DENSITIES

No attempt has been made to measure accurately the flux densities of the sources in the survey. Continuum antenna temperatures, however, can be compared to flux densities measured by Fomalont and Moffet (1971). This comparison was made for 183 sources not extended and not noted to be variable in the sample of Fomalont and Moffet.

The resulting ratio antenna temperature/flux density is plotted as a function of declination in figure 1. This plot shows that, up to dec. $\sim 30^\circ$, the efficiency of the Nançay radio telescope corresponds to 1.45 K Jy^{-1} . The rms dispersion of the individual values around this mean is $\sim 10\%$. This dispersion is due to a) the inaccuracy of the flux densities measured by Fomalont and Moffet; b) the inaccuracy of our antenna temperatures because of receiver noise and calibration errors; c) the possible presence of a few variable sources in the sample. In fact, an examination of the Kesteven *et al.* (1976) catalogue of variable radio sources reveals that a few sources in the sample are indeed variable. If the sample is restricted to 39 sources in the declination range -10 to 30° with no evidence of variability in Kesteven *et al.*, the rms dispersion in figure 1 is lowered to $\sim 6\%$.

9. RELIABILITY OF THE SURVEY

The sources of errors in the absorption spectra are: a) the noise of the receiver; b) the fluctuations of HI emission within the antenna pattern when scanning the source.

The first source of errors is well known and can be reduced by increasing the time of observation. The second source of error cannot be avoided since it is linked to the beam pattern and the spatial distribution of hydrogen: the observing and data reduction procedures are sensitive to fluctuations of angular size of the order of, or smaller than, the beamwidth in right ascension (or of the width of the beam convolved with the source brightness distribution if the source is extended). Such fluctuations lead to spurious emission or

absorption features. Lazareff (1975) has suggested a reduction procedure, based on a least-square fit in the Fourier space, which estimates these errors. We have not performed such an analysis on our data. Therefore, errors quoted in table 2, which are the residual in our least-square fit, and the rms fluctuation of the spectrum, may represent incompletely the error due to emission fluctuations.

All emission features in our absorption spectra are spurious, but there is no way here to know whether an absorption feature is spurious or real. However, spurious features in emission and in absorption are statistically related. In a similar case (measurement of HI absorption spectra towards 42 galactic sources with an interferometer), Caswell *et al.* (1975) studied the statistics of spurious emission features and derived a criterion to discriminate between spurious and real features. Their results cannot be straightly applied to our survey because the instruments are different, but a similar analysis will be presented in a subsequent paper.

Another test of the influence of possible emission fluctuations was done by reducing in a different way our data for sources with $S \geq 5$ Jy (48 sources and 111 features). Instead of fitting over the entire antenna pattern, the fit was first applied to one half (eastern side), then to the other half (western side) of the pattern. The mean of the absorptions obtained for each half is generally close to the absorption deduced from the fit of the whole pattern. Among the 111 features studied, only ten exhibit significant discrepancies between eastern and western relative absorptions. Further analysis showed that the baselines of the relevant drift-scans were skewed and that the normal fitting procedure, when applied to each half of the antenna pattern, is sensitive to this slope. Therefore, instead of fitting a linear baseline (see section 3), a polynomial baseline of order 2 was fitted to segments beyond the (x_1, x_2) region of each drift-scan; the calculated baseline was then removed from the drift-scan. This additional analysis prior to the normal fitting procedure eliminated the remaining discrepancies. Figure 2 shows the relative absorptions obtained from each half of the pattern. The dispersion of the plotted points amounts to 0.05 and represents both noise and emission fluctuations. An attempt to discriminate noise from emission fluctuations was done in evaluating the standard deviations of the differences between the eastern and western absorption spectra, which are believed to represent noise only. It appears statistically that the influence on the dispersion due to emission fluctuations is negligible in figure 2. For the analysed sources, therefore, the errors given in table 2 seem reasonable.

The present survey can be compared with others (Hughes *et al.* 1971, hereafter HTC, Radhakrishnan *et al.* 1972, Lazareff 1975). Weak absorptions towards the very strong sources Hydra A, 3C 273 and Virgo A, detected in the other surveys, were below our detection limit.

When both single-dish and interferometer spectra are available from the Parkes absorption survey (Radhakrishnan *et al.* 1972), our spectra are more comparable to the latter (*cf.* 0531+19). For 5 sources yielding absorption in our survey (0106+13, CTA 21, 0521-36, 0741-06, 1827-36) absorption was not detected at Parkes, either because the Parkes signal-to-noise ratio was low, or because single-dish measurements only were available and yielded spurious emission.

Most of the sources from Lazareff's survey were observed again in our work. We generally spent less time on each source and our spectra are noisier than those of Lazareff. One exception is 3C 237 towards which we detected absorption and Lazareff did not.

A detailed comparison with the HTC survey is interesting because a) we have a large number of sources in common; b) our 6-kHz spectral resolution is comparable with their final effective resolution (6.3 kHz); c) our half-power beam width in right ascension is close to their spatial resolution with a spacing of 400 feet. Our results confirm the possible absorptions noted by HTC towards 3C 327 and 3C 382, reveal absorption towards 3C 237, 3C 452, 3C 459 which were below their detection limit and disagree with their spectrum of 3C 418. In general, the velocities of the absorption features detected by HTC and by us correspond within 1 km s^{-1} ; their intensities, however, are not always in agreement. Figure 3 shows the absorption amplitudes obtained by HTC and by us for approximately 100 features. Roughly, the HTC absorption amplitudes seem to be in excess with respect to ours. The greater dispersion in figure 3 than in figure 2 suggests that the spatial spectrum of the emission fluctuations is such that the Nançay measurements are less sensitive to unresolved hydrogen emission than the interferometric measurements made by HTC.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the observers and the technical staff of the Nançay radio telescope for their invaluable help collecting the data used in this catalogue. The reduction of the data was performed with the kind assistance of the operators of the Centre de Calcul de l'INAG.

We are greatly indebted to Drs. C. Heiles, D.R.W. Williams and G. Westerhout for their generosity in giving us all the necessary data concerning the emission profiles in machine readable form. We are particularly grateful to Drs. E. Bajaja and F.R. Colomb for observing and sending us special emission profiles at negative declinations.

We appreciated the fruitful discussions with Dr. F.J. Kerr.

REFERENCES

- Altenhoff, W.J., Downes, D., Goad, L., Maxwell, A. and Rinehart, R.: 1970, *Astron. Astrophys. Suppl.* **1**, 319.
Bolton, J.G. and Shimmins, A.J.: 1973, *Australian J. Phys. Suppl.* **30**, 1.
Bolton, J.G., Shimmins, A.J., Wall, J.V. and Butler, P.W.: 1975, *Australian J. Phys. Suppl.* **34**, 1.
Bridle, A.H., Davis, M.M., Fomalont, E.B. and Lequeux, J.: 1972, *Astron. J.* **77**, 405.
Bridle, A.H. and Fomalont, E.B.: 1974, *Astron. J.* **79**, 1000.
Caswell, J.L., Murray, J.D., Roger, R.S., Cole, D.J. and Cooke, D.J.: 1975, *Astron. Astrophys.* **45**, 239.
Cohen, R.J.: 1977, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **178**, 547.
Colomb, F.R. and Mirabel, I.F.: 1976, *Astron. Astrophys.* **47**, 157.
Davies, R.D. and Cummings, E.R.: 1975, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **170**, 95.
Dickey, J.M., Salpeter, E.E. and Terzian, Y.: 1977, *Astrophys. J.* **211**, L77.
Ekers, J.A. (ed.): 1969, *Australian J. Phys. Suppl.* **7**, 1.
Fomalont, E.B. and Moffet, A.T.: 1971, *Astron. J.* **76**, 5.
Gower, J.F.R., Scott, P.F. and Wills, D.: 1967, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **71**, 49.
Harten, R.H., Westerhout, G. and Kerr, F.J.: 1975, *Astron. J.* **80**, 307.
Heiles, C. and Habing, H.J.: 1974, *Astron. Astrophys. Suppl.* **14**, 1.
Hughes, M.P., Thompson, A.R. and Colvin, R.S.: 1971, *Astrophys. J. Suppl.* **23**, 323.
Jackson, P.D.: 1976, *Astron. Astrophys. Suppl.* **25**, 433.
Kazès, I.: 1971, *Astron. Astrophys.* **15**, 460.
Kazès, I. and Aubry, D.: 1978, in preparation.
Kesteven, M.L.J., Bridle, A.H. and Brandie, G.W.: 1976, *Astron. J.* **81**, 919.
Lazareff, B.: 1975, *Astron. Astrophys.* **42**, 25.
Mebold, U. and Hills, D.Ll.: 1975, *Astron. Astrophys.* **42**, 187.
Mills, B.Y., Slee, O.B. and Hill, E.R.: 1958, *Australian J. Phys.* **11**, 360.
Pauliny-Toth, I.I.K., Wade, C.M. and Heesch, D.S.: 1966, *Astrophys. J. Suppl.* **13**, 65.
Pilkington, J.D.H. and Scott, P.E.: 1965, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **69**, 183.
Pöppel, W.G.L. and Vieira, E.R.: 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.* **9**, 289.
Radhakrishnan, V., Murray, J.D., Lockhart, P. and Whittle, R.P.J.: 1972, *Astrophys. J. Suppl.* **24**, 15.
Rinsland, C.P., Dixon, R.S. and Kraus, J.D.: 1975, *Astron. J.* **80**, 759.
Shimmins, A.J. and Day, G.A.: 1968, *Australian J. Phys.* **21**, 377.
Tolbert, C.R.: 1971, *Astron. Astrophys. Suppl.* **3**, 349.
Tuve, M.A. and Lundsager, S.: 1973, Carnegie Institution of Washington Publ. no. 63.
Weaver, H. and Williams, D.R.W.: 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.* **8**, 1.
Weaver, H. and Williams, D.R.W.: 1974, *Astron. Astrophys. Suppl.* **17**, 251.
Westerhout, G.: 1977, The Maryland-Green Bank Galactic 21-cm Line Survey, final edition, Univ. of Maryland, to be published.
Williams, D.R.W.: 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.* **8**, 505.

J. Crovisier
I. Kazès
D. Aubry

Département de Radioastronomie
Observatoire de Meudon
F-92190 Meudon (France)

Table 1 The emission spectra

Code letter	Reference	Beamwidth	Freq. resol. kHz	Correction factor	Remarks
B	Heiles and Habing (1974)	35	10	1.02 ⁽¹⁾	Berkeley Survey (2)
K	Weaver and Williams (1973)	35	10	1.02 ⁽¹⁾	
L	Weaver and Williams (1974)	35	10	1.02 ⁽¹⁾	
M	Westerhout (1977)	13	9.5	0.97 ⁽¹⁾	Maryland-Green Bank Survey
T	Tolbert (1971)	38	16	1.00 ⁽³⁾	Dwingeloo Survey
D	Tuве and Lundsager (1973)	60	10	1.06 ⁽⁴⁾	Washington DTM Survey
A	Instituto Argentino de Radioastronomia	28	10	1.04	See text

- Notes : (1) the correction factor is from Harten et al. (1975)
 (2) converted into T_B according to $T_B = 1.18 T_A$ (Williams, 1973)
 (3) the correction factor is determined by comparison of the profile towards standard region S7 with the one obtained by Williams (1973) in the same direction
 (4) idem with standard regions S7 and S9

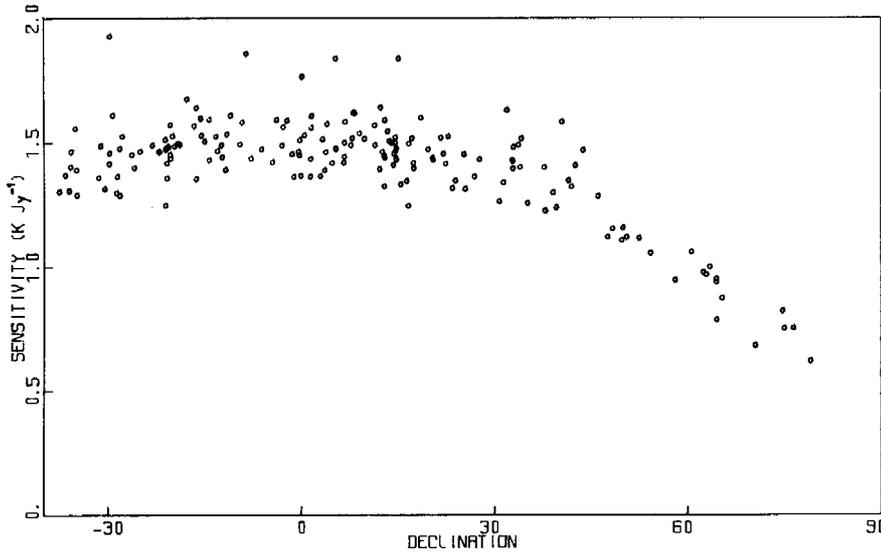


Figure 1 The sensitivity of the Nançay Radio telescope measured by 183 point sources as a function of declination. The flux densities are from Fomalont and Moffet (1971).

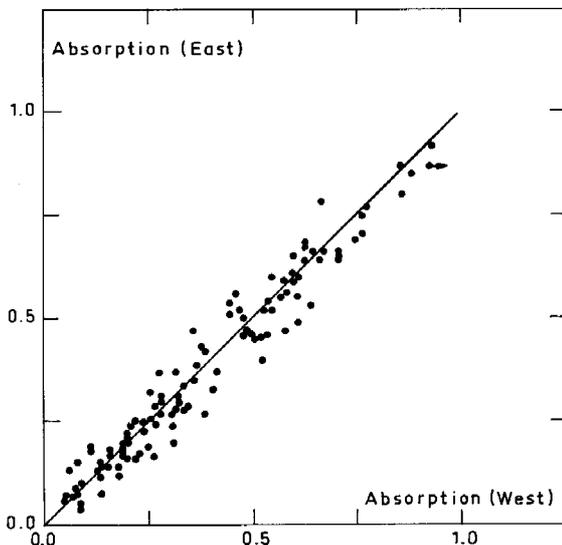


Figure 2 Relation between relative absorption for the eastern half of the antenna pattern (ordinate) and the western half (abscissa). A line through the origin of slope unity is shown for comparison.

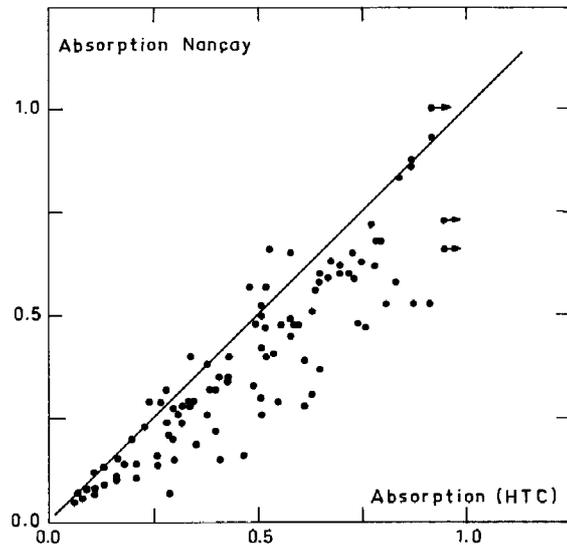


Figure 3 Relation between relative absorptions towards 48 sources observed at Nançay (ordinate) and by HTC (abscissa). A line through the origin of slope unity is shown for comparison.

Table 2

SOURCE 1	USUAL NAME 2	EQUAT. COORD. 3	GALACT. COORD. 4	TA EXT. 5	DE 6	VE 7	TE 8	DE 9	VA 10	EVA 11	A 12	EA 13	DA 14	EDA 15	SIG. ND 16	REMARKS 17
0000-17	PKS	0 0 48.3 -17 43.8	71.72 -75.32	3.6*	B 2	-7.3	4.9	10.5							0.09 18	
0002+12	PKS	0 2 16.3 +12 32.0	105.74 -48.50	1.8 6.6	B	-8.4	28.6	3.7							0.16 15	
0002+69	4C 69.01	0 2 53.3 +69 3.3	118.91 6.82	0.8	K										22	N.13
0003-00	3C 2.0	0 3 48.8 - 0 21.1	99.40 -60.88	5.6*	B	1.0	10.1	7.4							0.04 23	
0007+12	4C 12.03	0 7 17.5 +12 27.8	107.51 -48.89	2.9	B	-8.4	32.6	3.6	-8.1±1.1	0.13±0.03			3.1±0.6		0.05 65	
0010+40	4C 40.01	0 10 53.9 +40 35.5	115.30 -21.44	2.0	B	0.5	19.4	5.4							0.11 38	
0011+34	4C 34.01	0 11 8.1 +34 24.8	114.26 -27.55	2.0	B 2	1.0	16.9	5.6	1.4±0.8	0.26±0.08			1.9±0.4		0.13 37	P
0012+60	4C 60.01	0 12 7.1 +60 59.8	118.58 -1.29	3.8	M	-44.3 -4.0 2.0	72.0 36.9 67.9	13.0	-41.8±0.7 -5.1±0.6 2.8±0.3	0.63±0.03 0.28±0.08 0.67±0.07			11.6±0.5 1.5±0.4 2.3±0.2		0.07 56	
0013+79	4C 78.01	0 13 44.3 +79 1.3	121.28 16.54	2.1*	B		24.0		1.4±0.6	0.20±0.04			2.2±0.5		0.06 28	
0016-12	PKS	0 16 18.7 -12 59.3	93.65 -73.71	3.3*	B	-10.3	7.7	9.7							0.06 42	
0017+15	3C 9.0	0 17 49.8 +15 24.3	112.14 -46.54	2.9*	B	-6.1	20.4	3.8							0.08 45	
0019-00	PKS	0 19 51.9 - 0 1.3	107.59 -61.76	4.3*	B	-5.1	8.0	6.6							0.06 40	
0020-25	PKS	0 20 38.7 -25 19.3	49.80 -83.37	3.3	B		#3.0								0.07 50	
0022-29	PKS	0 22 0.4 -29 45.5	9.71 -83.69	4.2*	A	-3.0	6.1								0.09 12	
0023-26	PKS H- L-	0 23 18.9 -26 18.9	42.53 -84.23	12.7*	B	-6.8	4.1	12.7							0.02 35	
0026+34	OB 34.3	0 26 34.8 +34 39.8	117.86 -27.71	2.6	B 2	-2.0	19.7	4.9	-3.3±0.4	0.28±0.07			1.3±0.4		0.08 58	
0026+63	3C 11.1	0 26 54.5 +63 42.1	120.59 1.20	2.5	M	-89.0 -88.8 -2.0	18.7 77.2 64.0	16.0 8.3	-90.5±4.2 -61.3±0.3 -51.2±0.2 -2.6±0.6	0.13±0.03 1.01±0.06 0.81±0.12 0.62±0.05			16.0±3.6 3.7±0.2 1.3±0.2 5.4±0.6		0.12 56	1.3.7
0030+19	3C 12	0 30 1.2 +19 37.3	115.99 -42.76	2.9*	B 2	-4.5	16.8	4.4	-5.8±1.3	0.11±0.06			2.2±0.8		0.09 26	P
0031+39	3C 13.0	0 31 32.9 +39 7.7	119.37 -23.35	2.6	B	-0.1	15.1	5.5							0.10 43	
0032-20	PKS	0 32 38.9 -20 20.5	94.62 -82.04	2.8*	B	-9.7	4.2	15.5							0.09 32	
0033+58	4C 58.02	0 33 15.9 +58 40.3	120.99 -3.87	2.8	K 2	-48.0 -8.0	38.4 54.0		-48.2±0.2 -18.0 -13.9±1.2	0.94±0.11 0.80 0.31±0.07			1.2±0.2 9.0±0.8		0.07 65	4.6
0033+18	3C 14.0	0 33 29.4 +18 21.5	117.96 -44.09	2.9	B	-4.7	21.0	4.1							0.09 31	
0034-01	3C 15.0	0 34 30.9 - 1 25.5	114.91 -63.80	6.0*	B	-7.3	4.8	12.4							0.07 15	
0034+60	4C 60.02	0 34 31.1 +60 13.8	121.24 -2.32	2.4	M 2	-50.2 -23.0 -0.8	23.3 37.7 46.7	12.2 5.4 7.8	-21.5±0.3 0.1±0.4	0.59±0.10 0.43±0.05			1.3±0.2 2.5±0.4		0.09 59	1.3
0035-02	3C 17.0 H-	0 35 47.1 - 2 24.3	115.37 -64.81	8.0	B	-7.0	10.7	6.7							0.06 11	
0038+32	3C 19.0	0 38 14.0 +32 53.7	120.47 -29.65	4.5*	B	-1.2	20.5	5.1	-1.2±1.2	0.09±0.02			3.0±0.7		0.04 65	
0038+09	3C 18.0	0 38 14.6 + 9 46.9	118.72 -52.73	7.1	B 2	-6.6	29.4	3.6	-7.8±0.2	0.38±0.04			1.9±0.2		0.05 39	
0040+51	3C 20.0 H+ L+	0 40 19.6 +51 47.1	121.68 -10.79	12.3	B	-53.0 -36.0 -6.0	12.0 7.2 39.6		-58.1±0.5 -40.9±0.1 -7.6±0.3 -2.7±0.1	0.12±0.03 0.31±0.02 0.23±0.03 0.49±0.03			1.7±0.4 1.5±0.1 1.7±0.3 1.5±0.1		0.07 44	1
0041+66	4C 66.02	0 41 37.3 +66 2.2	122.29 3.45	1.5	K										21	N.13,15
0042-35	PKS	0 42 16.5 -35 47.2	311.98 -81.53	3.6*	A	-5.0	5.6								0.10 19	

NOTES ON INDIVIDUAL SOURCES

0026+63 NEAR THE DIRECTION OF 3C 10 (TYCHO'S SNR)

0034+60 DOUBTFUL ABSORPTION FEATURE AT -47 KM/S

0040+51 HUGHES ET AL. (1971) FOUND ABSORPTION OF 0.18 AT -51KM/S, LAZAREFF (1975) FOUND ABSORPTION OF 0.35 AT -58KM/S

Table 2 (continued)

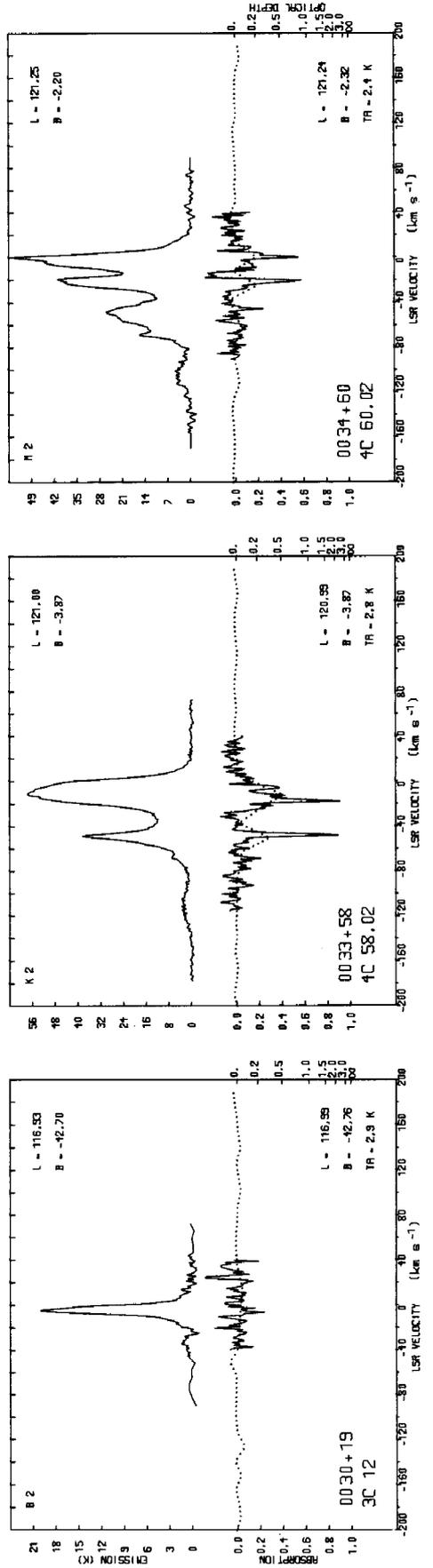
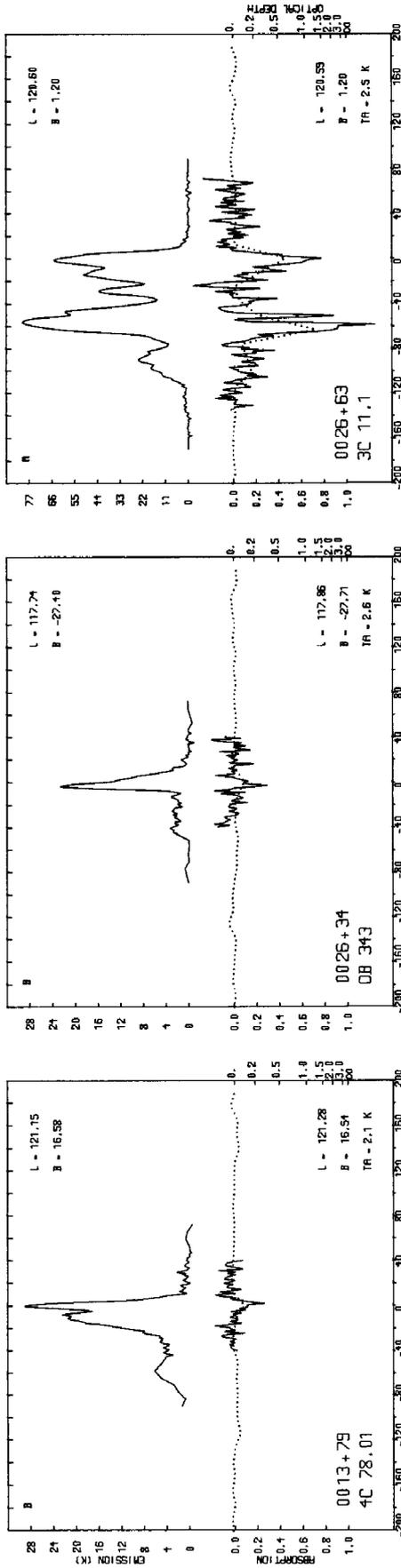
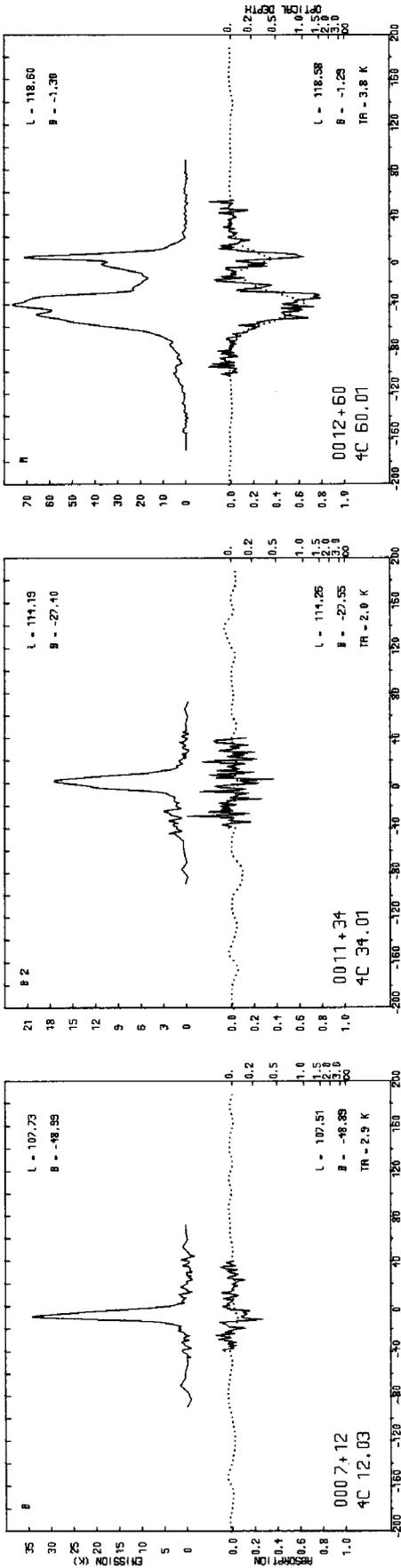
SOURCE 1	USUAL NAME 2	EQUAT. COORD. 3	GALACT. COORD. 4	TA EXT. 5	SE 6	VE 7	TE 8	DE 9	VA 10	EVA 11	A 12	EA 13	DA 14	EDA 15	SIG. NO 16	REMARKS 17
0045-25	PKS	0 45 6.5 -25 33.5	98.87 -87.98	6.6 4.1	B	-8.0	3.6	9.6							0.06 48	1
0045+60	4C 60.03	0 45 22.8 +60 55.6	122.60 -1.67	0.6	M 2										52	N.13
0048+50	3C 22.0	0 48 4.9 +50 55.8	122.90 -11.67	2.5	B 2	-4.0	38.4		-4.0	0.28					0.14 42	P.3.4
0051-03	3C 26	0 51 35.7 -3 50.2	124.76 -86.43	3.5*	B 2	-7.4	14.2	6.4							0.12 16	
0052+68	3C 27.0 H*	0 52 44.9 +68 6.1	123.39 5.50	6.3	K	-102.0 -62.0 -42.0 -24.0 -9.0 -3.0	7.2 36.0 24.0 16.8 60.0 42.0		-61.2±2.7	0.11±0.03		6.8±2.3			0.05 37	7
0055-01	3C 29.0	0 55 0.7 -1 40.5	126.59 -64.23	7.0	B	-8.5	10.4	7.0							0.04 13	
0056-00	4C-00.06	0 56 32.4 -0 9.4	127.24 -62.69	4.0*	B	-8.4	9.5	6.9							0.09 33	
0059+14	3C 30	0 59 26.8 +14 28.5	126.87 -48.05	1.6	B	-5.1	16.9	5.2							0.10 61	1.11

NOTES ON INDIVIDUAL SOURCES

0045-25 GALAXY NGC 253 A BROAD ABSORPTION AT 60 KHZ/S IS DUE TO THE EXTERNAL GALAXY
0059+14 AND 0100+14 DOUBLE SOURCE SEPARATION = 14"

GENERAL REMARKS

- P Possible absorption
- N Non-exploitable absorption spectrum due to contamination by severe spurious emission
- 1 See footnote
- 2 The absorption feature is doubtful, or the gaussian analysis is doubtful, or it is perturbed by spurious emission
- 3 Presence of spurious emission in the absorption spectrum
- 4 The absorption parameters were estimated by eye
- 5 The rms noise varies throughout the absorption spectrum due to different local oscillator settings
- 6 Narrow absorption feature
- 7 Broad absorption feature, clearly apparent in the 60 kHz channels
- 8 A narrow absorption feature and a broad one seem to be superimposed
- 9 The absorption spectrum seems to be complex, but no further gaussian decomposition was done
- 10 Apparently no absorption, but presence of spurious emission in the absorption spectrum
- 11 A continuum map of the source was published by BDFL
- 12 The emission spectrum is inaccurate, or is taken in a direction not very close to that of the source
- 13 The complex emission spectrum towards this "N" source is not described in the table
- 14 Absorption in excess of 1.00 is not real
- 15 The spectra of this "N" source are presented in figure 4



Nançay HI Absorption Survey. I.

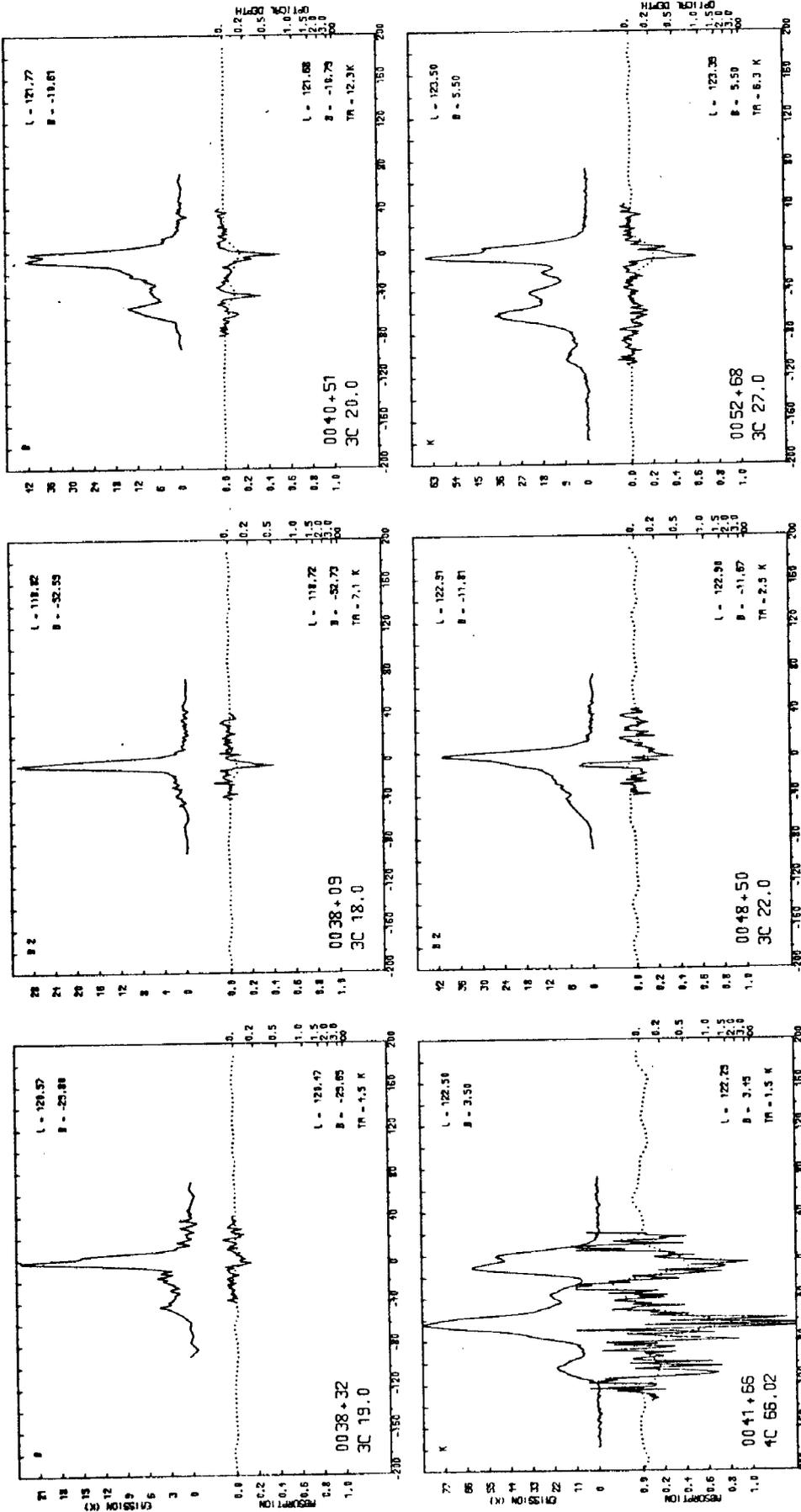


Figure 4 Absorption and emission spectra towards 386 sources. Upper part: the emission spectrum. The ordinate is the brightness temperature. The letter in the upper left corner refers to the published spectrum (see table 1); when several spectra are averaged, a figure indicates the number of averaged spectra. The position (or the mean position) to which the spectrum corresponds is given in galactic coordinates in the upper right corner. Lower part: the absorption. Dotted line: 60-kHz channels; full line: 6-kHz channels. The position in galactic coordinates and antenna temperature of the source are printed in the lower right corner.

APPENDICE AU CHAPITRE II

METHODES D'OBSERVATION DES SPECTRES D'ABSORPTION A NANÇAY

Lors de la mesure d'un spectre d'absorption galactique à 21 cm, il est nécessaire d'obtenir un bon rapport signal-sur-bruit, mais également de bien éliminer la contribution de l'émission à 21 cm. En raison de la structure spatiale de l'hydrogène interstellaire, cette élimination est d'autant meilleure que le pouvoir séparateur de l'antenne est bon. De bons résultats sont obtenus avec des interféromètres (Clark, 1962). Avec une antenne unique, on peut estimer le spectre d'émission attendu en interpolant l'émission mesurée dans des directions les plus voisines possible de celles où l'on mesure l'absorption : c'est la méthode classique des champs de comparaison. Nous avons utilisé à Nançay une méthode un peu différente en observant le passage de la source étudiée (voir article I). Nous nous proposons dans cet appendice de comparer ces différentes méthodes, et d'en chercher éventuellement de plus efficaces, tant pour l'amélioration du rapport signal-sur-bruit que pour l'élimination de l'émission. Nous verrons que l'on doit toujours choisir un compromis entre ces deux exigences.

1. NOTATIONS

Soit $x = \alpha / 2\alpha_c$ et $y = \beta / 2\beta_c$ l'ascension droite et la déclinaison en unités réduites, où α_c et β_c sont les pas définis par le théorème d'échantillonnage (Bracewell et Roberts, 1954). Pratiquement, α_c et β_c sont de l'ordre de la demi-largeur à mi-puissance du lobe.

$G(x, y)$ est le diagramme en puissance de l'antenne.

$F(s, q)$ est le gain correspondant en fréquences spatiales. On a $F(s, q) = 0$ pour $|s| \geq 1$ ou $|q| \geq 1$.

$$\text{sinc}(t) = (\sin \pi t) / \pi t$$

$T(x, y)$ = brillance de la raie à 21 cm à la vitesse considérée

T_A = température d'antenne continuum de la source.

A = absorption relative mesurée de la source à la vitesse considérée.

$D(x)$ = température d'antenne observée lors du passage de la source, à la vitesse considérée.

k prend les valeurs discrètes ... $-1, -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}, 1, \dots$

\sim dénote la transformation de Fourier.

2. GENERALITES

Le formalisme de ce qui suit est exposé dans, par exemple, Bracewell et Roberts (1954). Une étude en partie comparable à la nôtre a été faite par Lazareff (1975, appendice). Nous nous limitons ici à l'étude de sources ponctuelles observées avec une antenne unique.

Selon le théorème d'échantillonnage, l'ensemble de l'information contenue dans le passage $D(x)$ peut se réduire à l'information aux points $x = k$. Nous supposons la source située en $x = 0, y = 0$. Toute méthode d'observation d'un spectre d'absorption à partir d'un passage, ou de champs de comparaison situés à la même déclinaison que la source, peut donc se réduire à une combinaison linéaire des mesures de $D(k)$:

$$(1 - A) T_A = \sum a_k D(k).$$

L'ensemble $[a_k]$ des coefficients a_k caractérise la méthode.

A une méthode $[a_k]$ correspond un diagramme en puissance

$$\mathcal{G}(x, y) = \sum a_k G(x-k, y).$$

Pour une source non absorbée, en l'absence d'émission, $A = 0$ et $D(k) = T_A G(k, 0)$, d'où la condition de normalisation :

$$\sum a_k G(k, 0) = 1. \tag{A1}$$

Le problème consiste à optimiser le choix des a_k de façon à ce que :

- (i) A soit le moins sensible possible à l'émission $T(x, y)$;
- (ii) A ait le meilleur rapport signal-sur-bruit ;
- (iii) la méthode soit simple, c'est-à-dire porte sur le moins de points possible.

3. INFLUENCE DE L'EMISSION

Pour calculer la réponse d'une méthode à une distribution d'émission, plaçons-nous dans l'espace des fréquences spatiales. Le gain de la méthode en fréquences spatiales est

$$\mathcal{F}(s, q) = \tilde{g}(x, y) = F(s, q) \sum a_k e^{-2i\pi ks}.$$

Notons que \mathcal{F} est réel si la méthode est symétrique (c'est-à-dire si $a_{-k} = a_k$). La réponse à une distribution d'émission est :

$$E = \iint \tilde{g}(-x, -y) T(x, y) dx dy = \iint \mathcal{F}(s, q) \tilde{T}(s, q) ds dq.$$

Comme l'a suggéré Lazareff (1975), on peut supposer que T est une variable aléatoire stationnaire dans une certaine région du ciel, dont le spectre de puissance est isotrope (le ciel n'étant pas infini, cette supposition n'est pas mathématiquement rigoureuse) :

$$\langle \tilde{T}(s, q) \tilde{T}^*(s', q') \rangle = \delta_{ss'} \delta_{qq'} P(\rho)$$

où $\rho^2 = s^2 + (\alpha_c / \beta_c)^2 q^2$ et :

$$\langle E^2 \rangle = \iint \mathcal{F}(s, q) \mathcal{F}^*(s', q') P(\rho) ds dq.$$

On peut chercher à minimiser $\langle E^2 \rangle$ en choisissant les a_k de sorte que $\partial \langle E^2 \rangle / \partial a_k = 0$. Ceci suppose que le spectre de puissance $P(\rho)$ de la distribution de l'émission d'hydrogène soit connu. Or, $P(\rho)$ n'est pas connu. Il est cependant probable que $P(\rho)$ décroisse lorsque ρ augmente ; cette possibilité est suggérée par les observations interférométriques qui indiquent une diminution de la contribution de l'émission lorsque la base augmente (Hughes et al., 1971 ; Caswell et al., 1975). Elle explique le succès des observations faites avec de grandes antennes uniques.

Si l'on suppose donc que $\tilde{T}(s, q)$ est confinée aux basses fréquences spatiales, on peut optimiser empiriquement la méthode en cherchant à rendre $\mathcal{F}(s, q)$ le plus petit possible pour s voisin de 0. On imaginera donc des méthodes où $(\partial^n \mathcal{F} / \partial s^n)_{s=0} = 0$. Il est en tout cas nécessaire d'éliminer la composante continue, ce qui se traduit par la condition :

$$\mathcal{F}(0, q) = 0, \text{ soit } \sum a_k = 0. \quad (A2)$$

4. OPTIMISATION DU RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT

Le bruit du récepteur étant connu (on le supposera gaussien), le rapport signal-sur-bruit est parfaitement prévisible et peut être optimisé. Si σ_k est la fluctuation quadratique moyenne du bruit sur le point observé $D(k)$, le bruit σ_s sur l'absorption mesurée A est :

$$\sigma_s^2 = \sum a_k^2 \sigma_k^2.$$

Nous allons calculer ce bruit pour un temps total d'observation fixé.

Le résultat diffère suivant la procédure d'observation :

(a) On dispose de passages de la source. Le bruit est le même sur chaque point :

$$\sigma_{s1}^2 = \sigma^2 \sum a_k^2.$$

Dans ce cas, la méthode qui minimise $\sum a_k^2$ tout en satisfaisant aux conditions (A1) et (A2) correspond à :

$$a_k = \frac{G(k, 0) - \frac{1}{n} \sum_1 G(1, 0)}{\sum_1 G(1, 0)^2 - \frac{1}{n} \left[\sum_1 G(1, 0) \right]^2}. \quad (A3)$$

Elle est unique pour un nombre n de points fixé. On reconnaît que c'est la méthode des moindres carrés que nous avons utilisée dans l'article I.

(b) On a limité l'observation du passage de la source au nombre n de points utilisés dans la méthode. Si σ est le bruit atteint au bout du temps total d'observation, le bruit sur chaque point est $\sigma \sqrt{n}$ et le bruit sur l'absorption est :

$$\sigma_{s2}^2 = n \sigma^2 \sum a_k^2.$$

(c) On a optimisé la procédure d'observation en passant sur chaque point un temps proportionnel à $|a_k|$. Le bruit sur ce point est $\sigma \sqrt{\sum |a_k| / |a_k|}$ et le bruit sur l'absorption est :

$$\sigma_{s3} = \sigma \sum |a_k|.$$

5. COMPARAISON DE DIFFERENTES METHODES

Nous allons décrire et comparer différentes méthodes utilisées ou utilisables avec le radiotélescope de Nançay. Pour les exemples numériques, on a supposé que le lobe est de la forme $G(x, 0) = \text{sinc}^2 x$. La table II.1 donne les paramètres des différentes méthodes décrites. La figure II.1 montre les gains de ces méthodes dans l'espace des fréquences spatiales.

I Méthode du champ de comparaison

La comparaison est obtenue par la moyenne des spectres observés à $k = 1$ et $k = -1$ (aux "premiers zéros" du lobe) :

II Méthode du passage avec estimation des moindres carrés, sur 5 points

Les a_k sont donnés par l'équation (A3). On se limite à 5 points, donc au passage de la source dans le lobe principal (entre les "premiers zéros"). C'est la méthode utilisée pour le catalogue de Nançay (article I).

II^{bis} Idem, mais sur 7 points

III Méthode minimisant \mathcal{F} au voisinage de $s = 0$, sur 5 points

On impose pour déterminer les a_k , outre les conditions (A1) et (A2), $(\partial^2 \mathcal{F} / \partial s^2)_{s=0} = 0$ (pour une méthode symétrique, les dérivées impaires de \mathcal{F} s'annulent pour $s = 0$). On trouve $a_0 = 6 \lambda$; $a_{\frac{1}{2}} = a_{-\frac{1}{2}} = -4 \lambda$; $a_1 = a_{-1} = \lambda$; le facteur de proportionnalité λ est déterminé par la condition (A1).

III^{bis} Idem, mais sur 7 points

On impose de plus $(\partial^4 \mathcal{F} / \partial s^4)_{s=0} = 0$.
 $a_0 = 20 \lambda$; $a_{\frac{1}{2}} = a_{-\frac{1}{2}} = -15 \lambda$; $a_1 = a_{-1} = 6 \lambda$; $a_{\frac{3}{2}} = a_{-\frac{3}{2}} = -\lambda$.

IV Méthode du passage sur 3 points

Cette méthode, où le passage est limité entre les points à mi-hauteur ($k = -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}$), a été utilisée par Kazès (1971) pour obtenir certains spectres d'absorption dans des régions à basse latitude galactique.

Table II.1 Paramètres des différentes méthodes. †

Méthode	a_0	$a_{1/2}$	a_1	$a_{3/2}$	σ_{s1}	σ_{s2}	σ_{s3}
	$a_{-1/2}$	a_{-1}	$a_{-3/2}$				
I	1.0000	0.	-0.5000	0.	1.2247	2.1213	2.0000
II	0.9462	0.0640	-0.5371	0.	1.2168	2.7207	2.1484
II ^{bis}	0.8922	0.1638	-0.3325	-0.2774	1.1067	2.9279	2.4396
III	2.1759	-1.4506	0.3627	0.	3.0342	6.7846	5.8025
III ^{bis}	2.5801	-1.9351	0.7740	-0.1290	3.9214	10.3751	8.2563
IV	1.6815	-0.8407	0.	0.	2.0594	3.5669	3.3629
V*	1.0506	-0.1248	-0.9258	0.	1.4058	2.4350	2.1012

† paramètres calculés pour un lobe $G(x, 0) = \text{sinc}^2 x$.

* seule méthode non symétrique : $a_{-1/2} = a_{-1} = a_{-3/2} = 0$.

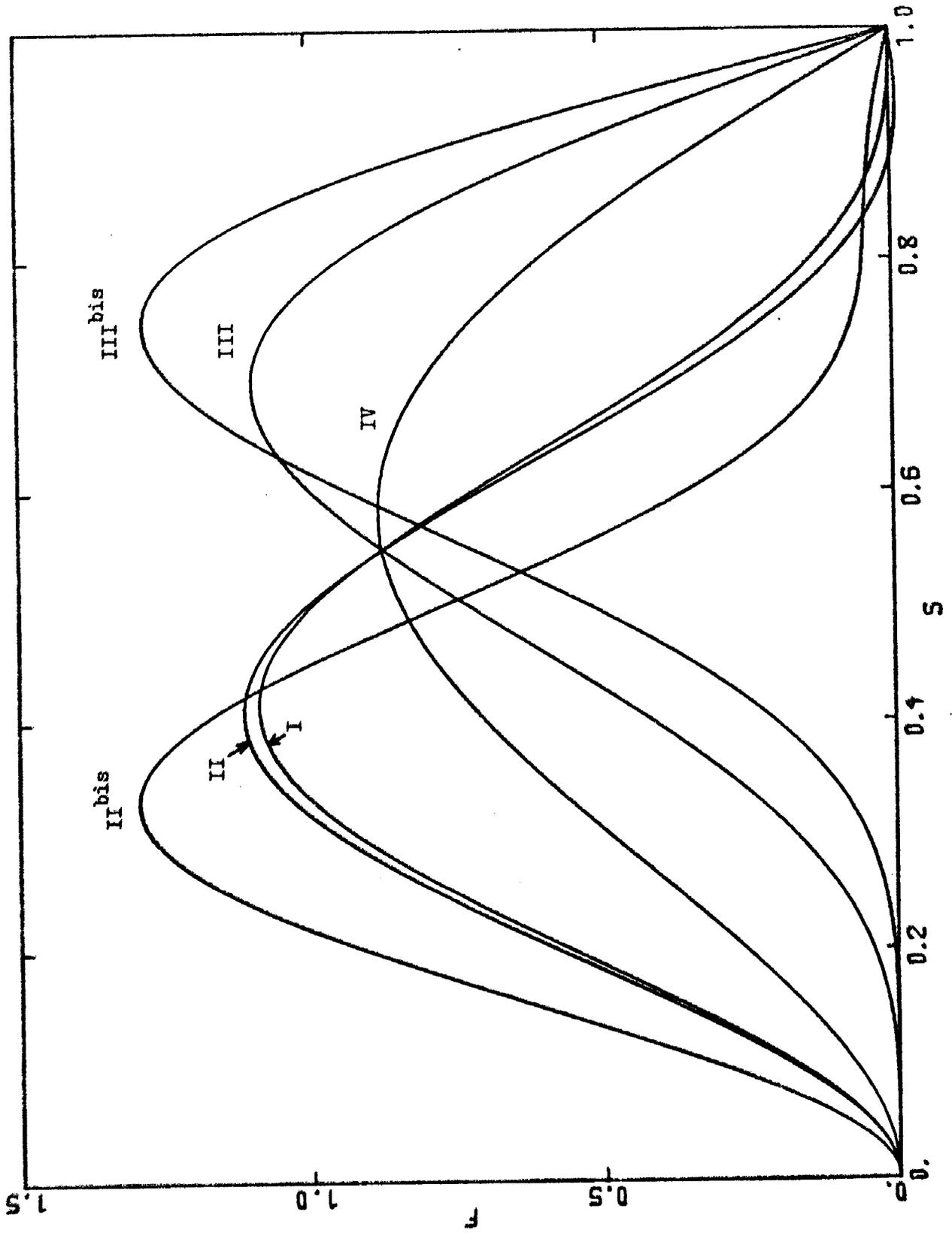


Figure II.1 Les gains en fréquence spatiale de différentes méthodes décrites dans le texte.

V Méthode du demi-passage

On se limite aux trois points à "flanc de lobe" $k = 0, \frac{1}{2}$ et 1. Cette méthode a été utilisée dans la discussion de l'article I. Comme elle n'est pas symétrique, \mathcal{F} a une partie imaginaire (\mathcal{F} n'est pas représenté sur la figure II.1 pour cette méthode).

L'examen de la figure II.1 montre que les réponses des méthodes I et II aux distributions d'émission sont pratiquement identiques. La méthode II conduit à un moins bon rapport signal-sur-bruit (table II.1). Elle présente cependant de nombreux avantages pratiques pour un programme d'observation systématique tel que celui du catalogue de Nançay (elle permet de traiter les sources étendues, d'admettre une erreur sur l'ascension droite, de vérifier la confusion possible par des sources voisines).

L'extension du passage jusqu'à $k = \pm 3/2$ (méthode II^{bis}) n'a aucun intérêt : cette méthode est plus sensible aux basses fréquences spatiales et le rapport signal-sur-bruit est détérioré. La restriction du passage à $k = \pm \frac{1}{2}$ (méthode IV) conduit à une moins grande sensibilité aux basses fréquences spatiales, ce qui se paie par une diminution du rapport signal-sur-bruit.

Les méthodes III et III^{bis}, où \mathcal{F} est fortement déplacé vers les fréquences spatiales les plus hautes accessibles au télescope, donnent un rapport signal-sur-bruit très fortement détérioré (de l'ordre de 3 à 4 par rapport à la méthode I). Elles pourraient néanmoins être utilisées si l'on dispose d'un récepteur peu bruyant.

7. COMPARAISON AVEC LA METHODE INTERFEROMETRIQUE

La figure II.2 représente le gain, dans l'espace des fréquences spatiales, de la méthode que nous avons utilisée à Nançay, comparé au gain d'un interféromètre type constitué de deux antennes d'ouvertures circulaires illuminées uniformément, de 27 m de diamètre (cet interféromètre correspond à celui d'Owens Valley utilisé par Hughes et al., 1971, pour leur catalogue). Pour la figure II.2, l'espacement a été fixé à 400λ (les réponses maximums de la méthode II et de l'interféromètre ont alors lieu pour la même fréquence spatiale). Un espacement différent

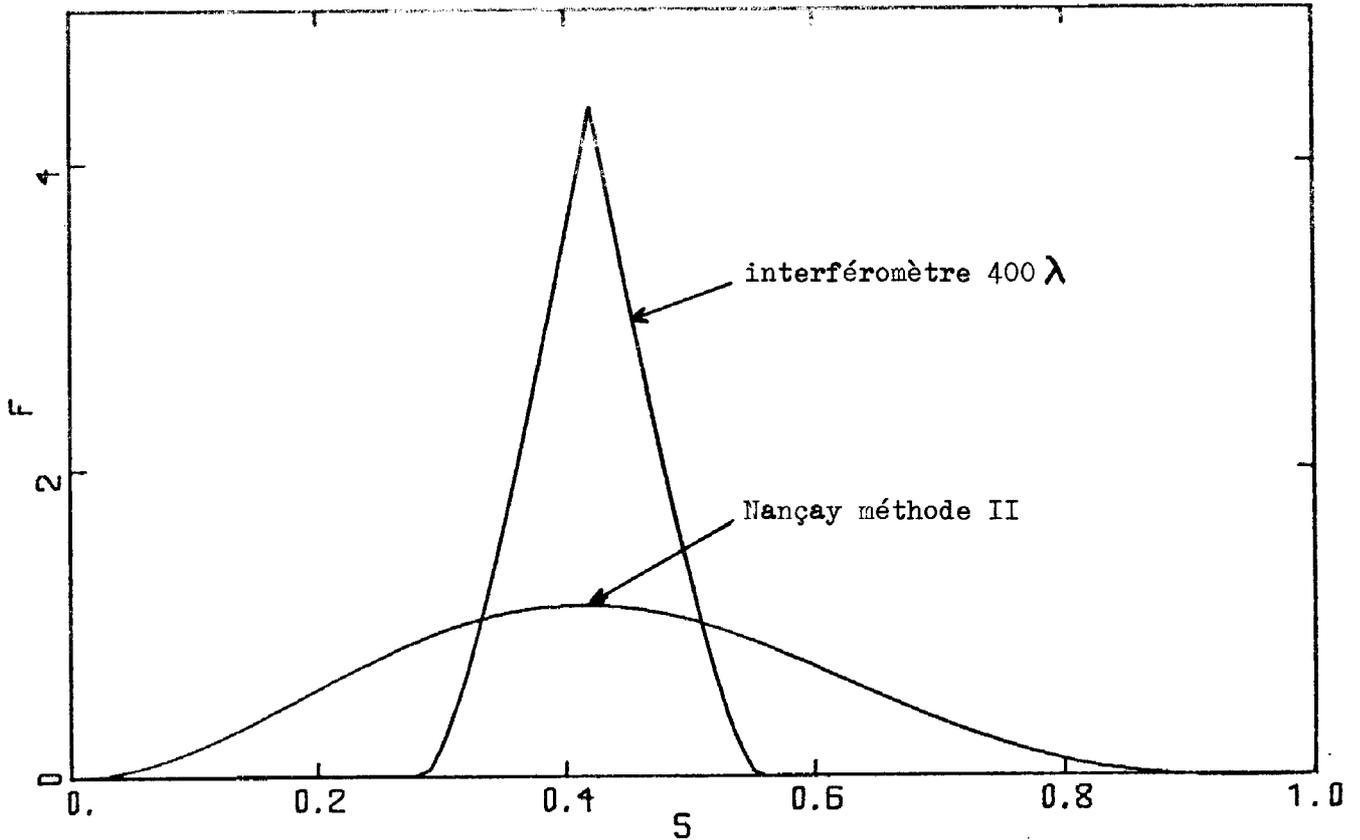


Figure II.2 Comparaison, dans l'espace des fréquences spatiales, du gain de la méthode utilisée à Nançay avec celui d'un interféromètre type.

se traduit simplement par une translation suivant l'axe des s de la réponse de l'interféromètre (les espacements respectifs de 289λ , 578λ et 1156λ utilisés par Hughes et al. correspondent à des réponses maximums pour $s = 0.30$, 0.61 et 1.21 respectivement, dans les unités de la figure).

Il n'est pas possible, en l'absence de la connaissance de $P(\varrho)$, de déterminer à partir de la figure II.2 quel est, de l'interféromètre et de l'antenne unique, l'instrument le moins affecté par les fluctuations d'émission. L'interféromètre n'est sensible qu'à une portion bien limitée de la gamme des fréquences spatiales, alors que l'antenne unique est encore partiellement sensible aux fréquences spatiales basses. En revanche, le lobe primaire de l'interféromètre est plus grand que celui de l'antenne unique, si bien que l'interféromètre, dans la gamme des fréquences spatiales auxquelles il est sensible, capte un plus grand nombre de fluctuations d'émission. Ce phénomène est illustré par la figure II.3 où l'on a représenté les réponses respectives de l'interféromètre et de

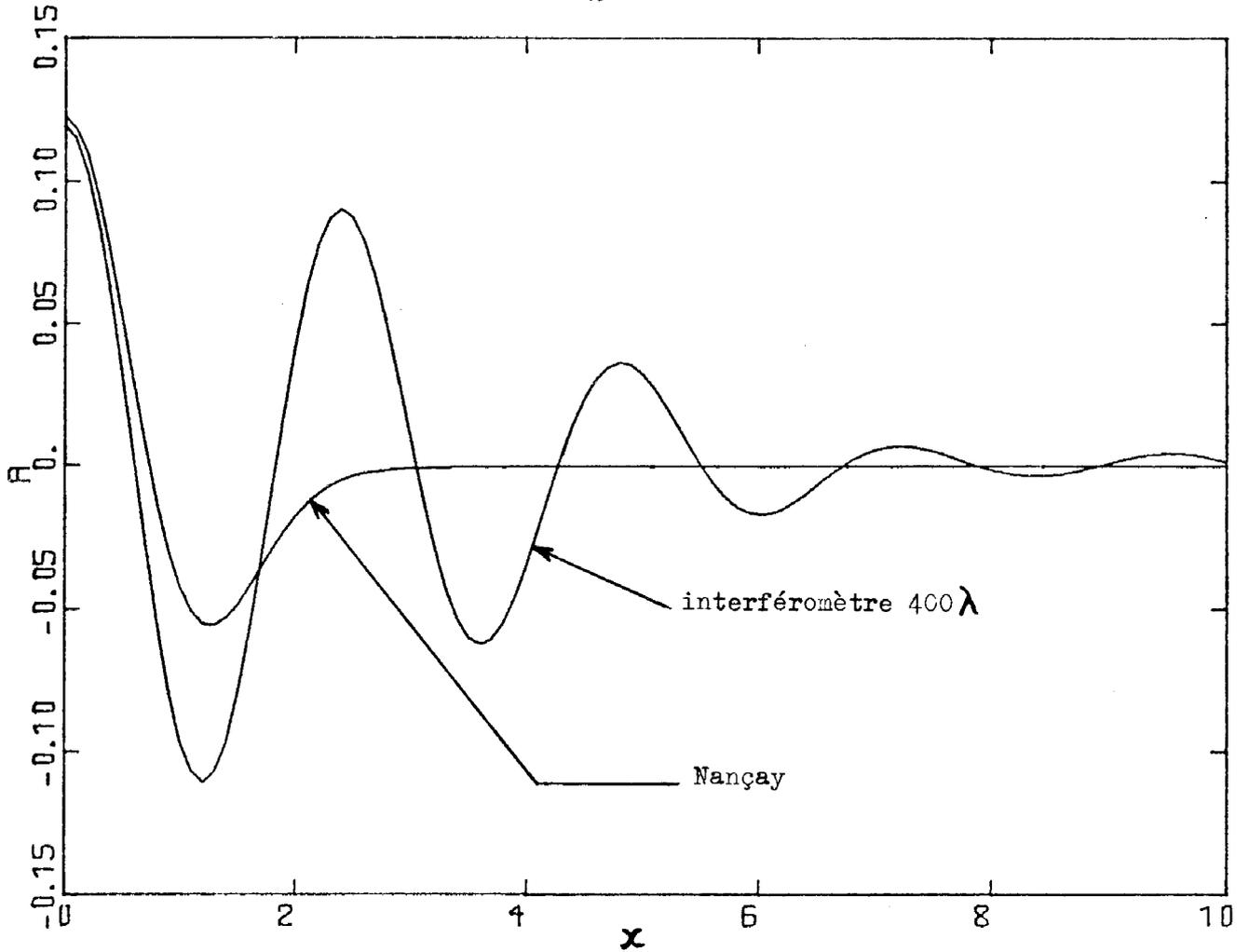


Figure II.3 Réponses de la méthode utilisée à Nançay et d'un interféromètre type à un nuage de distribution de brillance gaussienne de diamètre 8', décalé de x (l'unité est de 4') en ascension droite par rapport à la source étudiée (comparer avec la figure IV.5).

l'antenne unique à une fluctuation d'émission représentée par un nuage de distribution de brillance gaussienne, de diamètre (à mi-intensité) $\sim 8'$, décalé de x en ascension droite par rapport à la source étudiée. On voit que, lorsque le décalage augmente, la réponse s'atténue beaucoup plus vite pour l'antenne unique que pour l'interféromètre.

Notons que si le spectre de puissance $P(\varrho)$ était blanc (c'est-à-dire si $P(\varrho) = 1$), on pourrait calculer l'influence des fluctuations d'émission :

$$\langle E^2 \rangle = \iint \mathcal{F}^2(s, q) ds dq.$$

On trouve, pour notre exemple, $\langle E^2 \rangle = 0.418$ pour l'antenne unique, 1.400 pour l'interféromètre (quel que soit son espacement), ce qui est

nettement en faveur de l'antenne unique.

On peut se demander enfin si une antenne à lobe allongé comme le radiotélescope de Nançay élimine mieux les fluctuations d'émission qu'une antenne de même surface à lobe circulaire. On peut montrer numériquement que l'influence des fluctuations d'émission est la même pour une antenne carrée et une antenne rectangulaire de même surface si le spectre de puissance $P(\varrho)$ des fluctuations est blanc ; mais l'antenne rectangulaire est meilleure si $P(\varrho)$ est - comme cela semble être le cas dans la réalité - une fonction décroissante de ϱ .

CHAPITRE III

LA CINEMATIQUE DES NUAGES D'HYDROGENE NEUTRE AU VOISINAGE DU SOLEIL

On se propose ici d'étudier la cinématique des nuages d'hydrogène neutre au voisinage du Soleil à partir des vitesses radiales de l'échantillon des 299 nuages à $|b| > 10$ détectés dans le catalogue de Nançay. En utilisant une approximation du premier ordre de la rotation galactique différentielle, et en supposant les nuages répartis suivant une distribution plan-parallèle symétrique par rapport au plan galactique, on a utilisé une méthode des moindres carrés pour rechercher, dans les vitesses radiales des nuages, un mouvement d'ensemble et l'influence de la rotation galactique. On écrit :

$$V_r = V_\odot + A \frac{\langle |z| \rangle}{\sin |b|} \sin 2(1 - l_0) \cos^2 b + V_t$$

où V_r est la vitesse radiale observée, V_\odot la projection sur la ligne de visée de la vitesse systématique du Soleil par rapport à l'hydrogène local, A la première constante de Oort, $\langle |z| \rangle$ la distance moyenne des nuages d'hydrogène neutre au plan galactique, l_0 la déviation des noeuds de la rotation galactique différentielle locale et V_t un terme aléatoire représentant la vitesse d'agitation du nuage.

Les résultats sont les suivants :

- (a) Le mouvement du Soleil par rapport à l'hydrogène neutre local n'est pas différent du mouvement solaire standard par rapport aux étoiles proches.
- (b) La rotation galactique différentielle a pu être séparée de la vitesse d'agitation des nuages, ce qui permet d'estimer les paramètres $\langle |z| \rangle$ et l_0 . On trouve $\langle |z| \rangle = 107 \pm 29$ pc, comparable aux déterminations antérieures indépendantes de Radhakrishnan et Goss (1972), Jackson et Kellman (1974), Baker et Burton (1975) ; $l_0 = -14 \pm 5$ °, ce qui peut s'expliquer, dans le cadre de la théorie des ondes de densité, si le Soleil est situé sur le bord extérieur d'un bras spiral (Rohlf, 1972).
- (c) La dispersion de la vitesse radiale résiduelle est

$$\langle V_t^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 5.7 \pm 0.9 \text{ km s}^{-1} \text{ et semble isotrope à } 1.5 \text{ km s}^{-1} \text{ près.}$$

La détermination de $\langle |z| \rangle$ et $\langle v_t^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ est sensible d'une part à la présence dans l'échantillon de quelques nuages de vitesses intermédiaires qui semblent échapper à une distribution normale de vitesse, d'autre part à la gamme de latitudes galactiques sélectionnée. La validité des résultats est également affectée par la présence d'irrégularités dans la distribution spatiale des nuages, telles que l'association de gaz avec la ceinture de Gould (Lindblad, 1967, 1974).

La distance moyenne des nuages HI au plan galactique est environ moitié de celle du "milieu internuage", mais double de celle des étoiles jeunes au voisinage du Soleil. Ce fait sert de base à certaines théories sur la formation des étoiles (Schmidt, 1959). Notons également que la dispersion de vitesse trouvée pour les nuages locaux coïncide avec celle des étoiles les plus jeunes. Il serait intéressant de compléter cette étude par la recherche de $\langle |z| \rangle$ et de $\langle v_t^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ pour les nuages moléculaires locaux.

Kinematics of Neutral Hydrogen Clouds in the Solar Vicinity from the Nançay 21-cm Absorption Survey

J. Crovisier

Département de Radioastronomie, Observatoire de Meudon, F-92190 Meudon, France

Received February 8, 1978

Summary. The Nançay 21-cm absorption survey is used to study the kinematics of neutral hydrogen clouds in the solar neighbourhood. The usual first-order approximation to local Galactic differential rotation as well as a plane-parallel distribution for H I clouds are assumed. The analysis is performed on ~ 300 radial velocities of clouds at $|b| > 10$. The Sun motion relative to H I clouds is found to be not different from the standard solar motion. The perturbation of radial velocities by differential rotation allows to determine the nodal deviation l_0 and the average distance $\langle |z| \rangle$ of H I clouds from the Galactic plane; $l_0 = -14 \pm 5^\circ$, similar to what is found for H I in emission, and $\langle |z| \rangle = 107 \pm 29$ pc, in agreement with other independent determinations. The rms residual velocity $\langle V^2 \rangle^{1/2}$, which is the one-dimensional random velocity of the clouds, is 5.7 ± 0.9 km s $^{-1}$. It is found to be isotropic within 1.5 km s $^{-1}$. $\langle |z| \rangle$ and $\langle V^2 \rangle^{1/2}$ are sensitive to the presence of a few intermediate-velocity clouds in the sample. Departures from the plane-parallel model and Galactic rotation, mainly due to gas associated with the Gould belt, are observed. They may somewhat complicate the interpretation of the results.

Key words: galactic kinematics — galactic structure — H I clouds — interstellar matter

I. Introduction

Kinematical studies of various Galactic populations in the solar neighbourhood provide a valuable clue for the understanding of their relationship and evolution. Numerous investigations on stellar kinematics have been made since the beginning of the century (see e.g. Delhaye, 1965) and similar studies for the interstellar medium were attempted more recently when absorption-line data at visible wavelengths became available (Blaauw, 1952)

and after the neutral hydrogen emission line at 21 cm was systematically observed. Among several publications based on H I emission surveys, the most recent ones are those of Takakubo (1967); Venugopal and Shuter (1967, 1969); Mast and Goldstein (1970); Mebold (1972); Henderson (1973); and Falgarone and Lequeux (1973). Interstellar H I seems to be a mixture of at least two components (Clark, 1965): the cold and dense “cloud medium”, responsible for the bulk of absorption, and the hot and more tenuous “intercloud medium”. Although several attempts were made in that sense (Takakubo, 1967; Mebold, 1972), it is difficult to separate these two components on the basis of emission spectra alone. The cloud medium, however, can be unambiguously studied from absorption-spectrum data. Such a study was already performed by Falgarone and Lequeux (1973) on a small sample.

A comprehensive survey of 21-cm absorption by Galactic neutral hydrogen was achieved recently (Crovisier et al., 1978, hereinafter Paper I). The present paper deals with an analysis of the kinematics of neutral hydrogen absorbing clouds in the vicinity of the Sun from the data of this survey.

The observed radial velocities of nearby clouds are mainly due to random motions. The purpose of the present analysis is to separate the orderly velocity due to differential rotation or possible systematic motions from these dominant random motions. The cloud distances are not known, but can be derived statistically from the amplitude of the differential rotation component; this will allow us to estimate the average distance of H I clouds from the Galactic plane if a plane-parallel distribution is assumed. After subtraction of the estimated differential rotation and systematic motion, resulting random velocities may be studied in their turn.

This method is explained in details in Section II. Results are given in Section III. They are discussed and compared with previous determinations in Section IV.

II. The Sample and the Method

The sample of absorbing clouds is extracted from Table 2 of Paper I. Detected absorption features are there decomposed into Gaussian components. We use here the central velocities (column 10 of the table) of these components. Dubious features (noted "P" in column 17) are not included. In order to eliminate most non-local H I, the sample is restricted to sources at $|b| > 10$. This limitation in latitude will allow us to use simple laws for the local Galactic rotation and for the H I distribution; moreover it removes most of the complex spectra for which the Gaussian decomposition is speculative. The resulting sample consists of 299 velocity features.

In Paper I, radial velocities are corrected, as usual, for observer and Sun motions assuming the standard solar motion ($V_{\odot} = 20 \text{ km s}^{-1}$ towards R.A. (1900) = 18^{h} , Dec. (1900) = $+30^{\circ}$). The observed radial velocity V_r of a feature corresponding to an H I cloud in a direction (l, b) may be given by

$$V_r = V_{\text{lsr}} + V_{\text{rot}} + V_t + V_e. \quad (1)$$

V_{lsr} accounts for a possible difference between the local standard of rest of H I clouds and the local standard of rest defined by the standard solar motion; if X , Y and Z are the projections of the relative velocity in the directions x ($l = 0, b = 0$), y ($l = 90, b = 0$) and z ($b = 90$) respectively, then

$$V_{\text{lsr}} = X \cos l \cos b + Y \sin l \cos b + Z \sin b. \quad (2)$$

V_{rot} is the velocity due to Galactic rotation. V_t is the random velocity of the cloud. V_e is the error in the determination of V_r . Since $\langle V_e^2 \rangle^{1/2} = 0.7 \text{ km s}^{-1}$ from Paper I whereas $\langle V_t^2 \rangle^{1/2} \sim 5 \text{ km s}^{-1}$ (see below), V_e will be ignored hereafter. The resulting increase of the determination of $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ will be negligible.

In the vicinity of the Sun, V_{rot} may be represented by the local differential rotation formula

$$V_{\text{rot}} = rA \sin 2(l - l_0) \cos^2 b. \quad (3)$$

r is the distance from the Sun to the cloud. A is the first Oort's constant and will be assumed to be $15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. The phase term l_0 is the nodal deviation. Higher-order terms could be included in (3), following Trumpler and Weaver (1953, p. 556) and assuming the Galactic rotation model of Burton (1971). These terms never exceed 2 km s^{-1} for $r < 1 \text{ kpc}$ (which corresponds to $|z| < 170 \text{ pc}$ at $|b| = 10$) and are negligible for most of our sample. Therefore they will be left out.

r is random and cannot be known individually for each cloud, but if we assume that the mean cloud density only depends on the distance $|z|$ from the Galactic plane (the plane-parallel model) and that the Sun lies in this plane, then

$$\langle r \rangle = \langle |z| \rangle / \sin |b| \quad (4)$$

where $\langle |z| \rangle$ is the first central moment of the z -distribution of the cloud medium (its average distance from the plane).

Our purpose is to extract from our sample the correction (X, Y, Z) to the local standard of rest and the mean influence of the Galactic rotation in order to estimate $\langle |z| \rangle$ and the phase term l_0 . Let

$$V_t = V_r - \langle V_{\text{rot}} \rangle - V_{\text{lsr}} \quad (5)$$

where V_{lsr} is given by (2) and $\langle V_{\text{rot}} \rangle$ by (3) and (4). The parameters X , Y , Z , $\langle |z| \rangle$ and l_0 are then estimated through minimizing $\sum V_t^2$ by a least-square algorithm.

III. The Results

A difficulty comes from the presence, in the sample, of relatively-high-velocity features corresponding to H I clouds which clearly do not follow the local Galactic rotation. Such features appear preferentially at negative velocities, as noticed by Dickey et al. (1978). Takakubo, who also encountered high-velocity features in his 21-cm emission sample, attributed them to distant clouds well above the Galactic plane, or to local high-velocity clouds. No information is available on the distance of our intermediate-velocity absorbing clouds, and their nature is unknown. Typical high-velocity clouds detected in emission (Davies, 1974; Verschuur, 1975) are not dense nor cold enough to yield 21-cm absorption. Since such features would strongly bias any statistical analysis, it is necessary to try to reject them. For instance, three features with $|V_r| > 40 \text{ km s}^{-1}$ in our sample are obviously anomalous and must be excluded. The histogram of the remaining velocities is given in Figure 1a. Other anomalous features are probably still present. Since it is impossible to tell which velocities are anomalous and which ones belong to the tail of the "normal" velocity distribution, we have analysed different samples obtained for several velocity cutoffs: 40, 25 and 15 km s^{-1} (samples 1, 2 and 3 respectively). Results are listed in Table 1. Rms errors resulting from the least-square fit are given. $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ is obtained from the residuals of the fit. Its quoted error is $(2n)^{-1/2} \langle V_t^2 \rangle^{1/2}$, where n is the number of features; it is the expected rms error provided V_t follows a normal law (Kendall and Stuart, 1969). The histogram of residual velocities, after correction by parameters obtained from sample 2, is given in Figure 1b.

It appears from Table 1 that, as could be expected, $\langle |z| \rangle$ and $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ are strongly dependent on the velocity cutoff: when higher velocities are taken into account, $\langle |z| \rangle$ as well as $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ increase. Residuals arising from high radial velocities are high too. Note that if V_t follows a normal law of dispersion 6.9 km s^{-1} , then the probability to find features of $|V_r| > 25 \text{ km s}^{-1}$ in our sample is negligible, which justifies their exclusion; about 8 features with $|V_r| > 15 \text{ km s}^{-1}$ are expected, whereas 19

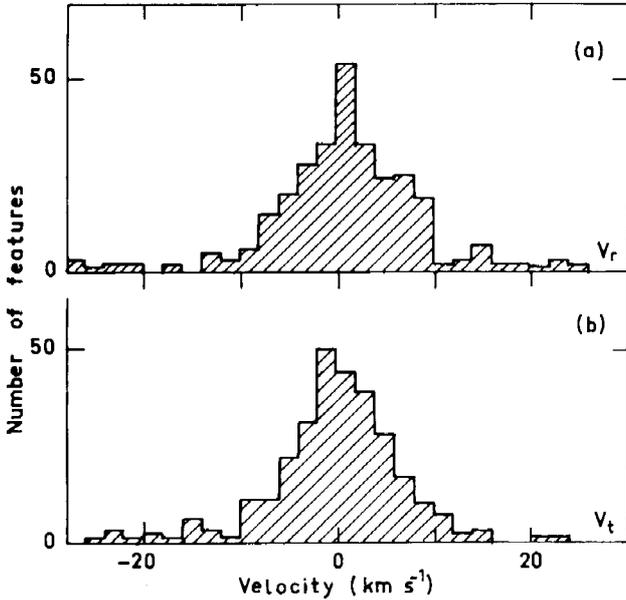


Fig. 1. Velocity histograms. a Observed radial velocities for 296 features at $|b| > 10$. b Residual velocities corresponding to the parameters fitted to sample 2 (Table 1)

are found. We therefore suggest that the “normal” sample is between samples 2 and 3, and adopt as conservative values for the searched parameters those found for these two samples.

The same analysis was also applied to the emission spectra of Paper I. For each emission spectrum $T_e(v)$, the mean velocity V_r was computed from the first moment

$$V_r = \int v T_e(v) dv / \int T_e(v) dv, \quad (6)$$

the integrals being limited to the velocity regions where $T_e > 1$ K. Most of the H I responsible for emission is then taken into account. Velocities greater than 15 km s^{-1} were excluded. Results are given in Table 1. Sample 4 is coming from spectra of all sources at $|b| > 10$. Sample 5 is restricted to sources at $|b| > 10$ for which absorption was detected. In sample 6 an attempt was made to restrict

the analysis to narrow emission features by limiting the bounds of the integrals in (6) to the regions where T_e is greater than half the maximum T_e of the spectrum. Since in these samples V_r is calculated for the whole spectrum and not for individual features, the residual velocities V_t do not represent random motions of individual H I concentrations, which are averaged along the line of sight. This explains why they are lower than those of the absorption samples. Our rather rough separation of H I into narrow features and whole H I seems to make sense since $\langle |z| \rangle$ for samples 4 and 5 is relatively high and comparable to that of the intercloud medium (see Table 3 below) while parameters of sample 6 are in close agreement with those of absorption sample 3.

Table 1 clearly shows that the systematic and Galactic rotation components can be separated from the random component of the radial velocities. Before discussing these results, we will consider some objections which could be made to the above analyses.

(a) The samples are made of features from spectra taken at random positions—those of extragalactic sources—but the sky coverage is not homogeneous: it is limited to $\text{Dec.} > -37.5^\circ$ (the declination limit for the Nançay radio telescope) and absorption features are detected preferentially at low Galactic latitudes. In order to investigate whether this inhomogeneous coverage could lead to a bias, a simulation was made by assigning velocities $V_{\text{rot}} + \Delta V$ to the 291 directions of sample 2, where V_{rot} is given by (3) with parameters of sample 2, Table 1, and ΔV is a random velocity of mean 0 and dispersion 5 km s^{-1} . The analyses performed on several such samples did not reveal any bias.

(b) The least-square analysis supposes that for all the elements in the sample, velocities V_t are statistically independent. This is probably not the case for features coming from spectra at neighbouring positions. There are examples of entire sky regions where H I features at the same velocity are found. This non-independence gives perhaps the main limitation of this kind of study: it is dubious that an increase in size of the sample would

Table 1. Results of the least-square analysis

Sample	Number of features	X km s^{-1}	Y km s^{-1}	Z km s^{-1}	l_0	$\langle z \rangle$ pc	$\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ km s^{-1}
absorption							
(1) $ V_r < 40$	296	-1.14 ± 0.72	-0.20 ± 0.84	-0.77 ± 0.97	-10.9 ± 3.0	134.4 ± 14.5	6.90 ± 0.28
(2) $ V_r < 25$	291	-1.48 ± 0.66	0.28 ± 0.79	-0.77 ± 0.89	-12.0 ± 3.1	122.1 ± 13.4	6.32 ± 0.26
(3) $ V_r < 15$	272	-1.26 ± 0.54	0.73 ± 0.65	-0.87 ± 0.71	-15.8 ± 3.6	89.1 ± 11.2	5.01 ± 0.21
emission							
(4) $ V_r < 15$	584	1.65 ± 0.39	-3.16 ± 0.44	-1.81 ± 0.36	-5.5 ± 1.9	158.2 ± 10.5	5.09 ± 0.15
(5) see text	220	1.71 ± 0.47	-3.74 ± 0.54	-3.24 ± 0.60	-6.2 ± 1.8	155.5 ± 10.7	3.90 ± 0.19
(6) see text	228	-1.34 ± 0.41	0.73 ± 0.49	-1.21 ± 0.54	-16.1 ± 2.8	89.9 ± 8.6	3.50 ± 0.16

sensibly improve the results. In fact, the sample size should not be greater than the number of local H I clouds. In order to check whether our results are biased by an oversampling of the sky, we have analysed again sample 2 by processing one feature out of three. $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ is increased from 6.32 ± 0.26 to 6.66 ± 0.48 km s⁻¹, which is hardly significant; the other parameters are not appreciably changed.

(c) Because of the finite spectral resolution of the Nançay survey, and of possible chance coincidence in velocity, some features may be blends corresponding to several clouds. Since the blends preferentially occur for low random velocities V_t , they tend to decrease the number of low-velocity features. When analysing optical absorption features obtained with a spectral resolution of 8 km s⁻¹, Blaauw (1952) was compelled to take into account the influence of such unresolved features. It seems, however, that with the spectral resolution of the present data (1.3 km s⁻¹, Paper I), the expected number of blends at $|b| > 10$ is low (Crovisier and Kazès, 1978), and we believe that the analysis is not significantly affected by their presence.

(d) Some of the absorption features reported in Paper I are spurious and are due to emission fluctuations within the antenna pattern. They could amount to 15% of the detected features at $|b| > 10$ (Crovisier and Kazès, 1978). Their influence on the present results is not expected to be very important because of their relative scarcity.

IV. Discussion

Gas and stars in the solar vicinity do not fully follow the plane-parallel model which was assumed in our analyses. Part of them are distributed along a flat pattern, known as the Gould belt, inclined 20° to the Galactic plane (Lindblad, 1967, 1974). Objects from the Gould belt and from standard Galactic populations do not conform to the same kinematics. Since we have not attempted to separate H I clouds according to these two systems (as was done for early-type stars, for instance, by Frogel and Stothers, 1977), our results must be interpreted with caution.

A. Solar Motion

It appears from our results (Table 1) that the solar motion relative to nearby absorbing hydrogen clouds is not significantly different from the standard solar motion, defined relatively to the standard of rest of nearby stars. This is in agreement with previous determinations of solar motion from hydrogen 21-cm emission (Takakubo, 1967; Venugopal and Shuter, 1967; Mast and Goldstein, 1970) or interstellar optical absorption lines (Blaauw, 1952). Interstellar gas follows the same bulk motion as that of

early-type stars (Cepheids, e.g. Wielen, 1974a; O-B stars, e.g. Frogel and Stothers, 1977).

B. Deviation of the Nodes l_0

The l_0 term in (3) corresponds to a shift of the apparent centre of rotation relative to the Galactic centre. A conservative determination from our data is $l_0 = -14 \pm 5^\circ$. It is in good agreement with other determinations from hydrogen emission surveys (Takakubo, 1967; Mast and Golstein, 1970; Mebold, 1972; Henderson, 1973) which range from 0 to -20° , depending on the sample selections. This deviation can be classically interpreted as a non-circular bulk motion of the local system (Trumpler and Weaver, 1953, p. 581). The above value would then correspond to a contraction towards the Galactic centre with a velocity of ~ 60 km s⁻¹, which seems unreasonable. An alternative interpretation is suggested by Rohlfs (1972): the perturbation of the local velocity field by a spiral density wave causes a nodal deviation. Our value for l_0 would then place the Sun on the outer edge of a spiral density wave. Rohlfs notes that $|l_0|$ should decrease when the observed sample is spread over a larger volume, because the local deviation is then diluted. Such an effect is found in Takakubo's (1967) analysis. It is also present in our data: $|l_0|$ is larger at high Galactic latitudes, which correspond to less distant H I clouds (Table 2); $|l_0|$ is smaller for our emission samples 4 and 5 which take into account the more distant hydrogen of the intercloud medium (Table 1).

When analysing the kinematics of local young stars in terms of the spiral density wave theory, Crézé and Mennessier (1973) found that the observed velocity field of these stars would place the Sun near a maximum of density. This result is neither consistent with the above interpretation, nor with the Galactic spiral structure observed on a large scale where the Sun is not located in a major spiral arm (Weaver, 1970).

C. Hydrogen Average Distance from the Galactic Plane $\langle |z| \rangle$

A conservative value for the hydrogen average distance from the Galactic plane is $\langle |z| \rangle = 107 \pm 29$ pc from samples 2 and 3 (Table 1). It is compared in Table 3 with other determinations of the z -extent for the cloud, intercloud and whole-H I mediums. Since some authors do not observe directly $\langle |z| \rangle$, but the equivalent half-thickness H , or the half-density half-thickness $z_{1/2}$, their determinations have been converted to $\langle |z| \rangle$ assuming a Gaussian distribution (see Guibert et al., 1978, Table 2, for the different definitions of the thickness of a distribution and their correspondences). Discussions on the determinations of $\langle |z| \rangle$ from the Parkes 21-cm absorption survey and the Copernicus Lyman α absorption survey are given in Appendices A and B.

Table 2. Results of the least-square analysis for sub-sets of sample 2: clouds in different latitude ranges (1 and 2), clouds of low apparent spin temperatures (3) and clouds of high optical depths (4)

Sample	Number of features	X km s ⁻¹	Y km s ⁻¹	Z km s ⁻¹	l_0	$\langle z \rangle$ pc	$\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ km s ⁻¹
(1) $10 < b < 20$	119	-0.34 ± 1.09	0.70 ± 1.24	-4.99 ± 3.07	-11.2 ± 4.1	114.1 ± 17.2	7.34 ± 0.48
(2) $20 < b < 40$	103	-2.13 ± 0.96	-0.94 ± 1.19	-1.36 ± 1.32	-16.7 ± 4.9	191.9 ± 34.8	5.21 ± 0.36
(3) $T_s < 80$ K	109	-1.72 ± 1.23	-1.15 ± 1.61	-0.47 ± 1.61	-16.4 ± 7.3	108.9 ± 28.2	7.63 ± 0.52
(4) $\tau > 0.36$	126	-1.84 ± 0.85	0.35 ± 1.12	-0.76 ± 1.30	-21.1 ± 5.1	98.6 ± 15.1	5.26 ± 0.66

Table 3. Summary of determinations of the z -extent for local H I

$\langle z \rangle$ pc	Method and reference
H I clouds	
(106)	H = 166 pc; statistics of 21-cm absorption features; Radhakrishnan and Goss, 1972.
(86)	H = 135 pc; as above, but corrected (see Appendix A).
70	Model fitting to 21-cm emission; Baker and Burton, 1975.
107 ± 29	Kinematics of 21-cm absorption; this work.
intercloud H I	
191 ± 64	Kinematics of 21-cm emission for selected features; Mebold, 1972.
186 ± 31	Kinematics of 21-cm emission for selected features; Falgarone and Lequeux, 1973.
105	Model fitting to 21-cm emission; Baker and Burton, 1975.
280	Lyman α absorption in selected directions; Bohlin et al., 1978.
whole H I	
90 ± 17	} kinematics of 21-cm emission; features are selected according to their widths; Takakubo, 1967.
122 ± 18	
180 ± 17	
(102)	$z_{1/2} = 150$ pc; 21-cm emission in the plane; Jackson and Kellman, 1974.
93 ± 38	Lyman α absorption; from the data of Bohlin et al., 1978; see Appendix B.

Note: values of $\langle |z| \rangle$ in parentheses are derived from observed H I or $z_{1/2}$ assuming a Gaussian distribution

It appears from Table 3 that most determinations are consistent with a local mean height of ~ 100 pc for the cloud medium, ~ 200 pc for the intercloud medium, and an intermediate value for the one-component model. Main discrepancies come from the model of Baker and Burton (1975) which results, in fact, from distant hydrogen measurements and may not apply directly to the solar vicinity, and from the Lyman α determination of Bohlin et al. (1978), which relies only on a selection of seven high-latitude lines of sight. We note that the cloud mean height agrees well with that of the narrower H I emission features of Takakubo's sample.

A limitation to our analysis is the validity of the plane-parallel model. First, the Sun may not be in the plane of

symmetry of the H I layer, or this plane may deviate from the Galactic plane as it does in the inner regions of the Galaxy (see e.g. Lockman, 1977). A further analysis of sample 2 where different $\langle |z| \rangle$ are allowed for northern and southern Galactic hemispheres yields $\langle |z| \rangle = 112 \pm 20$ pc for $b > 10$ and $\langle |z| \rangle = 131 \pm 18$ pc for $b < -10$. The difference is not significant, but may be compared to the Sun position over the Galactic plane ($z_\odot = 4 \pm 12$ pc according to Gum et al., 1960); it is also well known that local H I is more abundant in the southern hemisphere (e.g. Heiles, 1976, relations 10a and 10b). Second, large local inhomogeneities may blur the cosecant law and render $\langle |z| \rangle$ meaningless. Striking evidences of these inhomogeneities are given by surveys of 21-cm H I emission (e.g. Heiles, 1976; Heiles and Jenkins, 1976; Weaver, 1974), and of reddening material (Lucke, 1978): part of the interstellar matter is locally associated with Gould's belt and Galactic spurs. Table 2 shows analyses of sub-samples in different latitude ranges. It turns out that $\langle |z| \rangle$ is higher for high-latitude material. This is still more visible for H I in emission (Takakubo, 1967; Mast and Goldstein, 1970; Henderson, 1973) and can be interpreted, on a gross scale, as a lack of hydrogen in the close vicinity of the Sun. This result is also clearly apparent from H I emission surveys (see e.g. the variation with b of the H I column density given by Heiles, 1976) or H I absorption studies (Crovisier and Kazès, 1978).

Table 2 also gives the fitted parameters for the coolest and the thickest clouds of the sample. They are not significantly different from those derived for the whole sample. (Note that the spin temperatures used in this study are derived from the comparison of 21-cm absorption and emission at the same velocity and may not be reliable because of the possible difference of hydrogen observed in absorption and in emission.)

D. Residual Velocities

A conservative value for $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ is 5.7 ± 0.9 km s⁻¹ (Table 1, samples 2 and 3). Note that $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ is the one-dimensional rms velocity of the clouds (the three-dimensional rms velocity would be 9.9 ± 1.5 km s⁻¹). This value is in agreement with the previous determinations of Falgarone and Lequeux (1973) who find 6.4 ± 0.9 km s⁻¹ for a sample of 38 absorbing H I clouds and 5.9 ± 0.5

km s⁻¹ from a study of the thickest D_2 lines of interstellar sodium. Residual velocities from emission profiles are not very meaningful, because emission features are strongly blended; velocity dispersions found by Takakubo (1967) and Mast and Goldstein (1970) are, anyhow, very similar to those reported above.

Table 2 shows that $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ increases with decreasing $|b|$. This effect was already found for emission features by Takakubo (1967), and was also suggested by Falgarone and Lequeux (1973). It cannot be explained by deviations to the first-order approximation of the Galactic rotation in (3), since these deviations amount at most to 2 km s⁻¹. Takakubo has suggested that V_t follows a law similar to Kolmogoroff's law for turbulent velocities. Then, because of the difference in path lengths, one would expect $\langle V_t^2 \rangle^{1/2} \propto \sin |b|^{-1/3}$ and at $|b| \sim 15$, $\langle V_t^2 \rangle^{1/2}$ would be ~ 1.5 greater than at high latitude, which is in agreement with results of Table 2.

The distribution law of residual velocities is controversial. Blaauw (1952) and Mast and Goldstein (1970) suggested that this law is exponential whereas it is assumed to be Gaussian in the present work. It is difficult, on the basis of the observed distribution (Figure 1b), to discriminate a Gaussian from an exponential law: the critical point is again whether intermediate-velocity features should be taken into account.

Adopting sample 3 and its corresponding fitted parameters, we will now attempt further analyses of residual velocities $V_t = V_r - V_{\text{rot}} - V_{\text{lsr}}$.

1. Isotropy

Random velocities of nearby stars are usually analysed in terms of a velocity ellipsoid (Nordström, 1936; Trumpler and Weaver, 1953). This ellipsoid, for stars, is found to be oblate, with its major-axis direction, the vertex, pointing not far from the Galactic centre. The vertex deviation from the Galactic centre direction is important for young stars, but seems to decrease with increasing stellar age (Mayor, 1972; Wielen, 1974b). Since such a deviation could possibly be a reflection of the initial conditions of stellar formation, it is tempting to search for a vertex in the residual velocities of H I clouds. The application of the method given by Trumpler and Weaver (1953, p. 289) to our absorption data leads to a velocity ellipsoid with principal axes not significantly different from the x , y and z directions. The velocity dispersions along these directions are found to be:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 5.17 + 0.62 \text{ km s}^{-1} \\ \sigma_y &= 3.52 + 1.07 \text{ km s}^{-1} \\ \sigma_z &= 5.47 + 0.91 \text{ km s}^{-1}.\end{aligned}$$

This slight indication of anisotropy with a vertex towards the Galactic centre, however, is not believed to be significant. Furthermore, it vanishes when one performs the same analysis on sample 2. Venugopal and Shuter (1969)

have derived the velocity ellipsoid from the velocity dispersions of a sample of 50 emission profiles; they claimed to have found evidence of a vertex in the direction of the local magnetic field, without unfortunately quoting any error.

2. The Second Moment of the z -distribution of H I Clouds

A critical point of the analysis (Section II) was the approximation of r by its mean value $\langle |z| \rangle / \sin |b|$. Let V_{tur} be the true random velocity of the cloud; it follows that

$$V_t = V_{\text{tur}} + A(r - \langle r \rangle) \sin 2(l - l_0) \cos^2 b. \quad (7)$$

In a plane-parallel model,

$$r - \langle r \rangle = \lambda \langle |z| \rangle / \sin |b| \quad (8)$$

where λ is a random variable; its distribution depends on the z -distribution of the clouds. Since V_{tur} and λ are not correlated

$$\begin{aligned}\langle V_t^2 \rangle &= \langle V_{\text{tur}}^2 \rangle + \langle \lambda^2 \rangle \\ &\quad \times [A \langle |z| \rangle \sin 2(l - l_0) \cos^2 b / \sin |b|]^2.\end{aligned} \quad (9)$$

Assuming that the V_{tur} are isotropic, $\langle \lambda^2 \rangle$ can be derived by searching for an l -dependence of $\langle V_t^2 \rangle$. A least-square method leads to $\langle \lambda^2 \rangle = 0.00 \pm 0.16$. Note that $\langle \lambda^2 \rangle$ is related to the second moment of the z -distribution and can be used to test different models of this distribution. The ratio $\langle z^2 \rangle^{1/2} / \langle |z| \rangle = (1 + \lambda^2)^{1/2}$ is expected to be 1.155, 1.253 or 1.414 for a rectangular, a Gaussian or an exponential distribution respectively (Guibert et al., 1978). The value found above, which corresponds to a ratio of 1.0 ± 0.1 , does not support the exponential model.

3. Correlation with Galactic Latitude

A large quantity of local H I at low Galactic latitudes, in association with the Gould's belt, is in expansion (Lindblad, 1967). Weaver (1974) has shown from the Berkeley 21-cm emission survey that in addition to this expansion motion, H I gas at high latitudes is falling down. The circulation pattern may be described on a gross scale by a correlation between V_t and $|b|$:

$$V_t = (3.3 \pm 0.8) - (0.078 \pm 0.014)|b| \text{ (km s}^{-1}\text{)}$$

estimated by Moles and Jaakkola (1977) from 21-cm emission data.

A similar relation can be found from our absorption data (sample 3):

$$V_t = (2.56 + 0.66) - (0.085 + 0.021)|b| \text{ (km s}^{-1}\text{)}$$

which shows that the cloud medium follows the same velocity pattern. Weaver (1974) suggested that we are

dealing here with a Parker-type instability at a late state of its evolution.

V. Conclusion

It has been possible to separate statistically systematic motions and differential rotation from random motions in the radial velocities of ~ 300 local H I absorbing clouds detected in the Nançay 21-cm absorption survey. Since this kinematical investigation relies on a plane-parallel model whereas part of the local gas is known to be distributed along the Gould belt, its conclusions must be treated with prudence. Previous results obtained by other methods or by similar studies of H I 21-cm emission are confirmed:

(1) The bulk motion for interstellar matter and for stars is the same in the solar vicinity.

(2) When the spiral density wave theory is accepted, the observed nodal deviation of the local Galactic differential rotation places the Sun on the outer edge of a spiral density wave.

(3) The determination of the average distance of local H I clouds from the Galactic plane is sensitive to the presence of intermediate-velocity clouds in the sample and to large-scale inhomogeneity of the H I distribution; various determinations obtained for different velocity cutoffs in the sample and for distinct latitude ranges show, however, that this parameter is not meaningless. $\langle |z| \rangle$ is ~ 100 pc, roughly half that of the intercloud medium.

(4) The determination of the one-dimensional rms motion of the clouds is also sensitive to the presence of intermediate-velocity clouds, and it is not yet clear whether the residual velocities follow an exponential distribution with a dispersion ~ 7 km s $^{-1}$, or a Gaussian distribution of lower dispersion (~ 5 km s $^{-1}$); in the latter case intermediate-velocity clouds would belong to another population. Anisotropy of the residual velocities, if present, is less than 30%, which does not exclude a distribution according to a velocity ellipsoid similar to that of the stellar population.

The stellar three-dimensional velocity dispersion is 10–20 km s $^{-1}$ for young stars, and then increases with age by a process of “diffusion” of the stellar orbits (Wielen, 1977). It is probable that the velocity dispersion of stars at birth is the same (~ 10 km s $^{-1}$) as that of the H I clouds. The z -extent is twice larger for H I clouds than for young object populations (O–B stars and clusters, H II regions); this discrepancy is one of the observational bases of Schmidt’s law of stellar formation (Schmidt, 1959; Guibert et al., 1978) which assumes that the stellar birth rate is proportional to a power of the gas density. On the other hand, if both stellar and gaseous components are in hydrostatic equilibrium, the only “pressure” which balances gravitation in the z -direction for stars is

their velocity dispersion, while magnetic and cosmic-ray pressures are important for gas (Kellman, 1972); it is then not surprising that, for similar velocity dispersions, the gas has a greater z -extent than the young stellar component.

In current theories of stellar formation, molecular clouds are a link between H I clouds and young stars. $\langle |z| \rangle$ for molecular clouds is unknown in the solar neighbourhood, but may be expected to be half that of hydrogen if the CO disk thickness observed in the inner regions of the Galaxy (Cohen and Thaddeus, 1977) can be extrapolated to the local region. It would then be of the same order as the young-object z -extent. A kinematical analysis, like the present one, of molecular clouds in the solar vicinity would provide directly their z -extent and velocity dispersion. Unfortunately available surveys of local molecular clouds (reviewed e.g. by Frogel and Stothers, 1977) are biased towards optically-selected dust clouds and are not suitable for such a study.

Appendix A

The z -extent of H I clouds from the Parkes survey of 21-cm absorption

Radhakrishnan and Goss (1972) derived an equivalent half-thickness $H = 166$ pc for the local H I cloud medium from the Parkes survey of 21-cm absorption. There are two steps in their argument. First, they find from their absorption measurements towards extragalactic radio sources (Radhakrishnan et al., 1972) that the mean separation between two typical H I concentrations is $2H$. Second, they find from their absorption measurements towards Galactic sources that, on the average, three of these concentrations per kpc are present on a line of sight in the Galactic plane (Radhakrishnan and Goss, 1972). Hence $H = \frac{1}{6}$ kpc.

In fact, the first step of their argument is not quite correct. It is based on Table 4 of their paper (Radhakrishnan et al., op. cit.) which lists only detected features for which a Gaussian fit was performed; directions towards which no feature was detected are not taken into account. A correct analysis should be carried out on an unbiased sample of spectra, e.g. their initial list of sources (Table 1, op. cit., when seven single-dish observations rendered useless by severe emission variations are discarded). When this is done, one finds a mean separation of $2.48H$ between two H I concentrations; this leads to a corrected $H = 135$ pc.

Appendix B

The z -extent of H I from the Lyman α observations of Copernicus

Bohlin et al. (1978) observed the Lyman α line in absorption towards ~ 100 stars with the Copernicus satellite.

Table 4. Parameters fitted to the Lyman α absorption data

Model	n_0 cm ⁻³	$\langle z \rangle$ pc
rectangular	0.31 \pm 0.03	67 \pm 19
exponential	0.35 \pm 0.06	171 \pm 85
Gaussian	0.32 \pm 0.05	93 \pm 38

They determined the H I column density towards 89 stars with known distances. These data may be used to derive the mean density in the solar neighbourhood and the z-extent for the whole H I. If one assumes that neutral hydrogen density is represented by a given law f which only depends on $|z|$:

$$n_{\text{HI}}(z) = n_0 f(|z|/\langle|z|\rangle)$$

one can adjust n_0 (the density at $z = 0$) and $\langle|z|\rangle$ (the average distance to the Galactic plane) in order to fit the data. Results of the fit are given in Table 4 for rectangular, exponential and Gaussian laws.

The Lyman α survey, however, is strongly biased against highly-reddened stars; it follows that n_0 is heavily underestimated, and that the meaning of the so-derived $\langle|z|\rangle$ is questionable. From a selection of seven lines of sight at high latitude, Bohlin et al. estimated $\langle|z|\rangle = 280$ pc for the intercloud medium.

One could think of deriving similarly n_0 and $\langle|z|\rangle$ for molecular hydrogen from the survey of Savage et al. (1977) towards ~ 100 stars. Such a study leads to meaningless results, however, because of the high dispersion of the H₂ column densities, presumably due to the clumpiness of the corresponding clouds. Furthermore, the Copernicus H₂ survey is also strongly biased against directions of high column densities of matter.

References

Baker, P.L., Burton, W.B.: 1975, *Astrophys. J.* **198**, 281
 Blaauw, A.: 1952, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **11**, 459
 Bohlin, R.C., Savage, B.D., Drake, J.F.: 1978, *Astrophys. J.* (in press)
 Burton, W.B.: 1971, *Astron. Astrophys.* **10**, 76
 Clark, B.G.: 1965, *Astrophys. J.* **142**, 1398
 Cohen, R.S., Thaddeus, P.: 1977, *Astrophys. J. Letters* **217**, L155
 Cr ez e, M., Mennessier, M.O.: 1973, *Astron. Astrophys.* **27**, 281
 Crovisier, J., Kaz es, I.: 1978, in preparation

Crovisier, J., Kaz es, I., Aubry, D.: 1978, *Astron. Astrophys. Suppl.* **32**, 205
 Davies, R.D.: 1974, in *IAU Symp.* 60, Galactic Radio Astronomy, ed. F.J.Kerr and S.C.Simonson III, Reidel Publishing Company, p. 599
 Delhaye, J.: 1965, in *Galactic Structure*, ed. A.Blaauw and M. Schmidt, University of Chicago Press, p. 61
 Dickey, J.M., Salpeter, E.E., Terzian, Y.: 1978, *Astrophys. J. Suppl.* **36**, 77
 Falgarone, E., Lequeux, J.: 1973, *Astron. Astrophys.* **25**, 253
 Frogel, J.A., Stothers, R.: 1977, *Astron. J.* **82**, 890
 Guibert, J., Lequeux, J., Viallefond, F.: 1978, *Astron. Astrophys.* (in press)
 Gum, C.S., Kerr, F.J., Westerhout, G.: 1960, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **121**, 132
 Heiles, C.: 1976, *Astrophys. J.* **204**, 379
 Heiles, C., Jenkins, E.B.: 1976, *Astron. Astrophys.* **46**, 333
 Henderson, A.P.: 1973, *Astron. J.* **78**, 381
 Jackson, P.D., Kellman, S.A.: 1974, *Astrophys. J.* **190**, 53
 Kellman, S.A.: 1972, *Astrophys. J.* **175**, 353
 Kendall, M.G., Stuart, A.: 1969, *The Advanced Theory of Statistics*, 3rd edition, vol. 1, Charles Griffin and Company Limited, p. 243
 Lindblad, P.O.: 1967, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **19**, 34
 Lindblad, P.O.: 1974, in *Stars and the Milky Way System*, ed. L.N.Mavridis, Springer-Verlag, p. 65
 Lockman, F.J.: 1977, *Astron. J.* **82**, 408
 Lucke, P.B.: 1978, *Astron. Astrophys.* **64**, 367
 Mast, J.W., Goldstein, S.J.: 1970, *Astrophys. J.* **159**, 319
 Mayor, M.: 1972, *Astron. Astrophys.* **18**, 97
 Mebold, U.: 1972, *Astron. Astrophys.* **19**, 13
 Moles, M., Jaakkola, T.: 1977, *Astrophys. Space Sci.* **48**, L1
 Nordstr om, H.: 1936, *Meddel. Lund Ser. II*, No. 79
 Radhakrishnan, V., Goss, W.M.: 1972, *Astrophys. J. Suppl.* **24**, 161
 Radhakrishnan, V., Murray, J.D., Lockhart, P., Whittle, R.P.J.: 1972, *Astrophys. J. Suppl.* **24**, 15
 Rohlfs, K.: 1972, *Astron. Astrophys.* **17**, 246
 Savage, B.D., Bohlin, R.C., Drake, J.F., Budich, W.: 1977, *Astrophys. J.* **216**, 291
 Schmidt, M.: 1959, *Astrophys. J.* **129**, 243
 Takakubo, K.: 1967, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **19**, 125
 Trumpler, R.J., Weaver, H.F.: 1953, *Statistical Astronomy*, University of California Press
 Venugopal, V.R., Shuter, W.L.H.: 1967, *Astron. J.* **72**, 534
 Venugopal, V.R., Shuter, W.L.H.: 1969, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **143**, 27
 Verschuur, G.L.: 1975, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **13**, 257
 Weaver, H.: 1970, in *IAU Symp.* 38, The Spiral Structure of Our Galaxy, ed. W.Becker and G.Contopoulos, Reidel Publishing Company, p. 126
 Weaver, H.: 1974, in *Highlights of Astronomy*, Vol. 3, ed. G. Contopoulos, Reidel Publishing Company, p. 423
 Wielen, R.: 1974a, *Astron. Astrophys. Suppl.* **15**, 1
 Wielen, R.: 1974b, in *Highlights of Astronomy*, Vol. 3, ed. G. Contopoulos, Reidel Publishing Company, p. 395
 Wielen, R.: 1977, *Astron. Astrophys.* **60**, 263

CHAPITRE IV

UNE ETUDE STATISTIQUE DES PARAMETRES PHYSIQUES DES NUAGES D'HYDROGENE NEUTRE

Le chapitre précédent traitait de la cinématique et de la distribution des nuages d'hydrogène absorbants ; chaque nuage était considéré comme une particule d'épreuve, et l'on étudiait, en fait, les propriétés macroscopiques du "gaz" constitué par ces particules. Nous allons dans le chapitre présent nous intéresser aux paramètres physiques internes des nuages, toujours par une approche statistique. L'échantillon de base est encore constitué par les spectres d'absorption du catalogue de Nançay à 6 kHz de résolution.

Il sera d'abord nécessaire d'étudier en détail deux biais qui affectent cet échantillon : a) la présence de composantes spectrales mélangées, correspondant physiquement à plusieurs nuages sur la ligne de visée (IV.1) ; b) l'existence de composantes parasites, provenant de l'élimination incomplète de l'émission de l'hydrogène reçue dans le lobe de l'antenne (IV.2). Nous verrons ultérieurement que ce dernier phénomène, s'il a un côté gênant, permet en revanche d'obtenir des renseignements utiles sur les nuages d'hydrogène, en particulier sur leur taille (IV.5).

La dispersion interne de vitesse (IV.3), puis la profondeur optique des nuages (IV.4) seront ensuite étudiées. Nous avons vu (chapitre I) que la température de spin de l'hydrogène ne peut être déduite de la comparaison des profils d'émission et d'absorption à 21 cm sans faire des hypothèses contestables ; aussi n'en sera-t'il pas directement question ici. Nous confronterons cependant nos résultats avec les prédictions de certains modèles qui décrivent le milieu interstellaire (IV.5).

Quelques-uns des résultats développés dans ce chapitre ont été présentés au Symposium n° 84 de l'U.A.I. (Crovisier et Kazès, 1978).

IV.1 LES COMPOSANTES SPECTRALES MELANGÉES

Nous appellerons composantes spectrales mélangées - ou plus simplement mélanges - les composantes spectrales répertoriées (article I, table 2) qui proviennent physiquement de plusieurs nuages sur la ligne de visée. L'écart de leurs vitesses radiales, la résolution spectrale des observations et la présence de bruit dans le spectre sont les facteurs qui font que deux ou plusieurs nuages apparaissent comme un mélange ou comme des composantes spectrales distinctes. Toute étude statistique doit tenir compte de ces mélanges sous peine d'être biaisée.

Nous nous proposons dans ce sous-chapitre d'estimer la proportion de mélanges dans les composantes spectrales du catalogue de Nançay. Deux méthodes sont utilisées : la première compare le nombre de composantes observées par spectre avec celui prédit par une distribution de Poisson ; la deuxième est basée sur l'étude de la distribution de l'écart en vitesse des composantes pour les spectres à deux composantes.

IV.1.1 Etude statistique du nombre de composantes détectées par spectre

La table IV.1 donne, pour deux domaines de latitude, le nombre de spectres du catalogue de Nançay ayant n composantes détectées. Nous allons comparer ces résultats avec le nombre attendu de lignes de visées traversant n nuages, dans le cas d'un modèle simple.

Pour un modèle de distribution plan-parallèle des nuages d'hydrogène, le nombre de nuages rencontrés sur une ligne de visée (l, b) est une variable aléatoire poissonnienne de valeur moyenne $a / \sin|b|$ et la probabilité de rencontrer n nuages est

$$Q_n(b) = \frac{1}{n!} \frac{a^n}{(\sin|b|)^n} \exp(- a / \sin|b|),$$

le nombre moyen a de nuages rencontrés à $|b| = 90$ étant un paramètre du modèle. Nous allons supposer que la couverture spatiale du catalogue est uniforme, le nombre moyen de spectres par stéradian étant n_0 , et que la limite de sensibilité du catalogue ne dépend pas de la direction, ce qui permet de définir le paramètre a indépendamment de la direction

Table IV.1 Statistiques des spectres à composantes multiples.

Observations	$10 < b < 20$	$20 < b $	$10 < b < 20$	$20 < b $	Modèle
Nombre de spectres	122	532	122	532	N_s
Nombre total de composantes	127	173	147	173	N_t
Spectres à 0 composantes	38	388	37	386	N_0
" 1	47	117	43	122	N_1
" 2	32	25	26	21	N_2
" 3	4	2	11	3	N_3
" 4	1	0	3	0	N_4

(la véracité de ces hypothèses n'est qu'approximative, mais est suffisante pour une estimation d'ordre de grandeur).

Pour un domaine de latitude $0 < b_1 < b < b_2$, le nombre de spectres disponibles est

$$N_s = \int_{b_1}^{b_2} 2\pi n_0 \cos b \, db = 2\pi n_0 \left[\sin b \right]_{b_1}^{b_2}$$

et le nombre total de nuages rencontrés est

$$N_t = \int_{b_1}^{b_2} 2\pi n_0 a \frac{\cos b}{\sin b} \, db = 2\pi n_0 a \left[\ln \sin b \right]_{b_1}^{b_2}.$$

Le nombre de directions rencontrant n nuages en moyenne est

$$N_n = \int_{b_1}^{b_2} 2\pi n_0 Q_n(b) \cos b \, db,$$

soit en posant $t = a / \sin b$, $t_1 = a / \sin b_1$, $t_2 = a / \sin b_2$, $C = 2\pi n_0 a$ et Ei = exponentielle intégrale :

$$N_n = -\frac{C}{n!} \int_{t_1}^{t_2} t^{n-2} e^{-t} \, dt,$$

$$N_0 = C \left[e^{-t} / t + Ei(-t) \right]_{t_1}^{t_2},$$

$$N_1 = C \left[-Ei(-t) \right]_{t_1}^{t_2},$$

$$N_2 = \frac{C}{2} \left[e^{-t} \right]_{t_1}^{t_2},$$

$$N_3 = \frac{C}{6} \left[e^{-t} (1 + t) \right]_{t_1}^{t_2},$$

$$N_4 = \frac{C}{24} \left[e^{-t} (t^2 + 2t + 2) \right]_{t_1}^{t_2}, \text{ etc...}$$

On peut déterminer n_0 à partir du nombre de spectres disponibles ; a peut s'estimer d'après le nombre de spectres sans composante détectée qui est identique au nombre N_0 de directions sans nuage rencontré. La présence de mélanges se traduit par un excès de spectres ayant peu de composantes, et un défaut de spectres présentant de nombreuses composantes, par rapport aux valeurs N_n prédites par le modèle.

Les valeurs de la table IV.1 correspondent à $2\pi n_0 = 725$ pour

$10 < |b| < 20$, $2\pi n_0 = 808$ pour $20 < |b|$ (la couverture est relativement homogène) ; $a \sim 0.30$ pour $10 < |b| < 20$ et $a \sim 0.20$ pour $20 < |b|$ (a dépend légèrement de b, ce qui traduit un écart au modèle plan parallèle ou une non uniformité de la limite de sensibilité du catalogue). Les valeurs de N_n correspondantes sont données dans la table IV.1. Il s'en suit que :

a) Pour $|b| > 20$, il y a très bon accord entre le modèle et les observations. Le nombre de mélanges doit être très faible.

b) L'accord est moins bon pour $10 < |b| < 20$: on observe trop de spectres à 1 et 2 composantes, pas assez de spectres à 3 et 4 composantes. Ceci peut s'expliquer par la présence d'un certain nombre de mélanges dans l'échantillon : ~ 20 d'après le nombre total de nuages prédits par le modèle.

IV.1.2 Etude de l'écart en vitesse des composantes des spectres à deux composantes

La figure IV.1 montre l'histogramme de l'écart en vitesse des composantes pour 55 spectres à deux composantes à $|b| > 10$ de l'échantillon. La distribution attendue $f(EV)$ de l'écart en vitesse EV peut se calculer si l'on connaît la distribution des vitesses. Cette distribution a été étudiée dans l'article II (chapitre III) : on ne peut discerner si elle est gaussienne ou exponentielle, mais on a estimé sa dispersion $\langle v^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ à environ 7 km s^{-1} en tenant compte des composantes à vitesse intermédiaire ; la rotation galactique différentielle, qui augmente cette dispersion dans certaines directions, est négligeable à $|b| > 10$.

Pour une distribution gaussienne des vitesses :

$$f_G(EV) \propto \iint_{|x-y|=EV} \exp\left(-\frac{x^2}{2\langle v^2 \rangle}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\langle v^2 \rangle}\right) dx dy$$

et pour une distribution exponentielle :

$$f_E(EV) \propto \iint_{|x-y|=EV} \exp\left(-\frac{|x|\sqrt{2}}{\langle v^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}\right) \exp\left(-\frac{|y|\sqrt{2}}{\langle v^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}\right) dx dy,$$

ce qui donne, après intégration et normalisation :

$$f_G(EV) = (\pi \langle v^2 \rangle)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{EV^2}{4\langle v^2 \rangle}\right)$$

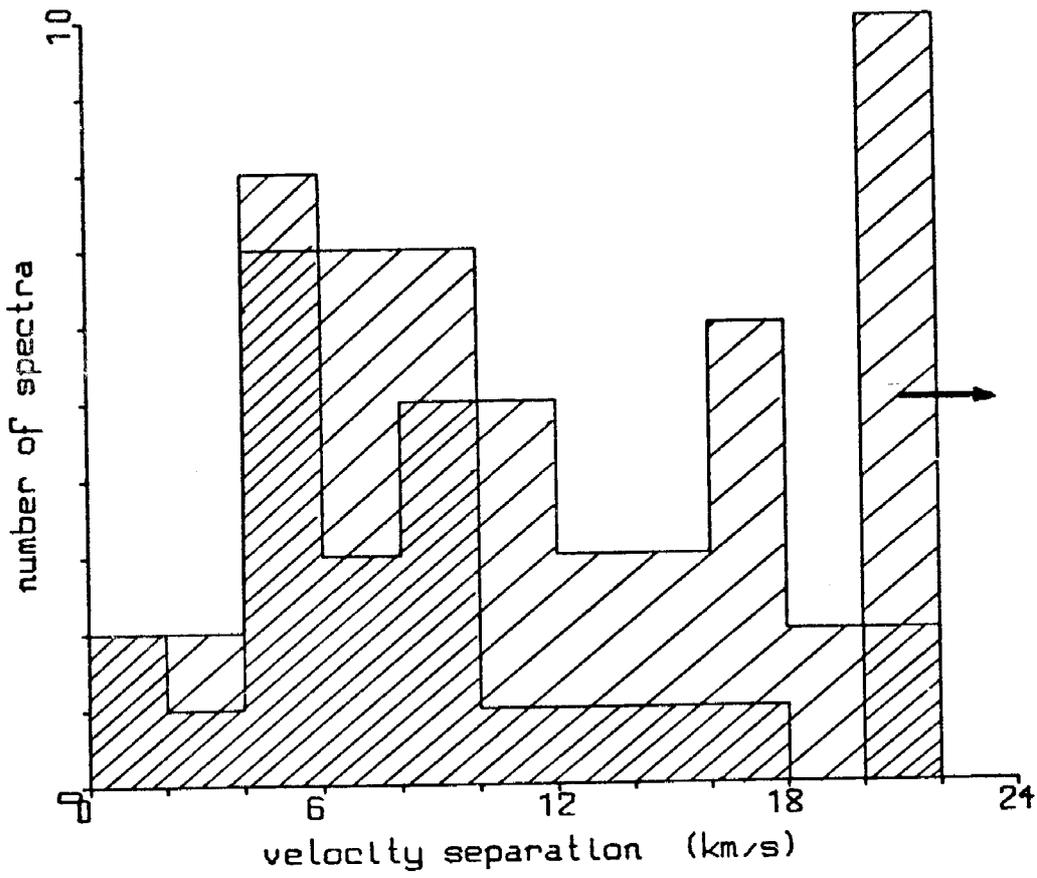


Figure IV.1

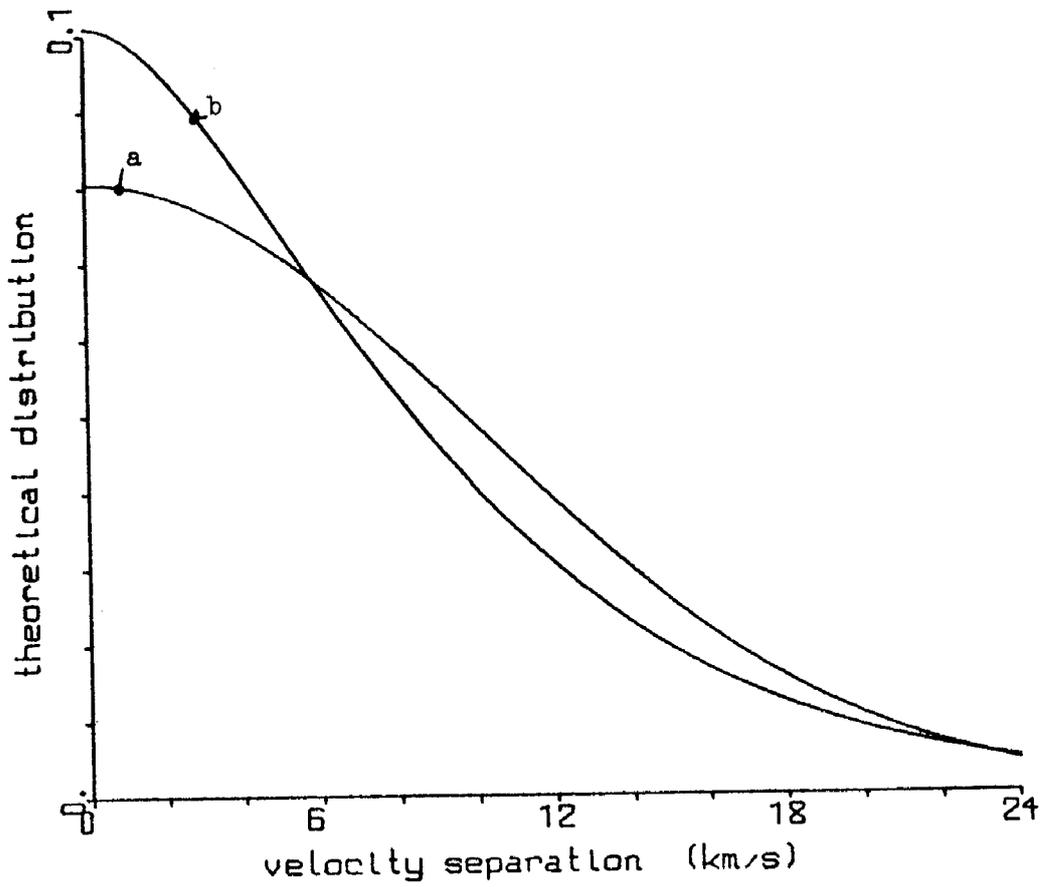


Figure IV.2

$$f_E(EV) = (2 \langle V^2 \rangle)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{EV \sqrt{2}}{\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}\right) \left[1 + \frac{EV \sqrt{2}}{\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}\right].$$

Ces deux distributions sont représentées sur la figure IV.2.

L'histogramme de la figure IV.1 diffère des distributions théoriques par un manque de couples de composantes spectrales de faible écart en vitesse attribuable aux mélanges. En supposant que pour $EV > 6 \text{ km s}^{-1}$, les nuages sont bien distingués (ce qui est raisonnable pour la résolution spectrale du catalogue et la dispersion de vitesse interne des nuages), on peut ajuster l'amplitude des distributions théoriques de façon à leur faire suivre l'histogramme dans la région $EV > 6 \text{ km s}^{-1}$. On en déduit qu'il manque entre 16 et 21 couples à faible écart en vitesse dans notre échantillon. On remarque qu'il existe un excès de couples à EV élevés par rapport aux distributions théoriques pour les spectres à $10 < |b| < 20$; rappelons que dans cette zone de latitude, la dispersion de vitesse est plus élevée (article II, § IV D).

Clark (1965) et Radhakrishnan et Goss (1972) ont également discuté la présence de mélanges dans leurs spectres d'absorption en étudiant l'histogramme des écarts en vitesse. Leurs histogrammes sont sensiblement différents du nôtre puisqu'ils présentent un maximum vers 2.5 km s^{-1} , et n'ont pratiquement plus d'écarts supérieurs à 10 km s^{-1} . Cette différence peut s'expliquer par le fait que ces histogrammes sont ceux des écarts en vitesse des composantes adjacentes de spectres comportant de nombreuses composantes (18 pour 6 spectres dans le cas de Radhakrishnan et Goss), et non exclusivement de spectres à deux composantes comme pour

Figure IV.1 Histogramme de l'écart en vitesse des composantes des spectres à deux composantes. Hachures serrées : spectres à $|b| > 20$; hachures lâches : spectres à $10 < |b| < 20$.

Figure IV.2 Distributions théoriques de l'écart en vitesse de deux composantes pour des distributions de vitesse gaussienne (a) et exponentielle (b), avec $\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 7 \text{ km s}^{-1}$.

nous. Dans leur cas, la distribution théorique est bien différente (et plus complexe à calculer).

IV.1.3 Conclusion

L'estimation du nombre de mélanges parmi les composantes spectrales détectées du catalogue de Nançay, par deux méthodes indépendantes, est de ~ 20 pour les 299 composantes à $|b| > 10$. Ces mélanges proviennent essentiellement de la zone de latitude $10 < |b| < 20$.

IV.2 LES COMPOSANTES PARASITES

Comme nous l'avons déjà exposé (chapitres I et II), la mesure d'un spectre d'absorption galactique nécessite l'élimination de l'émission dans la direction d'observation. Cette élimination n'est pas parfaite en raison de la structure spatiale de l'hydrogène émissif, du pouvoir séparateur limité de l'instrument et éventuellement de l'extension angulaire de la source dont on mesure l'absorption. Il en résulte l'apparition de composantes spectrales fictives, soit en émission, soit en absorption, que nous nommerons composantes parasites en émission (CPE) et composantes parasites en absorption (CPA). Des exemples de CPE sont montrés dans les figures IV.3 et IV.4.

Lès CPE ne sont pas trop gênantes, bien qu'elles risquent de masquer, ou de fausser une composante d'absorption réelle. En revanche, les CPA, qui sont a priori indiscernables des absorptions réelles, biaisent notre échantillon. Nous nous proposons de faire une étude statistique des CPE et, en nous servant de la réponse théorique de l'instrument et de la méthode d'observation aux fluctuations d'émission, d'en déduire les propriétés statistiques des CPA. Il sera alors possible, dans une certaine mesure, de corriger statistiquement notre échantillon de composantes d'absorption observées. Une démarche un peu différente avait été utilisée par Caswell et al. (1975) pour estimer la crédibilité de leurs composantes détectées en absorption.

L'apparition de CPE dans nos spectres dépend d'une manière critique de la taille angulaire des fluctuations d'émission. L'étude des CPE peut donc nous renseigner sur la distribution à petite échelle de l'hydrogène. Dans cette nouvelle optique, les composantes parasites ne sont plus un inconvénient, mais une source d'information complémentaire qui sera exploitée ultérieurement (IV.5).

IV.2.1 La réponse instrumentale à une fluctuation d'émission

Nous allons étudier, pour le radiotélescope de Nançay et la méthode d'observation que nous avons employés (article I), la réponse à une

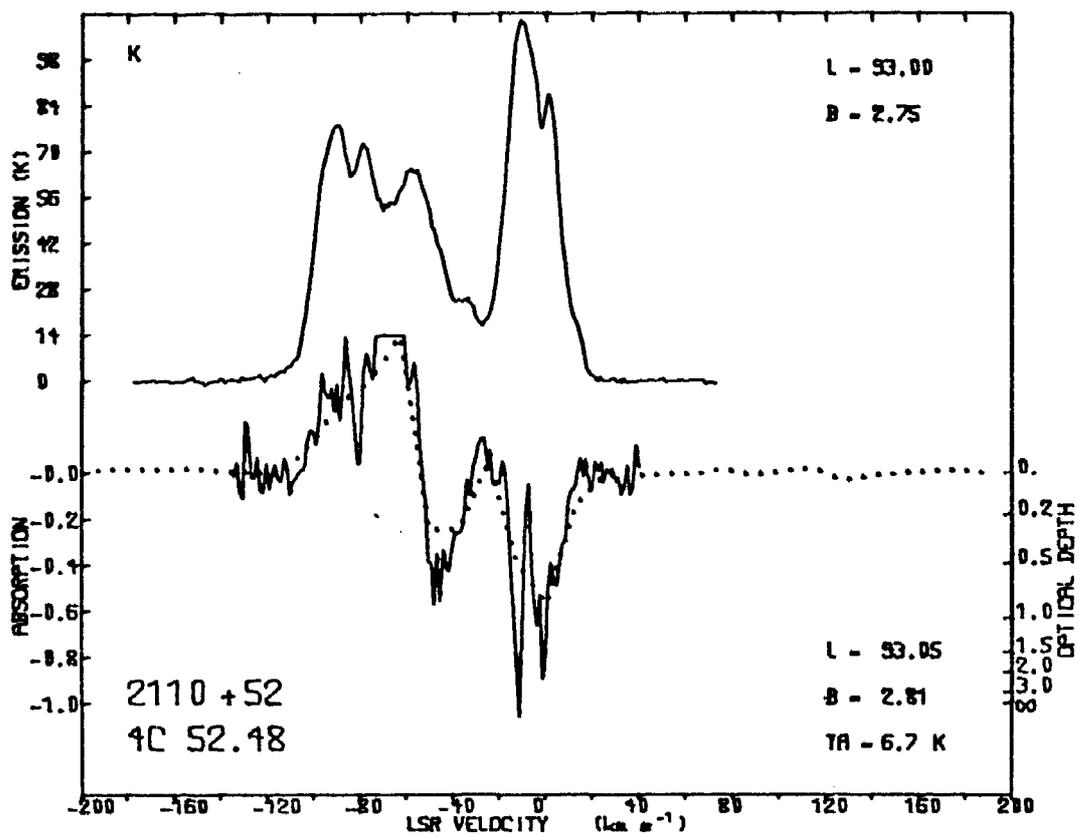


Figure IV.3

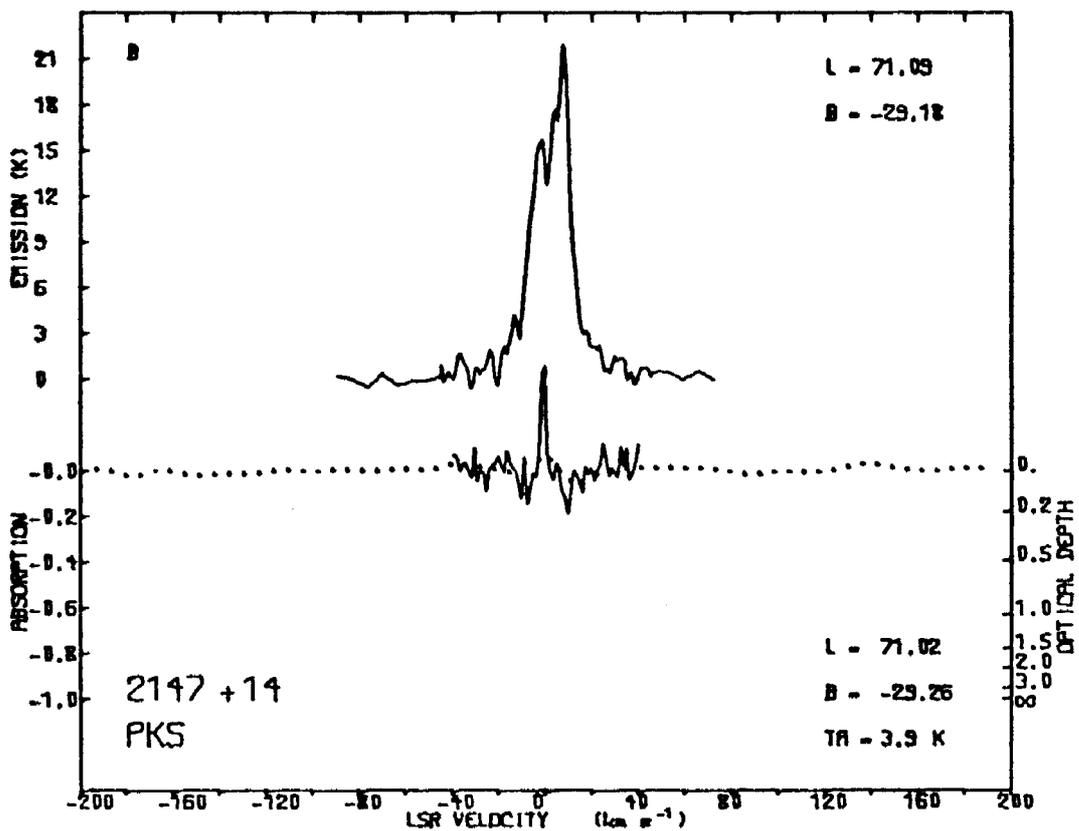


Figure IV.4

fluctuation d'émission d'hydrogène. On conçoit intuitivement qu'un nuage émissif, de petite taille, centré sur la source étudiée, renforce l'intensité de la source observée à la vitesse radiale du nuage, et apparaisse ainsi comme une CPE. Si le nuage est décalé par rapport à la source, il remonte la ligne de base lors du balayage de la source en ascension droite, et peut ainsi produire une CPA. Une évaluation quantitative de ce phénomène peut se faire dans le cadre du formalisme développé dans l'appendice au chapitre II, dans l'espace des fréquences spatiales. Nous procéderons différemment, en supposant le lobe gaussien et la fluctuation d'émission circulaire de distribution de brillance gaussienne, ce qui permet une résolution analytique.

Soit x et y les coordonnées en ascension droite et déclinaison, la dispersion du lobe (c'est-à-dire 0.42 fois sa largeur à mi-intensité) étant prise pour unité. Supposons que l'on étudie le spectre dans la direction d'une source continuum ponctuelle non absorbée, située en $x = 0$, $y = 0$, de température d'antenne unité. L'observation de son passage donne $T_1(x) = \exp(-x^2/2)$. Supposons qu'il existe un nuage d'hydrogène émissif, centré sur $x = \alpha$, $y = \beta$, de distribution de brillance

$$T_B(x, y) = T_{\max} \exp\left(-\frac{(x-\alpha)^2 + (y-\beta)^2}{2\theta^2}\right)$$

à une certaine vitesse radiale, le paramètre θ caractérisant la taille du nuage. Par la suite, nous raisonnerons toujours pour la vitesse radiale du nuage. L'observation du passage du nuage donne :

$$T_2(x) = T_A \exp\left(-\frac{(x-\alpha)^2}{2\sigma^2}\right)$$

où $\sigma = (1 + \theta^2)^{\frac{1}{2}}$ est la dispersion angulaire observée du nuage et T_A sa température d'antenne maximum. Si le radiotélescope a un rendement η et

Figure IV.3 Spectre de 2110+52, source étendue de diamètre $\sim 6'$. Les composantes parasites en émission qui s'étendent sur de larges domaines de vitesses sont caractéristiques des sources étendues à basse latitude.

Figure IV.4 Spectre de 2147+14, qui présente une composante parasite en émission étroite typique.

un lobe $f(x, y) = \exp(-x^2/2) \exp(-y^2/50)$ (en supposant le lobe en déclinaison cinq fois plus grand que le lobe en ascension droite, ce qui est le cas du radiotélescope de Nançay), alors :

$$T_A = \iint \eta T_{\max} \exp\left(-\frac{x^2 + (y-\beta)^2}{2\theta^2}\right) f(x, y) dx dy \Big/ \iint f(x, y) dx dy,$$

ce qui donne

$$T_A = \eta T_{\max} \frac{\theta^2}{5} (1 + \theta^2)^{-\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\theta^2}{25}\right)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2(\theta^2 + 25)}\right).$$

On observe donc lors du passage de la source $T_1(x) + T_2(x)$. La procédure de dépouillement (article I) consiste à estimer l'absorption A et le niveau de base λ par une méthode des moindres carrés en minimisant

$$S = \int \left[T_1(x) + T_2(x) - (1 - A) T_1(x) - \lambda \right]^2 dx,$$

l'intégrale étant prise sur l'intervalle (x_1, x_2) . Pratiquement, cet intervalle est centré sur la source : $x_1 = -t$, $x_2 = t$, t étant égal à la largeur du lobe à mi-hauteur (2.35 dans nos unités). (En fait, le dépouillement utilisé dans l'article I employait une droite avec pente pour la ligne de base, mais dans le cas d'un lobe symétrique et d'un intervalle centré, le résultat est identique à celui obtenu avec une droite sans pente.)

S a son minimum défini par $\partial S / \partial A = 0$, $\partial S / \partial \lambda = 0$, ce qui conduit, après quelques calculs (en s'aidant de Gradshteyn et Ryzhik, 1965, p. 306-307), à :

$$A \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}(2t) - \frac{\pi}{2t\sqrt{2}} (\operatorname{erf}(t\sqrt{2}))^2 \right] = T_A \sigma \sqrt{\pi} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{4t\sqrt{2}} \operatorname{erf}(t\sqrt{2}) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{(t-d)\sqrt{2}}{\sigma}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{(t+d)\sqrt{2}}{\sigma}\right) \right] - \frac{e^{-\frac{2d}{\sigma^2\sqrt{2}}}}{2\sqrt{\sigma^2+1}} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\sigma^2+1}}{\sigma} t\sqrt{2} + \frac{\alpha\sqrt{2}}{\sigma\sqrt{\sigma^2+1}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\sigma^2+1}}{\sigma} t\sqrt{2} - \frac{\alpha\sqrt{2}}{\sigma\sqrt{\sigma^2+1}}\right) \right] \right\}$$

La figure IV.5 représente A en fonction de α , pour $\eta T_{\max} = 1$, $\beta = 0$, $t = 2.35$ et diverses valeurs de σ . D'après cette figure :

1) Pour un nuage de taille σ donnée, lorsque le décalage en ascension droite entre le nuage et la source augmente, on observe d'abord une CPE, puis une CPA ; le renversement se produit à peu près pour un décalage

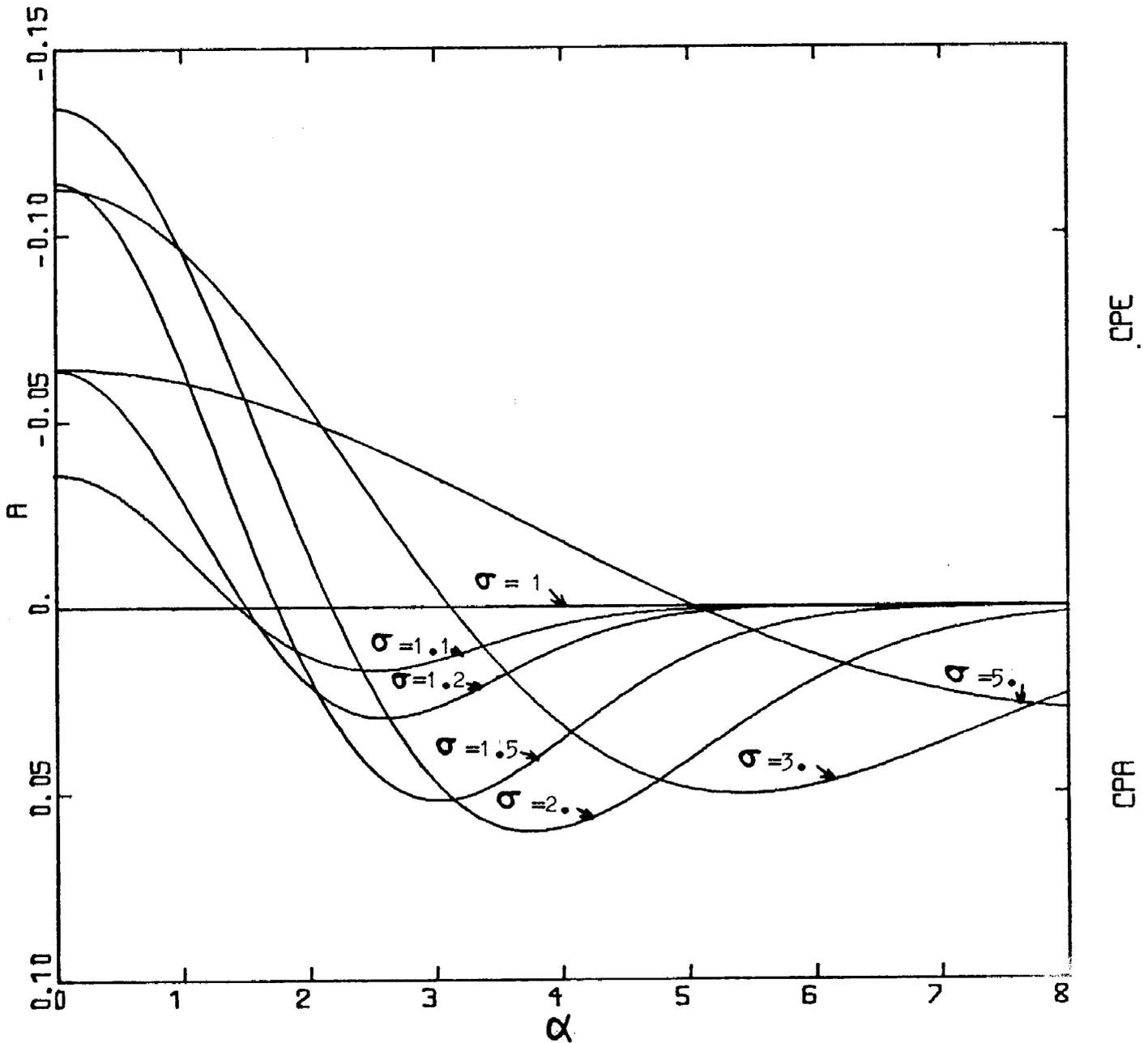


Figure IV.5 Réponse A de notre procédure d'observation à un nuage sphérique gaussien de dispersion angulaire observée σ , décalé de α en ascension droite par rapport à la source observée (pour σ et α , la dispersion angulaire du lobe en ascension droite, soit $1.7'$, est prise pour unité ; l'unité pour A est $\eta \times$ [température de brillance maximum du nuage]).

égal à la mi-largeur à mi-hauteur du lobe en ascension droite pour un nuage de petite taille ($\sigma \sim 1$).

2) Toujours pour un nuage de taille σ fixée, l'amplitude maximum de la CPA est environ la moitié de l'amplitude maximum de la CPE ; l'intervalle des valeurs de α conduisant à une CPA "appréciable" (supérieure, par exemple, à 50% de la CPA maximum) est deux fois plus grand que l'intervalle donnant une CPE "appréciable" selon le même critère.

3) A température de brillance égale, les nuages produisant les composantes parasites les plus fortes sont ceux de $\sigma \sim 2$ (ce qui correspond à un diamètre de nuage à mi-température de brillance de $\sim 8'$, soit deux lobes en ascension droite). Plus petits, ils sont dilués dans le lobe ; plus grands, ils ont leur contribution atténuée par la procédure d'observation.

La propriété 2) va nous permettre de déduire la distribution statistique des CPA de celle des CPE. Il en résulte en effet que les CPA sont deux fois plus nombreuses, mais deux fois plus faibles, que les CPE. Soit $p_e(T) dT$ et $p_a(T) dT$ le nombre moyen de CPE et de CPA de températures d'antenne comprises entre T et $T + dT$ pour un spectre dans une région donnée du ciel. La propriété 2) se traduit par

$$p_a(T/2) dT/2 = 2 p_e(T) dT,$$

soit encore : $p_a(T) = 4 p_e(2T)$, qui est la relation cherchée. Elle est valable quelles que soient les distributions de taille, de température, de dispersion de vitesse des nuages d'hydrogène. En particulier,

$$\int T p_a(T) dT = \int T p_e(T) dT.$$

Il s'en suit que les contributions intégrées $\int T dv$ des CPA et des CPE sont égales en moyenne, et que ces composantes parasites tendent à se compenser lorsqu'un spectre est affecté par un grand nombre de fluctuations d'émission (ce à quoi l'on pouvait s'attendre intuitivement).

IV.2.2 Statistique des composantes parasites en émission

Les CPE détectées dans notre catalogue sont répertoriées dans la table IV.2 pour les spectres à 6 kHz de résolution dans la direction des sources ponctuelles. Leurs paramètres ont été estimés à l'oeil. On trouve

TABLE IV.2 COMPOSANTES PARASITES EN EMISSION

SOURCE	L	B	T	V	DV	S
10+40	115.30	-21.44	0.5	-17.0	1.1	0.5
26+63	120.59	1.20	1.3	-20.0	1.2	0.9
30+19	116.99	-42.76	0.8	25.0	1.3	0.6
34+60	121.24	-2.32	0.9	-12.0	1.6	0.6
48+50	122.90	-11.67	1.6	-13.0	2.1	0.9
132+07	141.29	-53.11	1.0	-5.0	2.6	0.7
234+58	136.26	-0.88	0.7	-66.0	1.8	1.0
300+47	145.04	-9.85	0.4	6.0	1.7	0.4
300+16	163.13	-35.94	0.5	-9.0	1.3	0.4
308+30	155.46	-23.15	0.6	8.0	0.9	0.4
310-15	199.72	-54.91	0.5	-17.0	-2.6	0.6
319+17	166.42	-32.04	0.5	6.0	1.1	0.4
327+40	152.61	-12.51	0.7	-9.0	3.8	0.5
332+53	146.00	-1.67	1.1	-55.0	1.0	0.9
332+53	146.00	-1.67	1.1	-15.0	1.2	0.9
333+32	159.06	-18.74	1.5	11.0	1.3	0.7
355+50	150.43	-1.58	0.8	-50.0	1.0	0.5
402+37	159.90	-10.48	0.4	-14.0	1.3	0.5
402+37	159.90	-10.48	0.9	10.0	1.7	0.5
406+38	159.90	-9.46	0.8	-23.0	0.9	0.5
408+07	185.11	-30.74	0.5	17.0	1.1	0.4
411+14	179.38	-25.64	0.5	-2.0	1.7	0.5
411+14	179.38	-25.64	0.4	30.0	2.6	0.5
419+40	160.35	-6.11	0.9	-44.0	1.3	0.5
435+48	156.47	1.34	1.1	-45.0	0.7	0.6
442+39	164.16	-3.63	0.4	-50.0	0.5	0.4
442+39	164.16	-3.63	0.6	-40.0	1.8	0.4
442+39	164.16	-3.63	0.7	-15.0	0.7	0.4
450+31	171.49	-7.77	0.8	-35.0	2.6	0.7
458+47	159.76	3.67	0.6	-25.0	1.2	0.6
459+25	177.78	-9.88	0.8	-32.0	0.9	0.6
515+50	158.84	7.78	0.5	-46.0	1.3	0.6
515+50	158.84	7.78	0.5	-2.0	1.7	0.6
519-20	222.96	-28.63	0.3	-22.0	1.3	0.6
521-36	240.57	-32.70	0.9	3.0	0.9	0.8
528+06	197.66	-14.48	0.5	-14.0	2.1	0.5
528+06	197.66	-14.48	0.6	24.0	1.3	0.5
529+07	196.90	-13.71	0.9	1.0	1.5	0.5
530+04	200.03	-15.34	0.6	-8.0	3.8	0.7
530+04	200.03	-15.34	0.6	14.0	1.5	0.7
538+28	179.73	-0.89	0.9	12.0	0.3	0.5
548+16	191.31	-5.18	1.0	13.0	1.1	0.6
552+12	195.37	-6.33	0.7	-2.0	2.1	0.5
600+22	188.10	0.08	1.2	20.0	1.5	0.8
607-15	222.59	-16.16	1.1	19.0	1.3	0.5
616+13	197.20	-0.82	0.8	30.0	1.0	0.7
620+31	181.70	8.51	0.7	-7.0	2.1	0.7
622+14	197.04	1.14	1.7	-5.0	1.0	0.8
640+23	191.16	8.71	1.0	4.0	1.1	0.5
642+29	185.70	11.76	0.7	-5.0	1.1	0.4
642+21	193.17	8.33	0.9	-10.0	1.3	0.4
642+21	193.17	8.33	0.9	-5.0	0.6	0.4
656-24	235.53	-9.23	0.8	27.0	0.4	0.8
656-24	235.53	-9.23	0.8	36.0	0.9	0.8
709-20	233.65	-5.00	0.9	56.0	1.7	1.1
709-20	233.65	-5.00	1.4	61.0	3.4	1.1
711+14	202.34	11.56	0.4	-2.0	0.9	0.4
715-25	238.17	-5.87	0.6	6.0	1.5	0.6
715-25	238.17	-5.87	1.0	31.0	1.3	0.6
719-18	233.09	-1.96	1.5	22.0	1.0	1.3
719-18	233.09	-1.96	1.0	30.0	0.5	1.3
719-18	233.09	-1.96	0.9	66.0	1.0	1.3
725+14	203.81	14.66	1.0	3.0	1.5	0.7
725+14	203.81	14.66	1.0	11.0	1.9	0.7
733+70	145.13	29.47	1.3	0.0	1.5	0.6

TABLE IV.2 (SUITE)

SOURCE	L	B	T	V	DV	S
745-19	236.43	3.06	1.4	30.0	1.8	0.6
814+22	200.65	28.52	0.4	10.0	1.7	0.5
816+52	166.08	34.47	0.9	-7.0	0.4	0.5
834-20	243.56	12.25	1.3	2.0	2.1	0.5
834-19	243.28	12.59	1.2	3.0	0.9	0.5
838+13	213.02	30.17	1.4	14.0	1.3	0.6
855+14	213.99	34.53	1.2	-6.0	0.9	0.5
903+16	211.98	37.28	0.5	-15.0	5.1	0.5
1036-04	252.51	44.99	0.6	0.0	1.7	0.7
1318+11	328.07	72.51	0.8	2.0	0.9	0.6
1422+20	19.51	67.46	0.5	-14.0	-1.3	0.7
1545-12	356.22	31.80	1.4	-14.0	-2.1	0.8
1644-10	7.72	21.41	0.7	18.0	1.3	0.4
1709-28	356.78	6.45	1.1	-1.0	1.1	0.7
1711-25	359.34	7.76	1.3	14.0	1.7	0.7
1748+03	28.77	14.97	0.8	-1.0	0.6	0.4
1748+03	28.77	14.97	0.7	11.0	0.6	0.4
1819-09	21.06	1.94	1.7	-55.0	3.0	1.2
1820-27	5.36	-6.52	0.8	4.0	0.6	0.4
1821+01	31.42	6.91	0.7	21.0	0.9	0.6
1824+02	32.16	6.43	0.5	31.0	2.6	0.7
1843+09	41.11	5.77	1.4	-26.0	0.9	0.8
1843+09	41.11	5.77	1.1	43.0	2.1	0.8
1857+12	45.40	4.15	1.3	-75.0	2.5	1.0
1857+12	45.40	4.15	1.3	45.0	1.7	1.0
1914+30	62.73	8.53	1.5	-99.0	1.7	0.6
1934-00	37.84	-10.27	0.8	-2.0	1.5	0.4
1958+25	63.71	-2.31	1.0	-45.0	1.2	0.9
1958+25	63.71	-2.31	1.0	-10.0	0.5	0.9
1958+25	63.71	-2.31	1.0	30.0	0.8	0.9
2012+26	65.92	-4.58	0.6	-30.0	1.8	0.8
2018+23	64.02	-7.53	1.0	18.0	2.6	0.5
2021+61	96.08	13.79	0.6	-10.0	2.1	0.5
2024+29	70.19	-4.91	0.9	30.0	2.2	0.9
2030+25	67.68	-8.27	1.1	0.0	4.3	0.7
2044-02	44.57	-26.80	1.1	-2.0	1.1	0.7
2059+28	73.89	-11.71	1.0	10.0	1.7	0.5
2111+62	100.29	9.44	2.5	5.0	2.1	1.6
2117+49	91.69	0.08	1.4	-70.0	2.0	1.4
2117+49	91.69	0.08	1.3	-10.0	1.2	1.4
2128-20	29.79	-44.02	0.6	-4.0	0.6	0.4
2146+60	102.57	5.72	1.8	-72.0	1.5	1.0
2146+60	102.57	5.72	0.6	-23.0	3.4	1.0
2146+60	102.57	5.72	0.9	-12.0	1.5	1.0
2146+60	102.57	5.72	1.2	11.0	1.3	1.0
2147+14	71.02	-29.26	0.9	-1.0	1.3	0.8
2148+14	70.86	-29.51	0.7	-5.0	1.7	0.6
2148+14	70.86	-29.51	0.7	7.0	1.1	0.6
2216-28	22.60	-56.49	0.8	-7.0	0.9	0.6
2248+71	113.56	10.84	1.1	-9.0	2.3	1.5
2250+64	110.60	4.70	1.6	-99.0	1.0	1.3
2250+64	110.60	4.70	1.6	-99.0	1.2	1.3
2252+57	107.96	-1.49	0.9	-70.0	2.0	0.9
2252+57	107.96	-1.49	1.7	-10.0	1.0	0.9
2311+46	106.22	-12.47	0.6	-53.0	1.7	0.5
2323+43	106.97	-16.41	0.8	-63.0	1.3	0.5
2323+43	106.97	-16.41	0.6	-6.0	1.3	0.5
2337-06	80.73	-62.91	0.7	-6.0	1.1	0.7
2338+13	97.80	-45.83	1.1	-1.0	1.3	0.6
2348+64	116.52	2.56	1.5	-45.0	1.0	0.9
2352+49	113.71	-12.02	0.4	-15.0	2.1	0.5

dans la table :

- le nom de la source et ses coordonnées galactiques ;
- la température d'antenne en K de la CPE (à $\text{dec.} > 30^\circ$, cette température a été divisée par $(4/3 - \text{dec.}/90)$ pour tenir compte de la perte de rendement du télescope ; c.f. article I, figure 1) ;
- la vitesse centrale V de la composante en km s^{-1} ;
- sa dispersion de vitesse interne (largeur à mi-hauteur / 2.35) en km s^{-1} ;
- la limite de détectabilité de telles composantes, fixée arbitrairement à deux fois la fluctuation quadratique moyenne du spectre à 6 kHz (cette limite est une valeur supérieure, plusieurs composantes étant clairement détectées en dessous de ce seuil).

Notons que les sources classées "N" dans le catalogue ne figurent pas dans cette liste.

A) Etude des vitesses centrales

Pour 56 CPE à $|b| > 10$ (après élimination de deux composantes à -53 et -63 km s^{-1}) on trouve:

$$\langle V \rangle = -0.07 \pm 1.56 \text{ km s}^{-1},$$

$$\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 11.6 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}.$$

Cette dispersion de vitesse observée est plus grande que pour les composantes en absorption ($\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 6.9 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ pour 296 composantes à $|b| > 10$ et $|V| < 40 \text{ km s}^{-1}$, après correction de la rotation galactique et des mouvements d'ensemble, voir article II). Plusieurs causes peuvent être invoquées pour cette dispersion élevée :

a) La vitesse due à la rotation galactique peut être importante si les CPE proviennent de nuages assez lointains :

$$\langle V_{\text{rot}}^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \sim A \langle r \rangle \langle \sin^2(1 - l_0) \rangle^{\frac{1}{2}} = A \langle r \rangle / \sqrt{2}$$

(notations de l'article II) peut augmenter $\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ de 7 à 11.5 km s^{-1} si $\langle r \rangle \sim 850 \text{ pc}$. Mais dans ce cas, la variation en $\sin^2(1 - l_0)$ serait présente dans les vitesses observées. Une analyse des vitesses semblable à celle faite pour les composantes en absorption dans l'article II n'a cependant pas pu la mettre en évidence.

b) Les CPE se produisant aux vitesses faibles, ou aux vitesses indiquées

par la loi de rotation galactique différentielle locale, ont de fortes chances de se trouver mélangées avec des CPA et des composantes d'absorption réelles. Elles sont donc plus difficilement détectées, et sont peut-être sous-représentées dans notre échantillon. Ceci concourt à augmenter $\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$. Il faudrait qu'il manque ainsi au moins la moitié des CPE pour réconcilier les $\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ observées pour les CPE et les composantes en absorption.

c) Les CPE peuvent provenir de nuages de nature différente de ceux créant des absorptions. Ils auraient alors réellement une plus grande dispersion de vitesse, et seraient plus chauds que les nuages absorbants, ce qui les rendrait difficilement détectables en absorption. Notons que Greisen et Cram (1976) ont mis en évidence, dans des nuages à grande vitesse, des points chauds (plusieurs dizaines de K de température d'antenne), de 5 à 12 km s⁻¹ de largeur en vitesse radiale, et de dimension angulaire de l'ordre de 5' ; des nuages de ce type pourraient rendre compte du phénomène observé.

B) Etude des dispersions de vitesse interne

La figure IV.6 représente l'histogramme des dispersions de vitesse interne des CPE. Il n'y a pas de différence significative entre les échantillons à $|b| < 10$ et $|b| > 10$. Ces histogrammes ne se distinguent guère de ceux des composantes détectées en absorption (voir plus loin le sous-chapitre IV.3 et la figure IV.10). Si, comme il est logique de le supposer, les CPE et les CPA ont les mêmes largeurs, il est alors impossible de décider de la réalité des composantes en absorption en se basant sur leur largeur.

C) Température des composantes parasites en émission

Les plus fortes températures d'antenne observées pour les CPE de notre échantillon sont de ~ 2 K. Si elles correspondent à des nuages rassemblant les conditions optimums pour l'observation d'une forte CPE, c'est-à-dire $\alpha = 0$, $\beta = 0$ et $\sigma \sim 2$, alors la température de brillance correspondante est de ~ 30 K (on a adopté $\eta = 50\%$).

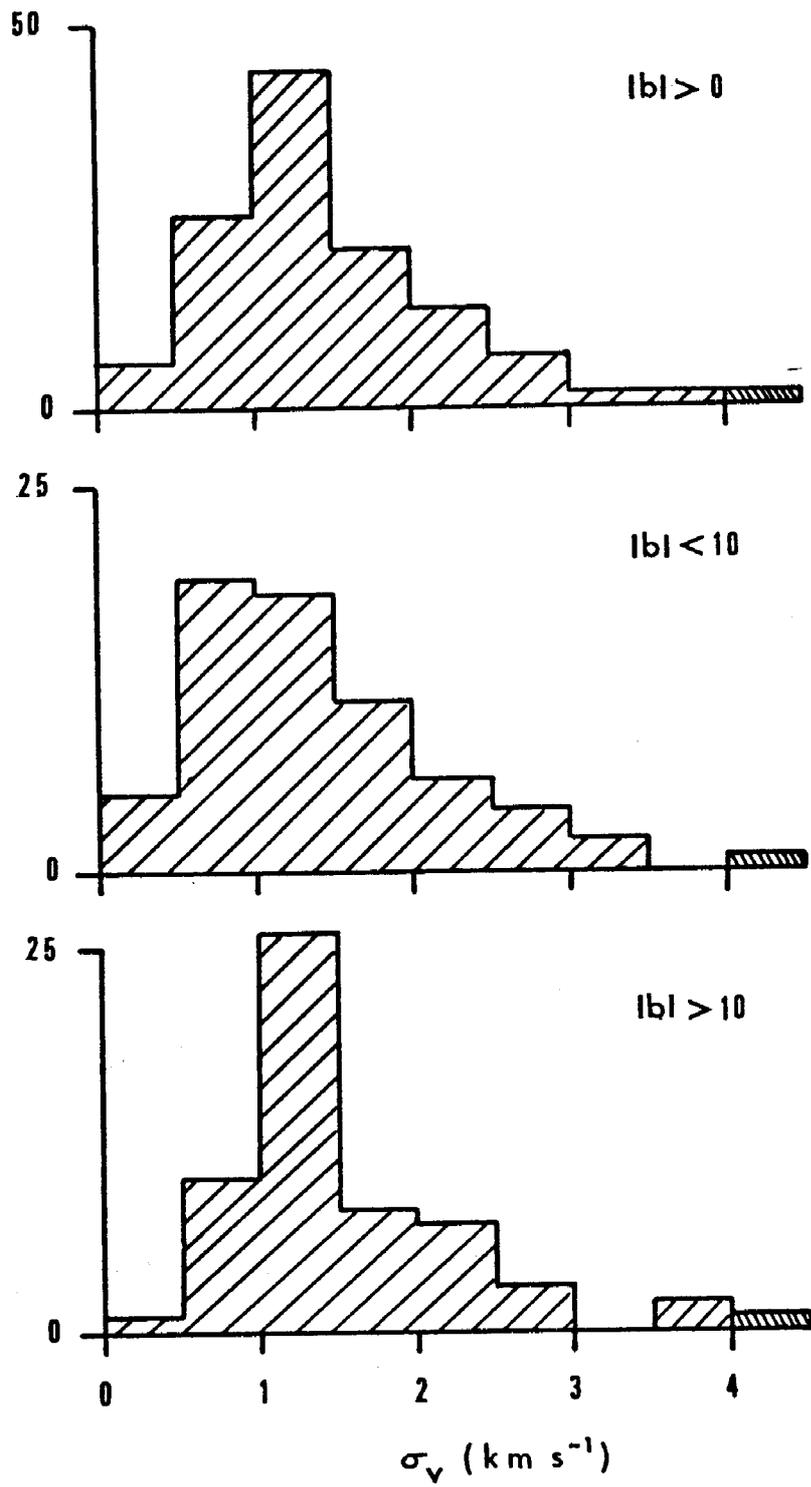


Figure IV.6 Histogrammes des dispersions de vitesse interne des composantes parasites en émission.

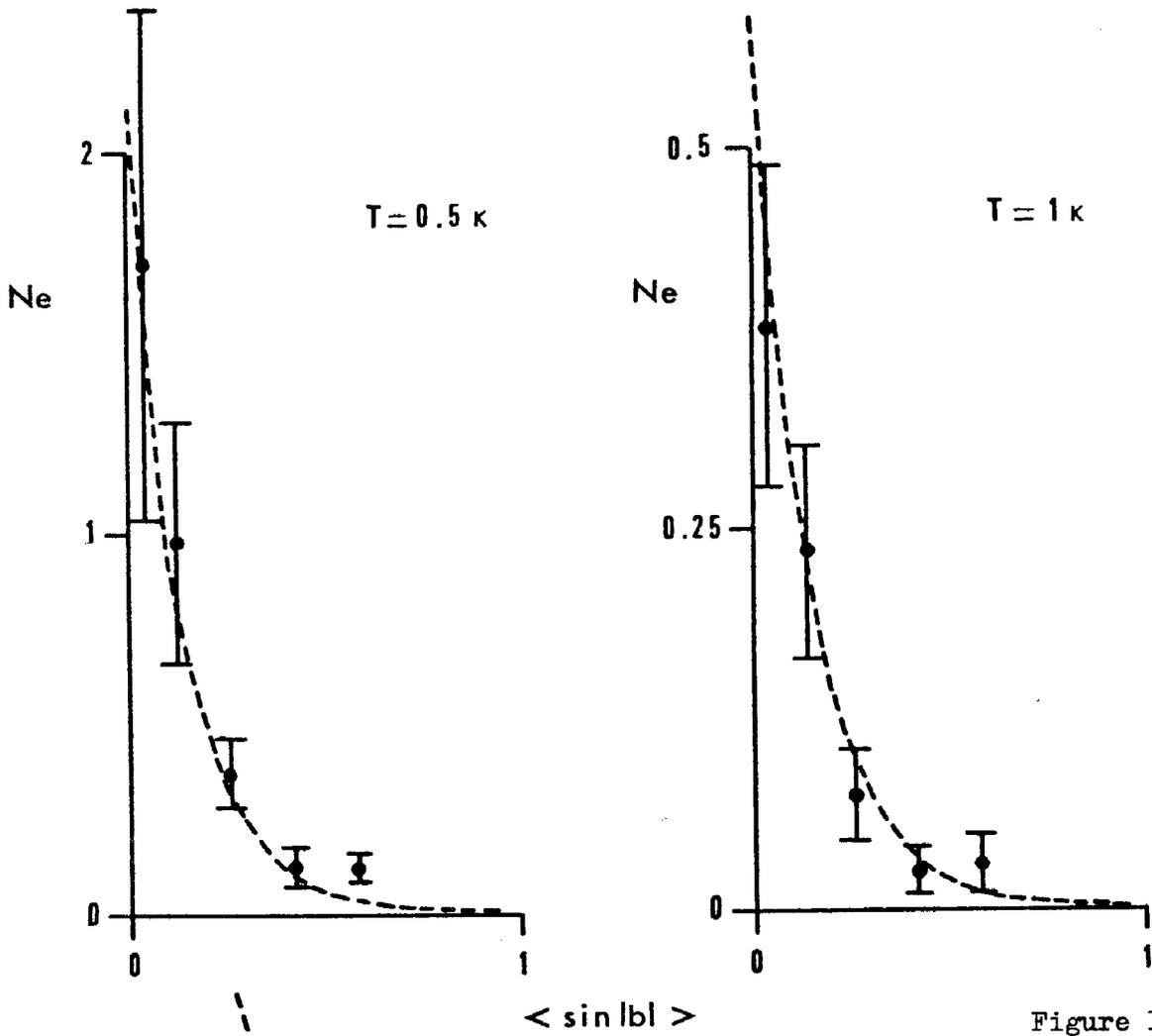


Figure IV.7

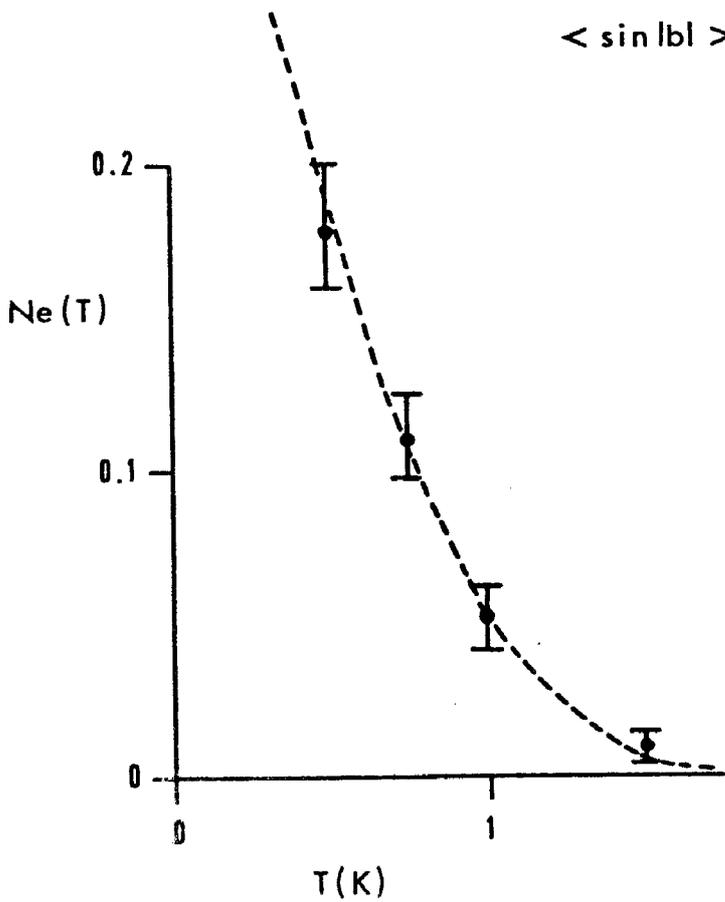


Figure IV.8

D) Probabilité d'observer une composante parasite en émission

Le nombre moyen $N_e(T)$ de CPE de température d'antenne $T_a > T$ par spectre, pour un échantillon donné, est estimé par

$$N_e(T) = (\text{nombre de CPE de } T_a > T \text{ détectées}) / (\text{nombre de spectres}),$$

à condition de restreindre l'échantillon aux spectres dont le bruit est assez faible pour permettre la détection d'une CPE de température T .

Le seuil a été fixé à deux fois la fluctuation quadratique moyenne des canaux de 6 kHz (voir page 71). La table IV.3 donne $N_e(T)$ pour $T = 0.5$ K et $T = 1$ K, pour différentes gammes de latitudes galactiques. La figure IV.7 présente également $N_e(0.5)$ et $N_e(1)$ en fonction de $\langle \sin |b| \rangle$. La table IV.4 et la figure IV.8 donnent $N_e(T)$ pour l'ensemble des CPE.

D'après la figure IV.7, les dépendances de N_e suivant T et suivant b semblent séparées ; nous allons donc chercher empiriquement une forme analytique $N_e(T, b) = f_1(b) f_2(T)$ qui nous permettra ensuite de déduire la loi correspondante $N_a(T, b)$ pour les CPA. La figure IV.7 et la table IV.3 suggèrent une loi exponentielle pour $f_1(\sin |b|)$:

$$N_e(T, b) \propto \exp(-7 \sin |b|).$$

La figure IV.8 et la table IV.4 suggèrent une loi gaussienne pour $f_2(T)$:

$$N_e(T, b) \propto \exp(-1.7 T^2).$$

Finalement, après normalisation, on obtient la loi empirique :

$$N_e(T, b) = 3.25 \exp(-1.7 T^2 - 7 \sin |b|).$$

Figure IV.7 Distributions des composantes parasites en émission observées $N_e(T)$ en fonction de $\langle \sin |b| \rangle$. Les courbes en traits interrompus représentent la loi empirique adoptée.

Figure IV.8 Distribution des composantes parasites en émission observée $N_e(T)$ en fonction de T , pour toutes les latitudes galactiques. La courbe en traits interrompus est la loi empirique adoptée.

Table IV.3 Nombre moyen par spectre de composantes parasites en émission en fonction de la latitude.

Latitude	n_f	n_s	$N_e(0.5) - N_e(1)$	n_f	n_s	$N_e(1)$	$N_e(0.5)$
$ b < 5$	4	3	1.333 ± 0.667	13	34	0.382 ± 0.106	1.715 ± 0.675
$5 < b < 10$	6	8	0.750 ± 0.306	11	47	0.234 ± 0.071	0.984 ± 0.314
$10 < b < 20$	13	44	0.295 ± 0.082	7	91	0.077 ± 0.029	0.372 ± 0.087
$20 < b < 30$	4	43	0.093 ± 0.047	2	83	0.024 ± 0.017	0.117 ± 0.050
$30 < b < 40$	5	53	0.094 ± 0.042	3	93	0.032 ± 0.019	0.126 ± 0.046
$40 < b $	1	116	-	1	255	-	-

n_f : nombre de CPE détectées

n_s : nombre de spectres de l'échantillon

Table IV.4 Idem, en fonction de la température d'antenne.

(T_1, T_2)	n_f	n_s	$N_e(T_1) - N_e(T_2)$	$N_e(T_1)$
0.5 à 0.75	18	267	0.0674 ± 0.0159	0.1789 ± 0.0212
0.75 à 1.00	31	525	0.0590 ± 0.0106	0.1115 ± 0.0141
1.00 à 1.50	26	606	0.0429 ± 0.0084	0.0525 ± 0.0093
1.50 à ∞	6	627	0.0096 ± 0.0039	0.0096 ± 0.0039

IV.2.3 Statistique des composantes parasites en absorption

De la loi $p_a(T) = 4 p_e(2T)$ liant les distributions des CPA et des CPE (IV.2.1), nous déduisons $N_a(T) = 2 N_e(2T)$, ce qui donne, avec la loi empirique déterminée précédemment pour N_e :

$$N_a(T, b) = 6.5 \exp(-6.8 T^2 - 7 \sin|b|).$$

Par exemple, dans un spectre obtenu devant une source de 2 Jy ($T_A = 3$ K) à $b = 10$, il y aurait en moyenne 1 CPA de $\tau > 0.1$, et 0.17 CPA de $\tau > 0.2$. Avec cette même loi empirique, on déduit qu'il y a environ 38 CPA dans nos 654 spectres exploitables à $|b| > 10$, d'intensité supérieure à deux fluctuations quadratiques moyennes (alors qu'il y a 299 composantes cataloguées). Il y a semblablement 55 CPA dans nos 719 spectres à $|b| > 5$.

IV.2.4 Discussion

Caswell et al. (1975) ont observé l'absorption à 21 cm devant 42 sources dans le plan galactique, à l'aide de l'interféromètre de Parkes. Ils ont été également gênés par la présence de composantes parasites. Pour un interféromètre, CPA et CPE ont la même distribution statistique. Caswell et al. ont remarqué que pour leurs CPE, la quantité $D \theta_L^3 / S$ (où D est la distance cinématique de la CPE, S sa densité de flux et θ_L l'écart angulaire entre les lobes de l'interféromètre) a une limite inférieure qu'ils ont chiffrée à $5000 \text{ kpc arcmin}^3 \text{ Jy}^{-1}$. Ils en ont déduit qu'une composante en absorption a certaines chances d'être parasite si sa distance cinématique est supérieure à $5000 S / \theta_L^3$.

Le pouvoir séparateur du radiotélescope de Nançay correspond à celui d'un interféromètre de $\theta_L \sim 8'$. Le critère de Caswell et al. signifierait donc que, pour les composantes parasites à basse latitude, $D / S \gtrsim 10 \text{ kpc Jy}^{-1}$. La figure IV.9 montre l'histogramme des D / S obtenu pour 18 CPE détectées vers nos sources à $|b| < 5$. Aucune limite inférieure ne semble présente, ce qui met en doute la validité du critère ainsi appliqué à nos observations. Notons que Caswell et al. ont établi leur critère sur la base de seulement 12 CPE détectées.

Nous avons pu, en nous fondant sur une étude de la réponse instrumentale et une analyse statistique d'un échantillon significatif de CPE, estimer l'importance des CPA dans notre catalogue. Signalons, cependant, certaines limitations de cette étude. Elle ne s'applique pas aux sources étendues, dont les spectres peuvent être plus sérieusement perturbés par l'émission que ceux des sources ponctuelles (c.f. figure IV.3). Notre analyse suppose un milieu interstellaire décomposable en nuages d'hydrogène émissifs ; l'existence de nuages froids apparaissant en self-absorption (voir chapitre I) pourrait modifier nos résultats, mais de tels nuages ne semblent pas fréquents.

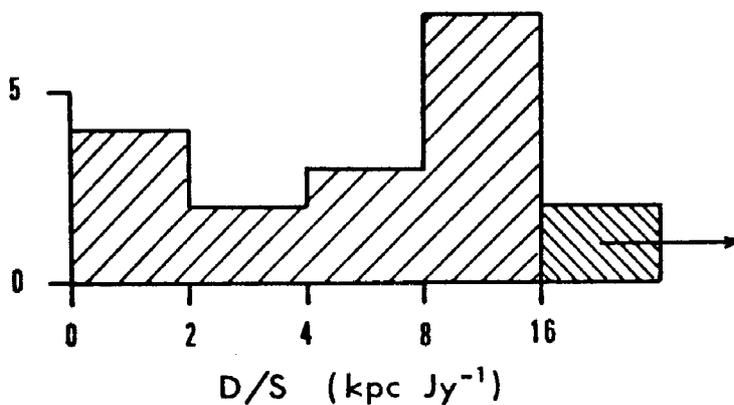


Figure IV.9 Histogramme de la quantité (distance cinématique)/(densité de flux) pour 18 composantes parasites en émission à $|b| > 5$.

IV.3 LA DISPERSION DE VITESSE INTERNE DES NUAGES ABSORBANTS

IV.3.1 Distribution des dispersions de vitesse

La dispersion de vitesse interne des composantes spectrales d'absorption représente physiquement l'élargissement thermique de la raie et les mouvements internes au nuage (turbulence). Dans l'article I, chaque profil d'absorption a été décomposé en composantes gaussiennes du type $- A \exp(- (v - VA)^2 / 2 DA^2)$; l'absorption maximum A , la vitesse centrale VA et la dispersion de vitesse DA sont données dans la table 2 de cet article. Pour obtenir la dispersion de vitesse réelle σ_v , il faut corriger DA de l'élargissement instrumental dû à la bande passante des filtres (6 kHz, soit 1.3 km s^{-1}), et de l'élargissement dû à la saturation des raies.

La dispersion de vitesse corrigée de l'élargissement instrumental est

$$DA' = (DA^2 - 0.291)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{en km s}^{-1}),$$

qui n'est significativement différente de DA que si $DA < 1 \text{ km s}^{-1}$. Pour tenir compte de la saturation, il faut rapporter le profil d'absorption à une échelle linéaire en profondeur optique τ (la décomposition en composantes gaussiennes n'a pas été faite dans cette échelle, car les erreurs sur chaque point n'y sont pas égales, ce qui complique un algorithme des moindres carrés). La composante gaussienne devient, dans une échelle linéaire en τ , une courbe dont la largeur à mi-hauteur est

$$(- 8 DA'^2 \ln(\frac{1 - \sqrt{1 - A}}{A}))^{\frac{1}{2}}.$$

Si l'on assimile cette courbe à une gaussienne de dispersion σ_v , cette largeur à mi-hauteur est $\sqrt{8 \ln 2} \sigma_v$. La différence entre DA' et σ_v n'est importante que si $A > 0.5$.

Nous avons déterminé σ_v pour 283 composantes correspondant aux sources de l'échantillon à $|b| > 10$ (on n'a pas tenu compte des composantes notées "P" ; on a éliminé 8 composantes pour lesquelles DA n'est pas déterminé, et 8 composantes pour lesquelles $DA < 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ou bien

$A > 0.95$, ce qui conduit à une trop grande incertitude sur σ_v). Les histogrammes de σ_v sont représentés sur la figure IV.10 pour l'ensemble de l'échantillon et pour différentes gammes de latitudes. Ces histogrammes peuvent être affectés par deux biais :

a) Les composantes de largeurs inférieures à celle des canaux sont affaiblies, donc moins facilement détectables et sous-représentées dans notre échantillon. Cet effet, sensible dès que $\sigma_v < 1 \text{ km s}^{-1}$, devient important pour $\sigma_v < 0.3 \text{ km s}^{-1}$ (affaiblissement de 50%). Les études d'absorption à haute résolution spectrale faites par d'autres auteurs montrent que de telles composantes sont rares : Radhakrishnan et Goss (1972), sur 16 composantes mesurées avec une résolution de 0.2 km s^{-1} , en trouvent 3 de $\sigma_v < 1 \text{ km s}^{-1}$, aucune de $\sigma_v < 0.5 \text{ km s}^{-1}$; Dickey et al. (1978a), sur 66 composantes (résolution de 0.25 km s^{-1}), en trouvent 3 de $\sigma_v < 0.6 \text{ km s}^{-1}$, aucune de $\sigma_v < 0.3 \text{ km s}^{-1}$. Nous pensons que la résolution spectrale de notre catalogue ne nous a pas fait manquer beaucoup de composantes.

b) Certaines composantes sont des mélanges. Leurs largeurs sont plus grandes que celles des nuages qui les composent. L'étude de ces mélanges (IV.1) a montré qu'ils apparaissent essentiellement à basse latitude. Les histogrammes à $|b| > 30$ en sont probablement très peu affectés. Ces mélanges correspondent à des écarts en vitesse des nuages de 0 à 5 km s^{-1} , ce qui conduit à des σ_v surestimées de 0 à 2 km s^{-1} environ. Nous pensons que la différence d'aspect entre les histogrammes à $|b| > 30$ et $|b| < 30$ leur est entièrement due : les histogrammes à basse latitude présentent un excès de σ_v entre 1 et 1.5 km s^{-1} , une déficience de σ_v entre 0.5 et 1 km s^{-1} , par rapport aux histogrammes à haute latitude.

En conclusion, nous estimons que les histogrammes à $|b| > 30$ doivent être proches de la distribution réelle des dispersions de vitesse. Nous discuterons de cette distribution dans le paragraphe IV.3.2.

Pour rechercher s'il existe une corrélation entre la profondeur optique et la dispersion de vitesse, nous avons porté sur la figure IV.11a σ_v en fonction de $A = 1 - \exp(-\tau)$ pour les sources à $|b| > 10$. Il y a un excès de composantes à dispersion de vitesse élevée pour les absorptions faibles, ce qui pourrait traduire l'existence d'une classe

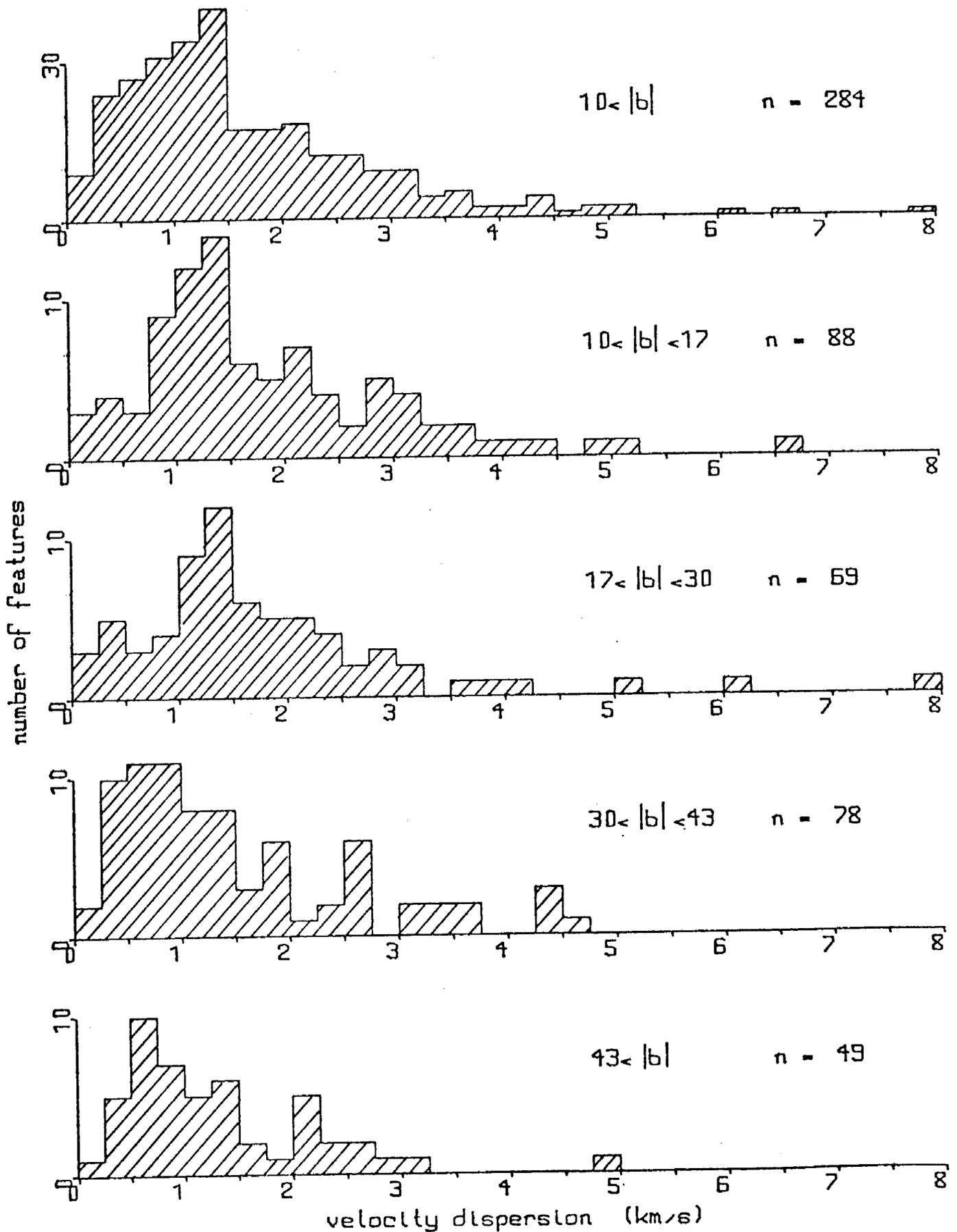


Figure IV.10 Histogrammes des dispersions de vitesse interne des nuages. n. est le nombre de composantes dans chaque échantillon.

de nuages chauds. Mais ce peut être également la manifestation d'un effet de sélection. En effet, les composantes de faible absorption sont connues avec un rapport signal-sur-bruit plus faible, ce qui rend plus difficile leur décomposition en composantes étroites. La figure IV.11b présente σ_v en fonction de A pour l'échantillon de Dickey et al. (1978a), dont le rapport signal-sur-bruit élevé et la bonne résolution spectrale ont permis des décompositions des profils en gaussiennes plus fiables que les nôtres. σ_v et A ne sont pas corrélées, ce qui suggère que pour notre échantillon, l'excès de σ_v élevées pour les A faibles est bien dû à un effet de sélection.

IV.3.2 Discussion

Nous avons porté dans la table IV.5 les dispersions de vitesse interne moyennes $\langle \sigma_v \rangle$ obtenues pour notre échantillon avec, pour comparaison, celles déduites d'autres échantillons publiés de nuages HI. Nous y avons joint également les données relatives aux nuages interstellaires observés par Hobbs (1974) dans la raie $\lambda 7699 \text{ \AA}$ de KI. Notons le bon accord entre les déterminations provenant de l'échantillon de Dickey et al. (1978a) et les nôtres.

La dispersion de vitesse interne observée σ_v provient de l'élargissement thermique $\sigma_s = (T_s / 121)^{1/2} \text{ km s}^{-1}$ (pour une température de spin T_s en K) et de la dispersion de vitesse σ_t due à la turbulence et aux mouvements internes au nuage :

$$\sigma_v^2 = \sigma_s^2 + \sigma_t^2.$$

Si σ_s et σ_t ne sont pas corrélées :

$$\langle \sigma_v^2 \rangle = \langle \sigma_s^2 \rangle + \langle \sigma_t^2 \rangle.$$

Comme l'élargissement thermique des raies de KI est négligeable, $\langle \sigma_t^2 \rangle$ peut être estimé à partir de l'échantillon de Hobbs (1974). Cet échantillon, obtenu vers des étoiles à basse latitude galactique ($|b| < 25$), est probablement affecté de composantes mélangées. Nous avons cependant calculé $\langle T_s \rangle$ par

$$\langle T_s \rangle = 121 (\langle \sigma_v^2 \rangle - \langle \sigma_t^2 \rangle)$$

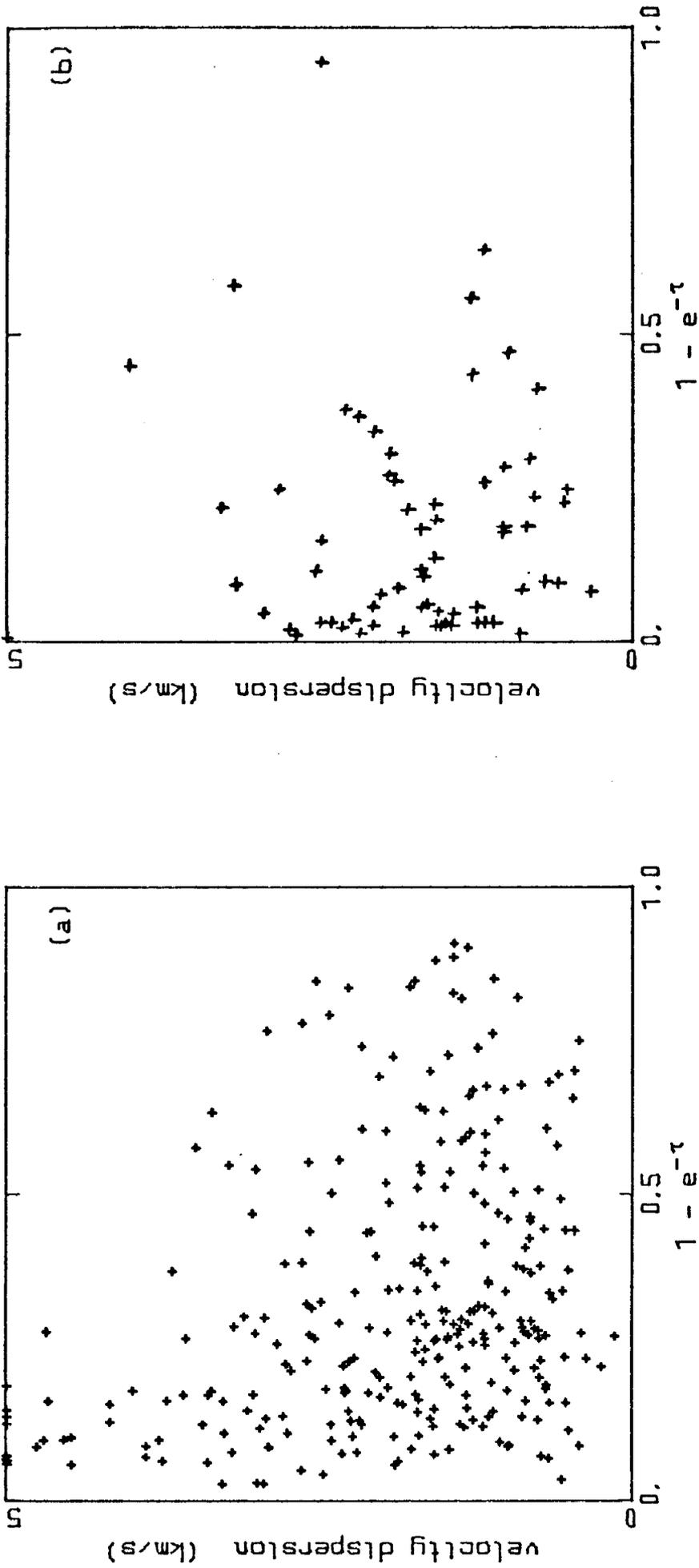


Figure IV.11 La dispersion de vitesse interne des composantes en fonction de l'absorption :
(a) pour notre échantillon ; (b) pour l'échantillon de Dickey et al. (1978).

en adoptant $\langle \sigma_t^2 \rangle = 1.24 \text{ (km s}^{-1}\text{)}^2$ d'après les données de Hobbs, pour les différents sous-échantillons de Nançay et de Dickey et al.. Les températures de spin correspondantes s'étalent de 300 à 600 K (table IV.5). Ce résultat est à considérer avec précautions, car il peut être faussé par l'existence d'une corrélation entre σ_s et σ_t , ainsi que par la présence de composantes spectrales mélangées dans les échantillons.

Ces valeurs élevées trouvées pour $\langle T_s \rangle$ ne sont pas en contradiction avec la valeur habituellement admise $T_s \sim 70$ K pour les nuages HI. Cette dernière correspond en effet à une moyenne harmonique sur la ligne de visée, et pour une distribution quelconque de températures de spin on a toujours :

$$\langle T_s^{-1} \rangle^{-1} < \langle T_s \rangle.$$

Table IV.5 La dispersion de vitesse interne pour différents échantillons de nuages observés en absorption à 21 cm (HI) et 7699 Å (KI).

Référence	résolution spectrale kHz	nombre de nuages	$\langle \sigma_v \rangle$ km s ⁻¹	$\langle \sigma_v^2 \rangle$ (km s ⁻¹) ²	$\langle T_s \rangle$ K
HI Clark, 1965	6	59	1.70		
Radhakrishnan et Goss, 1972	1	18	1.45	2.43	144
"	10	131	2.7		
Dickey et al., 1978a, total	1.5	66	1.92	4.84	436
"	b < 20	"	2.00	5.30	491
"	b > 25	"	1.82	4.36	378
Article I	b > 10	6	284	1.91	5.09
"	10 < b < 30	"	157	2.10	6.06
"	b > 30	"	127	1.67	3.88
KI Hobbs, 1974	1.2 (km s ⁻¹)	30	1.05	1.24	

$\langle T_s \rangle$ est obtenue par comparaison des $\langle \sigma_v^2 \rangle$ pour les absorptions HI et KI (voir texte).

IV.4 LA DISTRIBUTION DES PROFONDEURS OPTIQUES DES NUAGES D'HYDROGENE NEUTRE

IV.4.1 Introduction

La distribution de l'absorption des nuages interstellaires peut se déduire d'une étude statistique du rougissement des étoiles. Plusieurs études ont été entreprises sur des échantillons de l'ordre du millier d'étoiles (van Rijn, 1949 ; Schatzman, 1950 ; Münch, 1952 ; Scheffler, 1966a). L'échantillon d'étoiles rougies donne la distribution du rougissement ; il est ensuite théoriquement possible d'en déduire la distribution de l'absorption des nuages. En fait, les incertitudes ne permettent pas d'obtenir exactement cette distribution, mais seulement ses premiers moments (Münch, 1952). Si le nombre moyen de nuages sur la ligne de visée est faible (de l'ordre de un), la géométrie des nuages joue un rôle important, et une étude détaillée suppose l'adoption d'un modèle de la forme des nuages (Schatzman, 1950). La distribution du rougissement observé s'interprète bien par une distribution des nuages en deux classes : des nuages épais peu nombreux (rougissement de 0.4 mag ; 0.6 nuage par kpc) et des nuages minces plus fréquents (rougissement de 0.07 mag ; 6 nuages par kpc) (Schatzman, 1950 ; Münch, 1952 ; voir également Spitzer, 1968). Il est probable que cette distribution en deux classes est purement ad hoc, et que la distribution réelle est continue, comme le suggère l'analyse de Scheffler (1966a, b, 1967).

La difficulté majeure des études mentionnées ci-dessus provient de ce que le rougissement observé vers une étoile peut être dû à plusieurs nuages qui ne sont pas distingués sur la ligne de visée. D'où la nécessité d'entreprendre des analyses statistiques délicates des fluctuations de ce rougissement. Cette difficulté n'existe plus pour les études des raies d'absorption qui, en donnant accès à une "dimension" de plus - la vitesse radiale - permettent de distinguer les nuages. La distribution des profondeurs optiques de l'hydrogène neutre dans les nuages absorbants est pratiquement obtenue directement à partir des observations des profils d'absorption dans la raie à 21 cm.

Contrairement aux analyses des rougissements stellaires, les études de la distribution des profondeurs optiques à 21 cm ont été jusqu'à présent relativement peu poussées (Scheffler, 1967, a cependant cherché à déduire le spectre de masse des nuages interstellaires à partir du catalogue d'absorption de Clark, 1965). Il est vrai que la masse de données à 21 cm était moindre que celle concernant les rougissements stellaires. Les auteurs des catalogues se sont contentés d'approcher la distribution des profondeurs optiques à 21 cm en dressant l'histogramme brut des profondeurs optiques mesurées (Clark, 1965 ; Hughes et al., 1971 ; Radhakrishnan et Goss, 1972). Cet histogramme diffère de la distribution réelle en raison de plusieurs effets de sélection :

(i) Le seuil de détection, variable d'un spectre à l'autre, élimine les composantes de profondeur optique trop faible.

(ii) Ce qui est observé comme une composante unique correspond parfois à un mélange de plusieurs nuages (cet effet a été discuté dans le sous-chapitre IV.1 ; Clark, 1965, et Radhakrishnan et Goss, 1972, ont tenté d'en tenir compte).

(iii) Certains auteurs (Hughes et al., 1971) ont basé leur analyse sur les maximums des profondeurs optiques. D'autres (Clark, 1965 ; Radhakrishnan et Goss, 1972 ; Dickey et al., 1978a) ont décomposé les profils observés en gaussiennes et en ont analysé les amplitudes ; une telle décomposition est parfois ambiguë et, si elle est trop poussée, tend à décomposer en plusieurs nuages des nuages uniques dont la distribution de vitesse n'est pas normale.

Les histogrammes obtenus par les auteurs précités correspondent assez bien à une loi exponentielle $\exp(-\tau)$, mise à part une coupure aux faibles profondeurs optiques imputable à l'effet (i).

Un autre problème souvent abordé est la recherche de "la probabilité de trouver une concentration HI sur la ligne de visée". Ainsi formulé, ce problème est mal posé ; une approche plus correcte serait la recherche de "la probabilité de trouver une concentration HI de profondeur optique supérieure à un certain seuil sur la ligne de visée". Cette recherche est liée au problème précédent de la détermination de la distribution des profondeurs optiques. Ces deux problèmes, dont la solution dépend de la région du ciel étudiée, peuvent être résolus avec les observations disponibles si l'on fait l'hypothèse d'une distribution homogène à grande échelle de l'hydrogène selon un modèle plan-parallèle. Avec cette

hypothèse, Radhakrishnan et al. (1972c) ont estimé à 0.5 la probabilité de trouver une concentration HI dans une direction ramenée à $b = 90$ (sans préciser la profondeur optique minimum de telles concentrations, et en commettant une inexactitude signalée dans l'article II, appendice A).

Nous nous proposons ici de résoudre simultanément les deux problèmes évoqués ci-dessus en remplaçant l'étude de l'histogramme brut des profondeurs optiques observées par la recherche de la fonction $\bar{\Phi}(\tau) d\tau$, nombre moyen de nuages de profondeur optique comprise entre τ et $\tau + d\tau$, sur une ligne de visée ramenée à la direction $b = 90$ suivant un modèle plan-parallèle. Nous tiendrons compte de l'effet (i), discuterons des effets (ii) et (iii), et corrigerons notre échantillon de la présence de composantes parasites en absorption (voir IV.2). Parallèlement à cette analyse des τ , nous étudierons les intégrales des profondeurs optiques sur les spectres $\int \tau dV$, qui ont l'avantage de ne pas dépendre de la décomposition en gaussiennes, ni de l'existence de composantes mélangées.

IV.4.2 Analyse de l'échantillon

1) Notations et formalisme

Soit $\bar{\Phi}_{1,b}(\tau) d\tau$ le nombre moyen de nuages de profondeur optique comprise entre τ et $\tau + d\tau$ sur une ligne de visée (1, b). La distribution des profondeurs optiques dans cette direction est

$$\bar{\Phi}_{1,b}(\tau) / \int_0^{\infty} \bar{\Phi}_{1,b}(x) dx.$$

Le nombre moyen de nuages de profondeur optique supérieure à τ sur la ligne de visée est

$$P_{1,b}(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} \bar{\Phi}_{1,b}(x) dx.$$

Supposons pour l'hydrogène neutre une distribution à grande échelle plan-parallèle et symétrique par rapport au plan galactique où le Soleil est supposé être situé. Soit

$$\bar{\Phi}(\tau) = \bar{\Phi}_{1, |b|=90}(\tau) \quad \text{et} \quad P(\tau) = P_{1, |b|=90}(\tau).$$

Dans ce modèle, la distribution des profondeurs optiques est indépendante de la direction, mais le nombre de nuages rencontrés est proportionnel à $1/\sin|b|$. Il s'en suit que :

$$\bar{\Phi}_{1,b}(\tau) = \bar{\Phi}(\tau) / \sin|b|,$$

$$P_{1,b}(\tau) = P(\tau) / \sin|b|.$$

Parallèlement, soit ΔV la profondeur optique intégrée du profil d'absorption définie par

$$\Delta V = \int_{-\infty}^{+\infty} \tau \, dV$$

(ΔV est la largeur équivalente du profil d'absorption dans une échelle linéaire en τ , mais diffère de la "largeur équivalente" habituelle définie par $\int (1 - \exp(-\tau)) \, dV$). Nous définissons également $\varphi_{1,b}(\lambda) \, d\lambda$, la probabilité que ΔV soit comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ dans la direction (1, b). La probabilité que $\Delta V > \lambda$ est

$$\mathcal{P}_{1,b}(\lambda) = \int_{\lambda}^{\infty} \varphi_{1,b}(x) \, dx.$$

Remarquons que la fonction $\varphi_{1,b}$ est analogue à la distribution du rougissement des étoiles (ΔV est proportionnelle au rougissement si la température de spin de l'hydrogène et le rapport gaz-sur-poussière sont constants). Dans le modèle plan-parallèle, le premier moment de $\varphi_{1,b}$, c'est-à-dire $\langle \Delta V \rangle$, est proportionnel à $1/\sin|b|$. Mais la forme de la distribution de $\Delta V / \langle \Delta V \rangle$ change avec la latitude : à basse latitude où de nombreux nuages sont rencontrés, ΔV est peu dispersée autour de sa valeur moyenne ; à haute latitude où les nuages sont rares, la forme de la distribution se rapproche de celle de la distribution des τ . (Les études statistiques des rougissements stellaires doivent, pour tenir compte de cet effet, classer les étoiles en intervalles de distances ; c.f. Münch, 1952.) Nous ramènerons cependant $\varphi_{1,b}$ et $\mathcal{P}_{1,b}$ à la direction $|b| = 90$ suivant

$$\varphi(\lambda) = \varphi_{1,b}(\lambda \sin|b|) / \sin|b|,$$

$$\mathcal{P}(\lambda) = \mathcal{P}_{1,b}(\lambda \sin|b|),$$

étant bien entendu que φ et \mathcal{P} ainsi obtenues diffèrent suivant le domaine de latitude choisi. Le premier moment de φ , cependant, reste indépendant de b .

2) Relation entre la distribution des profondeurs optiques maximums et la distribution des profondeurs optiques intégrées

Dans un spectre, $\Delta V = \sum \tau_i \delta V_i$, où τ_i est la profondeur optique maximum d'un nuage sur la ligne de visée, et $\delta V_i = \tau_i^{-1} \int \tau(V) dV$, $\tau(V)$ étant la profondeur optique due à ce nuage. Pour des composantes d'absorption gaussiennes, $\delta V_i = \sqrt{2\pi} \sigma_{V_i}$, la dispersion de vitesse interne du nuage étant σ_{V_i} .

Si l'on suppose qu'il n'y a aucune corrélation entre τ_i et δV_i :

$$\langle \Delta V \rangle = \langle \sum \tau_i \delta V_i \rangle = \langle \delta V \rangle \langle \sum \tau_i \rangle = \langle \delta V \rangle \int_0^{\infty} \tau \Phi(\tau) d\tau,$$

$$\langle \Delta V \rangle = \langle \delta V \rangle \langle \tau \rangle \int_0^{\infty} \Phi(\tau) d\tau$$

où $\langle \Delta V \rangle$ est la largeur équivalente moyenne d'un spectre, $\langle \tau \rangle$ la profondeur optique moyenne d'un nuage et $\int \Phi(\tau) d\tau$ le nombre moyen de nuages rencontrés.

Münch (1952) a donné explicitement la relation entre Φ et φ (dans le cas d'une distribution discrète d'absorption) ainsi que les relations entre les premiers moments de ces fonctions. On peut aussi déduire facilement φ de Φ numériquement par une méthode de Monte-Carlo. Rappelons qu'il nous est théoriquement inutile de connaître la relation entre Φ et φ , puisque nous obtenons directement la fonction Φ . Il sera cependant intéressant de vérifier si nos déterminations de Φ (statistiques des τ), de φ (statistiques des ΔV) et de $\langle \delta V \rangle$ (étude des dispersions de vitesse interne, voir sous-chapitre IV.3) sont cohérentes.

3) Estimation des distributions des profondeurs optiques

Nous proposons ici d'estimer les distributions Φ et \mathcal{P} à partir des données du catalogue de Nançay. Si l'on fait abstraction du problème

des composantes parasites et des composantes mélangées, on peut estimer $P(\tau)$ par $n_f / \sum 1/\sin |b|$, où \sum porte sur les spectres où une composante de profondeur optique $>\tau$ serait détectable, et n_f est le nombre de composantes de profondeur optique $>\tau$ détectées parmi ces spectres. n_f étant une variable aléatoire poissonnienne, l'erreur relative sur une telle estimation de $P(\tau)$ est $n_f^{-1/2}$. Les déterminations successives $P(\tau_1)$, $P(\tau_2)$, etc... utilisent des composantes communes ; leurs erreurs ne sont donc pas indépendantes, ce qui est un inconvénient si l'on veut, par exemple, ajuster par une méthode des moindres carrés une loi théorique aux $P(\tau)$ obtenus. Cet inconvénient est évité si l'on estime, pour une succession d'intervalles adjacents (τ_i, τ_{i+1}) , les quantités

$$P(\tau_{i+1}) - P(\tau_i) = \int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} \Phi(\tau) d\tau$$

par $n_f / \sum 1/\sin |b|$, où \sum porte alors sur les spectres où une composante de profondeur optique $>\tau_i$ serait détectable, et où n_f est le nombre de composantes détectées dans ces spectres de profondeur optique comprise entre τ_i et τ_{i+1} . Une composante n'est prise en considération qu'une fois dans cette méthode ; l'erreur relative est toujours $n_f^{-1/2}$; il est ensuite possible de calculer $P(\tau_i)$.

Il est possible de tenir compte des composantes parasites en retranchant à n_f le nombre n_p de composantes parasites en absorption attendues dans les spectres considérés ; n_p est estimé à partir de la loi empirique trouvée dans IV.2I3 :

$$n_p = 6.5 \sum \left[e^{-6.8(T_a \tau_i)^2} - e^{-6.8(T_a \tau_{i+1})^2} \right] e^{-7 \sin |b|},$$

T_a étant la température d'antenne de la source et la sommation étant faite comme ci-dessus. Pour notre analyse, nous avons supposé qu'une composante de profondeur optique $>\tau$ est détectable si le bruit du spectre a une valeur quadratique moyenne inférieure à $\tau/2$ pour les canaux de 6kHz ; cette limite correspond à un rapport signal-sur-bruit de 3 pour une composante gaussienne de dispersion de vitesse $\sigma_v = 1 \text{ km s}^{-1}$.

Les résultats de l'analyse sont donnés dans la table IV.6. Nous nous sommes limité aux spectres à $|b| > 5$ pour prévenir des écarts importants au modèle plan-parallèle. Plusieurs gammes de latitude ont été

étudiées séparément pour les besoins de la discussion (IV.4.3.3). Les intervalles (τ_i, τ_{i+1}) ont été choisis en progression géométrique jusqu'à $\tau = 1$. La table donne :

- l'intervalle (τ_i, τ_{i+1}) ;
- le nombre de spectres n_s où une composante τ_i serait détectable ;
- la valeur correspondante de $\Sigma 1/\sin b$;
- le nombre n_f de composantes détectées dans l'intervalle (τ_i, τ_{i+1}) ;
- le nombre moyen n_p de composantes parasites en absorption attendues ;
- l'estimation de $\int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} \Phi(\tau) d\tau$ et son erreur ;
- l'estimation de $P(\tau_i)$ et son erreur.

Nous avons effectué la même analyse sur les échantillons de Hughes et al. (1971), Lazareff (1975) et Dickey et al. (1978a) (table IV.7) :

(i) Echantillon de Hughes et al. (1971). Les profondeurs optiques considérées sont les profondeurs optiques maximums. Tous les spectres des tables 1 et 2 de Hughes et al. à $|b| > 5$ ont été utilisés, sauf celui de la source galactique Tau A. Le seuil de détectabilité adopté a été la valeur quadratique moyenne du bruit pour les spectres de la table 1, la limite supérieure donnée par les auteurs pour les spectres de la table 2.

(ii) Echantillon de Lazareff (1975). Les profondeurs optiques sont là encore les profondeurs optiques maximums. La source galactique 3C 10 a été exclue. Le seuil de détectabilité a été estimé à l'oeil.

(iii) Echantillon de Dickey et al. (1978a). Les auteurs ont fait une décomposition en gaussiennes de leurs spectres d'absorption. Nous avons adopté comme seuil de détectabilité 5 fois la plus forte erreur donnée pour l'amplitude des composantes du spectre considéré ; le seuil a été estimé à l'oeil pour les spectres sans absorption détectée.

Les fonctions $P(\tau)$ estimées à partir de ces échantillons et du nôtre sont représentées graphiquement sur la figure IV.12. Tous ces résultats seront discutés plus loin (IV.4.3).

Table IV.6

Intervalle (τ_i, τ_{i+1})	n_s	$\Sigma 1/\sin b $	n_f	n_p	$\int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} \frac{\overline{\Phi}(\tau) d\tau}{\tau_i}$	$P(\tau_i)$
$5 < B < 30$						
$0.062 < \tau < 0.125$	20	88.8	2	1.4	0.007 ± 0.009	0.247 ± 0.020
$0.125 < \tau < 0.250$	37	432.5	37	9.5	0.064 ± 0.012	0.240 ± 0.018
$0.250 < \tau < 0.5000$	221	966.1	76	9.3	0.069 ± 0.008	0.176 ± 0.013
$0.500 < \tau < 1.000$	277	1192.8	74	1.6	0.061 ± 0.007	0.107 ± 0.009
$1.000 < \tau$	284	1237.0	58	0.2	0.047 ± 0.006	0.047 ± 0.006
$30 < B $						
$0.062 < \tau < 0.125$	44	60.5	14	0.3	0.227 ± 0.061	0.488 ± 0.067
$0.125 < \tau < 0.250$	162	224.7	27	1.1	0.115 ± 0.023	0.261 ± 0.028
$0.250 < \tau < 0.5000$	347	484.6	46	0.8	0.093 ± 0.014	0.146 ± 0.017
$0.500 < \tau < 1.000$	414	578.3	20	0.1	0.034 ± 0.008	0.053 ± 0.009
$1.000 < \tau$	428	599.2	11	0.0	0.018 ± 0.006	0.018 ± 0.006
$5 < B $						
$0.062 < \tau < 0.125$	64	149.3	16	1.7	0.096 ± 0.025	0.344 ± 0.029
$0.125 < \tau < 0.250$	259	657.1	64	10.7	0.081 ± 0.011	0.248 ± 0.015
$0.250 < \tau < 0.5000$	568	1450.7	122	10.1	0.077 ± 0.007	0.167 ± 0.010
$0.500 < \tau < 1.000$	691	1771.1	94	1.7	0.052 ± 0.005	0.090 ± 0.007
$1.000 < \tau$	712	1836.2	69	0.2	0.037 ± 0.005	0.037 ± 0.005

Table IV.7

Intervalle (τ_i, τ_{i+1})	m_s	$\Sigma 1/ sin b $	n_f	$\int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} \frac{d\tau}{\tau}$	$P(\tau_i)$
<u>HUGHES ET AL., 1971</u>					
0.062 < τ < 0.125	47	156.1	7	0.045 ± 0.017	0.319 ± 0.037
0.125 < τ < 0.250	85	247.6	10	0.040 ± 0.013	0.275 ± 0.033
0.250 < τ < 0.5000	85	247.6	21	0.085 ± 0.019	0.234 ± 0.031
0.500 < τ < 1.000	85	247.6	18	0.073 ± 0.017	0.149 ± 0.025
1.000 < τ	85	247.6	19	0.077 ± 0.018	0.077 ± 0.018
<u>LAZAREFF, 1975</u>					
0.031 < τ < 0.062	20	56.6	5	0.088 ± 0.040	0.409 ± 0.071
0.062 < τ < 0.125	31	90.4	5	0.055 ± 0.025	0.321 ± 0.060
0.125 < τ < 0.250	31	90.4	5	0.055 ± 0.025	0.266 ± 0.054
0.250 < τ < 0.5000	31	90.4	8	0.089 ± 0.031	0.210 ± 0.048
0.500 < τ < 1.000	31	90.4	5	0.055 ± 0.025	0.122 ± 0.037
1.000 < τ	31	90.4	6	0.066 ± 0.027	0.066 ± 0.027
<u>DICKEY ET AL., 1978</u>					
0.031 < τ < 0.062	12	17.3	7	0.406 ± 0.153	1.004 ± 0.188
0.062 < τ < 0.125	19	30.3	6	0.198 ± 0.081	0.598 ± 0.109
0.125 < τ < 0.250	26	69.3	8	0.115 ± 0.041	0.400 ± 0.073
0.250 < τ < 0.5000	27	77.4	14	0.181 ± 0.048	0.284 ± 0.061
0.500 < τ < 1.000	27	77.4	6	0.078 ± 0.032	0.103 ± 0.037
1.000 < τ	27	77.4	2	0.026 ± 0.018	0.026 ± 0.018

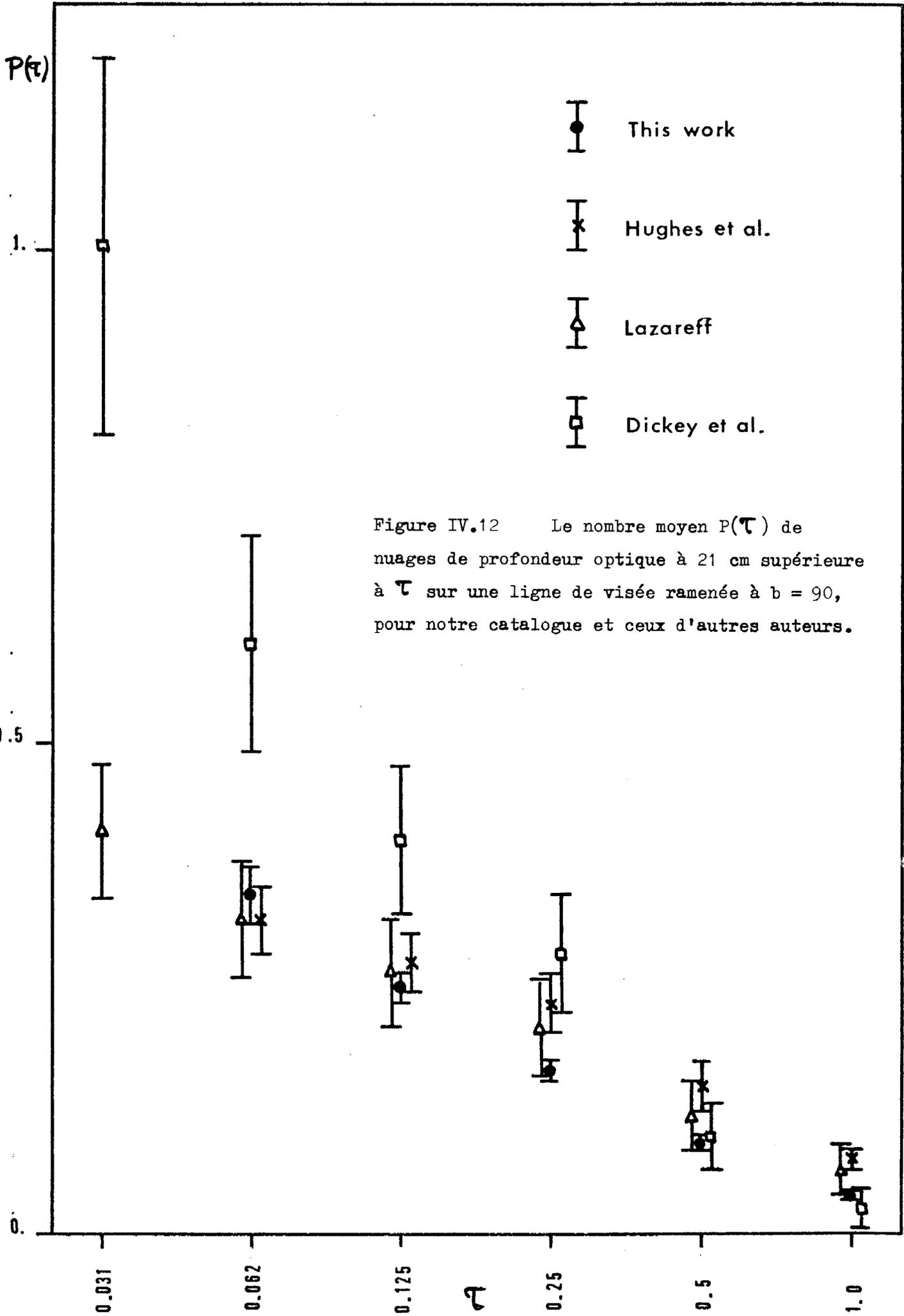


Figure IV.12 Le nombre moyen $P(\tau)$ de nuages de profondeur optique à 21 cm supérieure à τ sur une ligne de visée ramenée à $b = 90$, pour notre catalogue et ceux d'autres auteurs.

4) Estimation des distributions des profondeurs optiques intégrées

L'étude statistique des largeurs équivalentes ΔV est basée sur un échantillon obtenu par intégration des profils des composantes d'absorption détectées. Les bornes des intégrations ont été déterminées à l'oeil afin de limiter la contribution du bruit. Pour la même raison que pour Φ et \mathcal{P} (paragraphe précédent), nous avons estimé les quantités

$$\int_{\Delta V_i}^{\Delta V_{i+1}} \varphi(x) dx$$

pour une succession d'intervalles adjacents $(\Delta V_i, \Delta V_{i+1})$. Ces quantités sont évaluées par les estimateurs n/n_s , où n_s est le nombre de spectres où une largeur équivalente $\Delta V_i/\sin |b|$ serait détectable, et où n est le nombre de ces spectres où l'on a effectivement mesuré une largeur équivalente comprise entre $\Delta V_i/\sin |b|$ et $\Delta V_{i+1}/\sin |b|$. n est une variable aléatoire obéissant à une loi binomiale ; l'erreur sur l'estimation peut donc être évaluée à $\left[\frac{n}{n_s} \left(1 - \frac{n}{n_s} \right) / (n_s - 1) \right]^{\frac{1}{2}}$.

Nous n'avons pas tenu compte, dans l'analyse, des composantes dont $\int \tau dV$ est connue avec un rapport signal-sur-bruit inférieur à 3. Le seuil de détectabilité, pour la détermination de n_s , a été fixé à ΔV (km s⁻¹) = 10 × valeur quadratique moyenne du bruit sur les canaux de 6 kHz (ce qui correspond à un rapport signal-sur-bruit de 7 pour une seule composante de dispersion de vitesse 1 km s⁻¹, de 5 si le spectre se compose de deux telles composantes). Nous avons vu que φ et \mathcal{P} dépendent de la gamme de latitude étudiée (IV.4.2.1), même dans l'hypothèse d'un modèle plan-parallèle. Aussi avons-nous estimé φ et \mathcal{P} pour différentes gammes de latitude. Les résultats sont présentés dans la table IV.8 qui donne :

- l'intervalle $(\Delta V_i, \Delta V_{i+1})$;
- le nombre n_s de spectres où une largeur équivalente $\Delta V_i/\sin |b|$ serait détectable ;
- le nombre n de spectres où la largeur équivalente est comprise entre $\Delta V_i/\sin |b|$ et $\Delta V_{i+1}/\sin |b|$;
- l'estimation de $\int_{\Delta V_i}^{\Delta V_{i+1}} \varphi(x) dx$ et son erreur ;
- l'estimation de $\mathcal{P}(\Delta V_i)$.

Table IV.8

Intervalle ($\Delta V_i, \Delta V_{i+1}$)	n_s	n	$\int_{\Delta V_i}^{\Delta V_{i+1}} \varphi(\Delta V) d\Delta V$	$\mathcal{P}(\Delta V_i)$
<u>5 < B < 30</u>				
0.125 < ΔV < 0.250	75	12	0.160 ± 0.043	0.831 ± 0.064
0.250 < ΔV < 0.500	173	26	0.146 ± 0.027	0.671 ± 0.048
0.500 < ΔV < 1.000	259	59	0.228 ± 0.026	0.525 ± 0.040
1.000 < ΔV < 2.000	286	45	0.161 ± 0.022	0.297 ± 0.030
2.000 < ΔV < 4.000	287	31	0.108 ± 0.018	0.136 ± 0.021
4.000 < ΔV	287	8	0.028 ± 0.010	0.028 ± 0.010
<u>30 < B </u>				
0.125 < ΔV < 0.250	9	3	0.333 ± 0.167	0.817 ± 0.177
0.250 < ΔV < 0.500	59	12	0.203 ± 0.053	0.484 ± 0.061
0.500 < ΔV < 1.000	220	30	0.136 ± 0.023	0.280 ± 0.030
1.000 < ΔV < 2.000	374	32	0.086 ± 0.014	0.144 ± 0.019
2.000 < ΔV < 4.000	426	18	0.042 ± 0.010	0.059 ± 0.012
4.000 < ΔV	429	7	0.016 ± 0.006	0.016 ± 0.006
<u>5 < B </u>				
0.125 < ΔV < 0.250	84	15	0.179 ± 0.042	0.733 ± 0.054
0.250 < ΔV < 0.500	237	38	0.160 ± 0.024	0.554 ± 0.034
0.500 < ΔV < 1.000	479	89	0.186 ± 0.018	0.394 ± 0.024
1.000 < ΔV < 2.000	660	78	0.118 ± 0.013	0.208 ± 0.017
2.000 < ΔV < 4.000	713	49	0.069 ± 0.009	0.090 ± 0.011
4.000 < ΔV	716	15	0.021 ± 0.005	0.021 ± 0.005

IV.4.3 Discussion

Nous allons énumérer et discuter ici les points importants que notre étude des fonctions Φ , P , φ et \mathcal{P} permet d'aborder.

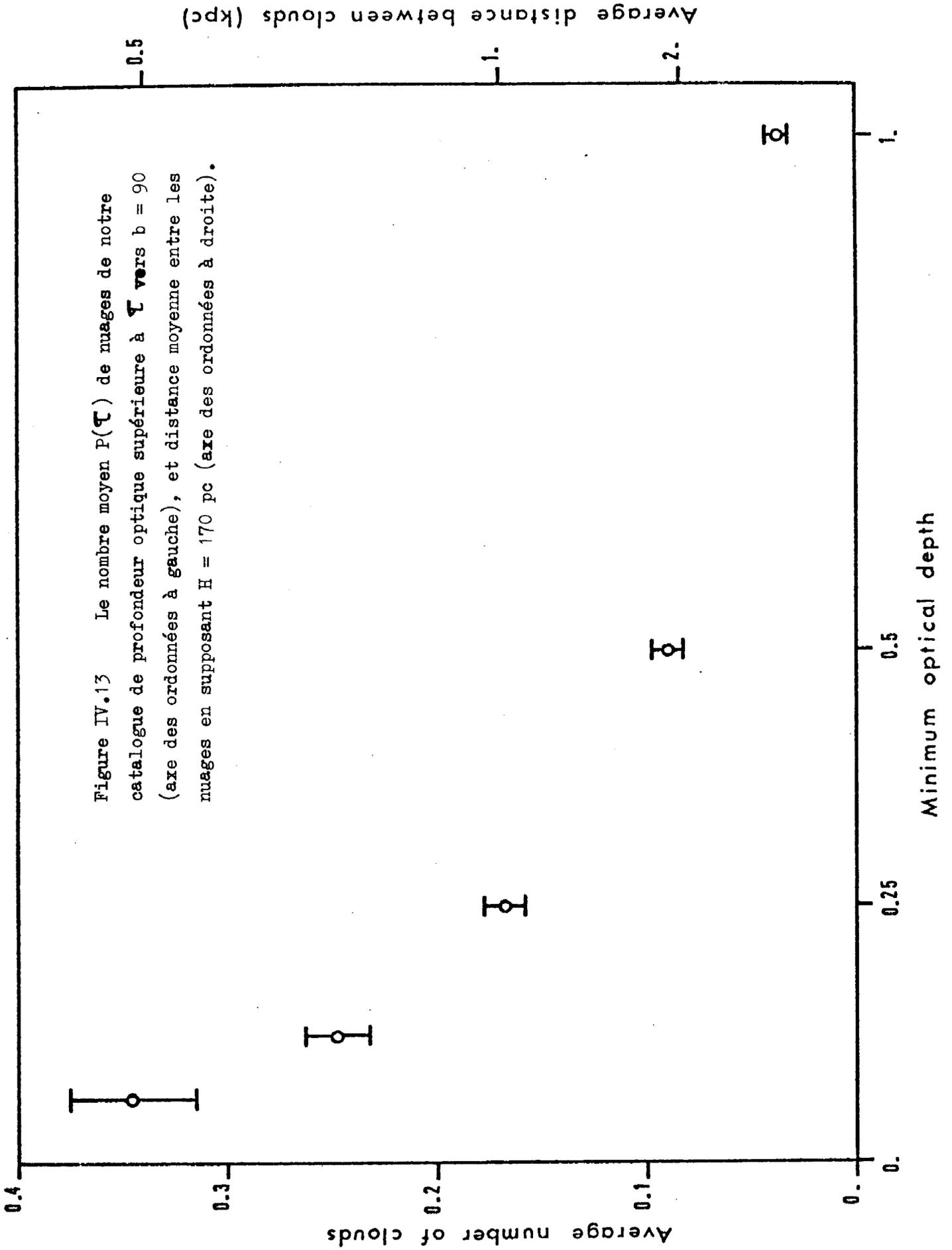
1) La probabilité de trouver une concentration HI absorbante sur la ligne de visée.

Il y a en moyenne $P(\tau)/\sin|b|$ concentrations HI de profondeur optique supérieure à τ sur une ligne de visée à la latitude b . Si, dans le modèle plan-parallèle, H est la demi-épaisseur équivalente du milieu nuage (rappelons que $H = 1.571 \langle |z| \rangle$ pour une distribution gaussienne), la distance moyenne entre deux concentrations est $L = H / P(\tau)$. La figure IV.13 reprend notre détermination de $P(\tau)$, avec l'axe des ordonnées de droite gradué en L d'après l'échelle de hauteur déterminée dans l'article II (soit $H \sim 170$ pc).

Pour $\tau = 0.25$, nous trouvons $P = 0.17 \pm 0.01$, correspondant à une distance moyenne entre nuages de ~ 1 kpc. Les valeurs de $P(0.25)$ déterminées à partir des autres catalogues sont sensiblement plus élevées (0.23 ± 0.03 pour Hughes et al. ; 0.21 ± 0.05 pour Lazareff ; 0.28 ± 0.06 pour Dickey et al.). Il n'est pas exclu que cette différence provienne de fluctuations statistiques (les trois catalogues cités ont une majorité de sources communes, et leurs déterminations de P ne sont pas indépendantes). Les différences des méthodes d'analyse peuvent également jouer. Rappelons que nous avons noté (article I) que les intensités des composantes étaient systématiquement plus fortes dans le catalogue de Hughes et al. que dans le nôtre. Radhakrishnan et al. (1972c) ont trouvé $P = 0.5$ (0.4 en fait après correction ; voir article II, appendice A) sans définir à quelle profondeur optique minimum correspond cette estimation. Il semblerait, d'après la précision de leurs spectres, que cette limite serait voisine de $\tau = 0.1$, ce qui rend leur détermination de P plus élevée que les nôtres.

D'après la figure IV.12, les déterminations de $P(\tau)$ provenant des différents catalogues sont en assez bon accord, sauf celles provenant du catalogue de Dickey et al. (1978a) pour $\tau < 0.25$. Ces dernières déterminations portent sur des échantillons assez restreints (6 à 8 composantes

Figure IV.13 Le nombre moyen $P(\tau)$ de nuages de notre catalogue de profondeur optique supérieure à τ vers $b = 90$ (axe des ordonnées à gauche), et distance moyenne entre les nuages en supposant $H = 170$ pc (axe des ordonnées à droite).



par point). Mais la divergence semble provenir de la décomposition très poussée des profils à laquelle se sont livrés Dickey et al., alors que les décompositions en gaussiennes des profils de Nançay sont plus prudentes, et que les analyses des catalogues de Hughes et al. et de Lazareff portent sur les maximums apparents des profondeurs optiques.

2) La relation entre la distribution des profondeurs optiques et la distribution des largeurs équivalentes

Nous avons vu que l'on doit avoir :

$$\langle \Delta V \rangle = \sqrt{2\pi} \langle \sigma_v \rangle \int_0^{\infty} \tau \Phi(\tau) d\tau$$

si la dispersion de vitesse σ_v et la profondeur optique des composantes τ ne sont pas corrélées. Nous avons calculé

$$\bar{\tau} = \int_0^{\infty} \tau \Phi(\tau) d\tau$$

à partir des données des tables IV.6 et IV.7, en extrapolant à l'intervalle $(0, \tau_1)$ la valeur trouvée pour l'intervalle (τ_1, τ_2) , et en supposant les τ bornés à $\tau = 2$. Nous avons calculé

$$\langle \Delta V \rangle = \int_0^{\infty} x \varphi(x) dx$$

en faisant des hypothèses similaires pour les extrapolations, à partir de la table IV.8 ; $\langle \Delta V \rangle$ a été estimée directement pour l'échantillon de Dickey et al. par la moyenne des quantités $\sin |b| \int \tau d\tau$. La table IV.9 donne les valeurs trouvées pour $\bar{\tau}$, $\langle \Delta V \rangle$ et la largeur équivalente théorique $\sqrt{2\pi} \langle \sigma_v \rangle \bar{\tau}$ où les valeurs adoptées pour $\langle \sigma_v \rangle$ sont celles de la table IV.5.

La relation $\langle \Delta V \rangle = \sqrt{2\pi} \langle \sigma_v \rangle \bar{\tau}$ est très bien vérifiée pour l'échantillon de Nançay à $|b| > 30$. Elle l'est moins bien pour $5 < |b| < 30$, ce qui s'explique si l'on considère que la valeur correspondante adoptée pour $\langle \sigma_v \rangle$ a été déterminée sur les composantes à $10 < |b| < 30$, et est probablement sous-estimée pour les composantes à $5 < |b| < 10$ qui comprennent sans doute un nombre relativement important de composantes mélangées larges. Nous ne pensons pas que la corrélation entre σ_v et τ mise en évidence dans le sous-chapitre IV.3 (figure IV.11 a) joue un rôle

Table IV.9 Les déterminations de $\bar{\tau} = \int_0^{\infty} \tau \Phi(\tau) d\tau$ (d'après les estimations de Φ des tables IV.6 et IV.7), les largeurs équivalentes théoriques $\sqrt{2\pi} \langle \sigma_v \rangle \bar{\tau}$ qui en résultent et les largeurs équivalentes moyennes observées $\langle \Delta v \rangle$ (d'après la table IV.8).

Echantillon	$\bar{\tau}$	$\sqrt{2\pi} \langle \sigma_v \rangle \bar{\tau}$ km s ⁻¹	$\langle \Delta v \rangle$ km s ⁻¹
Hughes et al. (1971)	0.215 ± 0.031		
Lazareff (1975)	0.194 ± 0.046		
Dickey et al. (1978)	0.230 ± 0.042	1.104 ± 0.202	0.650
Nançay 5 < b < 30	0.155 ± 0.010	0.814 ± 0.058	1.000 ± 0.090
" 30 < b	0.137 ± 0.014	0.582 ± 0.059	0.603 ± 0.066
" 5 < b	0.150 ± 0.009	0.713 ± 0.043	0.760 ± 0.048

important ici. Pour l'échantillon de Dickey et al., il y a un désaccord net entre la largeur équivalente observée et celle attendue. Ce désaccord reste inexpliqué.

Nous avons également calculé, par une méthode de Monte-Carlo, les fonctions Ψ à partir des fonctions Φ et des dispersions moyennes $\langle \sigma_v \rangle$ connues. Les résultats, pour les gammes de latitude $5 < |b| < 30$ et $|b| > 30$, sont comparés avec les histogrammes observés des largeurs équivalentes dans la figure IV.14. On voit que les fonctions Ψ calculées représentent bien les histogrammes observés pour les ΔV élevées (pour $\Delta V > 1$ à $5 < |b| < 30$; pour $\Delta V > 0.5$ à $|b| > 30$). La discordance pour les ΔV faibles traduit probablement notre mauvaise connaissance de Φ pour les τ faibles ; elle est sans grande importance pour les estimations de $\langle \Delta V \rangle$.

En conclusion, nos études statistiques de Φ , Ψ et σ_v semblent cohérentes.

3) La dépendance en latitude et la limite de validité du modèle plan-parallèle

Un aspect frappant de la table IV.6 est la différence, pour les fonctions Φ et P, entre les domaines de latitude $5 < |b| < 30$ et $|b| > 30$: la zone à haute latitude a relativement plus de composantes à τ faible, et moins à τ élevée. Plusieurs effets observationnels pourraient être responsables de cette différence :

(i) La présence de composantes mélangées affecte plus la zone à basse latitude (voir IV.1). Un mélange remplace plusieurs composantes faibles par une composante forte, ce qui peut causer l'effet observé. Cependant, les composantes mélangées ne doivent pas affecter la distribution des ΔV et l'on observe pourtant des $\langle \Delta V \rangle$ significativement différentes pour les deux zones de latitude (table IV.9).

(ii) Pour le catalogue de Nançay, la procédure des observations était telle que, au cours des différentes périodes d'observation, les sources vers lesquelles une absorption était détectée ou suspectée étaient généralement observées à nouveau, alors que les sources sans détection étaient plutôt abandonnées après la première observation. Cette procédure conduit

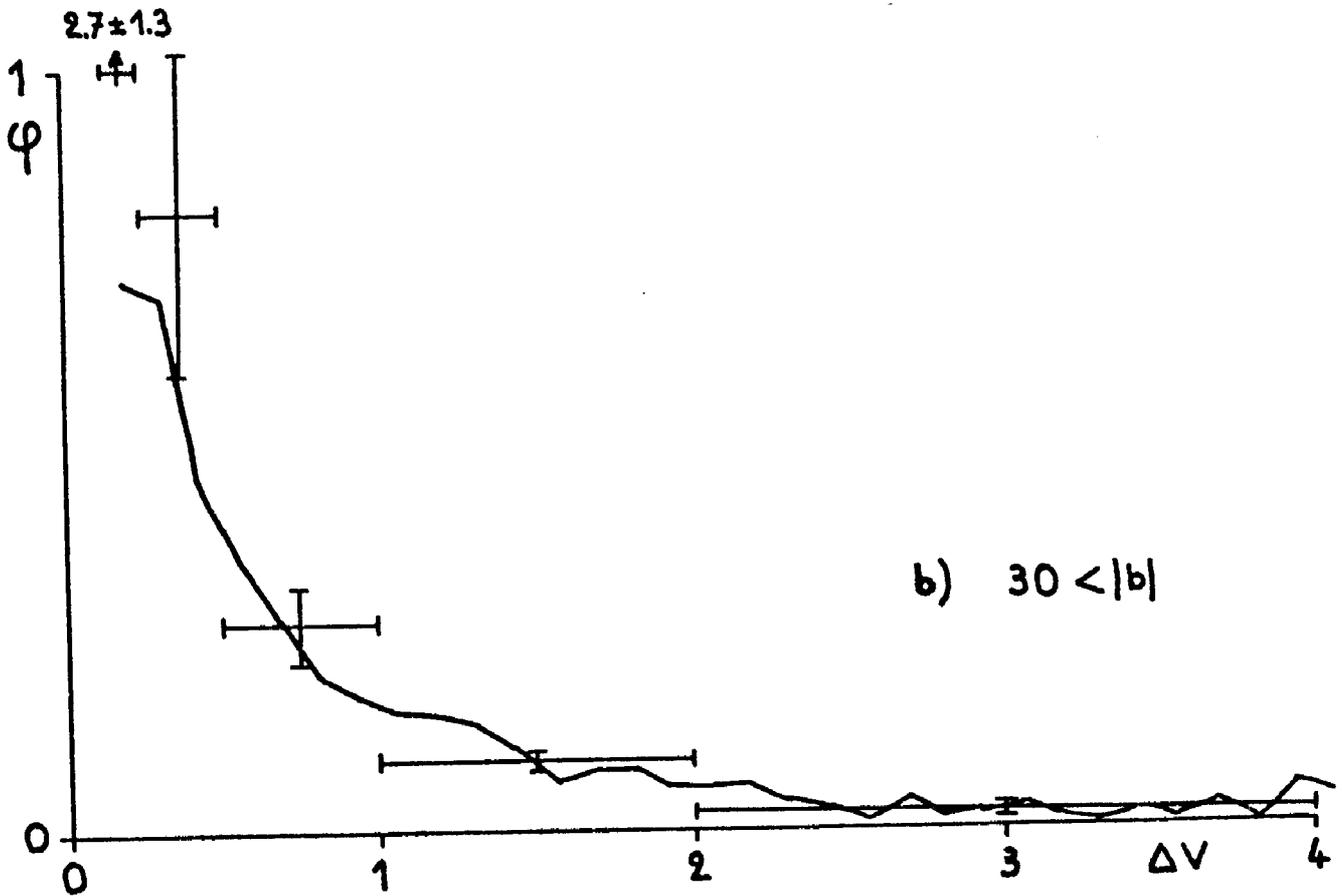
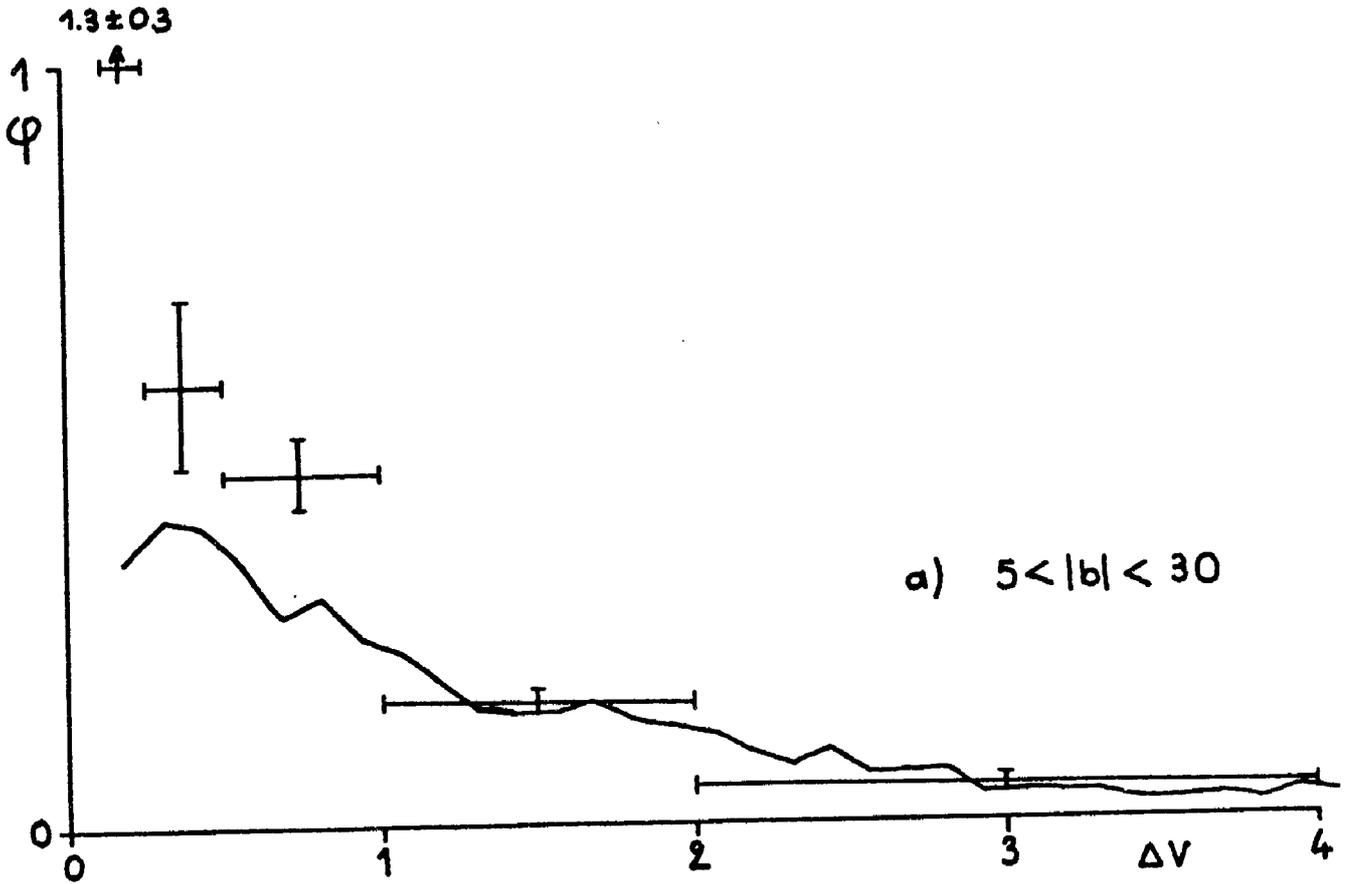


Figure IV.14 Comparaison de l'histogramme observé (croix) des largeurs équivalentes, et de l'histogramme simulé (courbe continue) à partir de la fonction Φ observée et de la dispersion de vitesse des composantes.

à une diminution relative du bruit des spectres présentant de l'absorption, à une surestimation du rapport n_f/n_s pour les composantes faibles. Une correction a posteriori de ce biais éventuel semble difficile ; il n'est d'ailleurs pas évident que ce biais affecte différemment les deux zones de latitude.

Nous pensons que ces biais observationnels sont insuffisants pour expliquer les différences de propriétés des deux zones de latitude, et que les différences entre \overline{T} et $\langle \Delta V \rangle$ pour ces deux zones (table IV.9) sont réelles. En d'autres termes, l'approximation du modèle plan-parallèle est insuffisante. D'autres éléments militent en ce sens :

(i) $\langle \Delta V \rangle$, d'après l'échantillon de Dickey et al., varie également avec la latitude :

$$\langle \Delta V \rangle = 0.998 \text{ km s}^{-1} \text{ pour 9 sources à } |b| < 20 ;$$

$$\langle \Delta V \rangle = 0.481 \text{ km s}^{-1} \text{ pour 18 sources à } |b| > 25.$$

(ii) L'étude cinématique des composantes de notre catalogue (article II) a montré que la hauteur d'échelle du milieu nuage dépend de la zone de latitude étudiée et met en évidence une déficience relative d'hydrogène neutre au voisinage du Soleil ; ce qui se traduit par une déficience d'hydrogène à haute latitude.

(iii) Cette déficience d'hydrogène à haute latitude apparaît également dans l'analyse des spectres d'émission (table IV.10). L'effet de la latitude sur l'émission d'hydrogène est cependant moins forte que sur l'absorption : le rapport des $\langle \Delta V \rangle$ à $|b| > 30$ et $|b| < 30$ est de ~ 0.6 , alors que celui des $\langle \int T_e dV \sin |b| \rangle$ est de ~ 0.85 pour les mêmes zones. Il est possible que l'effet de la latitude soit en partie masqué, pour l'émission, par la saturation de la raie à basse latitude. Il est aussi possible que l'hydrogène à basse et haute latitude ait des propriétés physiques différentes : Hughes et Routledge (1972) ont suggéré que l'hydrogène neutre à basse latitude, associé à la ceinture de Gould, était plus froid.

Table IV.10 Variation de l'émission d'hydrogène avec la latitude

$ b $	$\langle \int T_e dV \sin b \rangle^*$ K km s ⁻¹	$\langle \int T_e dV \sin b \rangle^{**}$ K km s ⁻¹
15	172 ± 61	188
25	169 ± 71	177
35	200 ± 91	167
45	174 ± 76	159
55	158 ± 61	151
65	131 ± 45	146
75	125 ± 44	142

* D'après les spectres de notre catalogue. La moyenne est faite sur un intervalle de latitude de 10° centré sur $|b|$. L'écart quadratique moyen est également donné.

** D'après le modèle en $C_1 + C_2/\sin |b|$ obtenu par Heiles (1976a) pour ses observations (moyennes de ses formules 10a et 10b obtenues pour chaque hémisphère).

IV.5 VERS UN MODELE DU MILIEU INTERSTELLAIRE

IV.5.1 Introduction

Les résultats obtenus dans ce chapitre et le précédent peuvent, joints avec d'autres, servir de base à un schéma descriptif cohérent du milieu interstellaire local. L'échafaudage d'un tel modèle est une tâche ardue en raison du grand nombre des données maintenant disponibles et de la multiplicité des phénomènes physiques susceptibles de se dérouler dans le milieu interstellaire. Nous bornerons notre ambition, ici, à confronter nos résultats avec deux modèles récents du milieu interstellaire, ceux de Baker et Burton (1975) et de Mc Kee et Ostriker (1977), que nous désignerons en abrégé par B & B et MK & O respectivement.

Le schéma de B & B est l'archétype du modèle à deux composantes : milieu nuage froid et milieu internuage chaud. Il se base sur les observations d'absorption de Hughes et al. (1971) et de Radhakrishnan et Goss (1972), ainsi que sur le catalogue d'émission à 21 cm au voisinage du plan galactique de Burton et Verschuur (1973). Il postule des nuages de température de spin unique (60 K), de taille unique (diamètre 5 pc), mais dont les profondeurs optiques ont une distribution exponentielle.

Le modèle de MK & O comporte des nuages froids, baignés dans un milieu chaud, ionisé et ténu (le "gaz coronal"). Une enveloppe intermédiaire de gaz tiède partiellement ionisé entoure les nuages froids et apparaît observationnellement comme le milieu chaud du modèle classique à deux composantes. Les nuages froids ont toujours une température de spin unique (ici 80 K), mais MK & O leur accordent un spectre de dimension en r^{-4} (basé sur les observations de Hobbs, 1974) entre deux tailles limites. Le modèle de MK & O, à l'encontre du schéma de B & B, se base essentiellement sur les phénomènes physiques du milieu interstellaire.

Notre étude a permis de préciser directement certains paramètres du milieu interstellaire ; ce sont, rappelons-le, la distance moyenne des nuages au plan galactique ($\langle |z| \rangle \sim 110$ pc, article II), la dispersion de vitesse des nuages ($\langle v^2 \rangle^{1/2} \sim 5.7$ km s⁻¹, article II), la dispersion de vitesse interne des nuages ($\sigma_v \sim 2$ km s⁻¹, sous-chapitre IV.3). D'autres

paramètres tels que la taille (ou la distribution de taille) des nuages, leur température de spin (ou la distribution de leurs températures de spin), leur densité... ne peuvent être abordés directement, du moins avec nos observations. Il est cependant deux points précis sur lesquels on peut confronter nos résultats avec les prédictions des modèles du milieu interstellaire : la statistique des profondeurs optiques à 21 cm et la statistique des composantes parasites en émission.

IV.5.2 Contraintes imposées par la distribution des profondeurs optiques

Dans le modèle de B & B, la distribution des profondeurs optiques à 21 cm des nuages est proportionnelle à $\exp(-\tau/\langle\tau\rangle)$, où $\langle\tau\rangle = 0.84$; $P(\tau)$ est également proportionnelle à $\exp(-\tau/\langle\tau\rangle)$. La constante de proportionnalité s'obtient en remarquant que $P(0) = H/L$, où H est la demi-épaisseur équivalente du milieu nuage, L la distance moyenne entre nuages (respectivement 170 et 333 pc dans ce modèle). D'où $P(\tau) = 0.5 \exp(-\tau/0.84)$ pour le modèle de B & B. Cette fonction est bien différente de celle qui découle de nos résultats (voir figure IV.15). La distribution des τ postulée par B & B est donc incorrecte, ce qui n'est pas étonnant car elle est basée sur les histogrammes observés des profondeurs optiques (Clark, 1965 ; Hughes et al., 1971 ; Radhakrishnan et Goss, 1972) qui ne sont pas corrigés des effets de sélection.

Dans le modèle de MK & O, le spectre des rayons des nuages suit une loi en r^{-4} entre les valeurs limites $r_m = 0.38$ pc et $r_M = 10$ pc, ce qui correspond à des profondeurs optiques dans la direction des centres des nuages de $\tau_m = 0.146$ à $\tau_M = 3.84$ (en admettant $T_s = 80$ K, $n = 42$ atomes cm^{-3} et $\sigma_v = 2 \text{ km s}^{-1}$). En tenant compte de la géométrie des nuages (sphérique à densité constante) on calcule la fonction $P(\tau)$:

$$\text{pour } \tau > \tau_M \quad P(\tau) = 0$$

$$\tau_m < \tau < \tau_M \quad P(\tau) = \frac{P(0) \tau_m}{2 (\tau_M - \tau_m)} \left[\frac{\tau_M}{\tau} + \frac{\tau}{\tau_M} - 2 \right]$$

$$0 < \tau < \tau_m \quad P(\tau) = P(0) \left[1 - \frac{\tau}{2} \frac{\tau_M + \tau_m}{\tau_M - \tau_m} \right].$$

$P(0)$ est encore estimée par H/L ($H = 170$ pc ; $L = 88$ pc ; $P(0) \sim 2$).

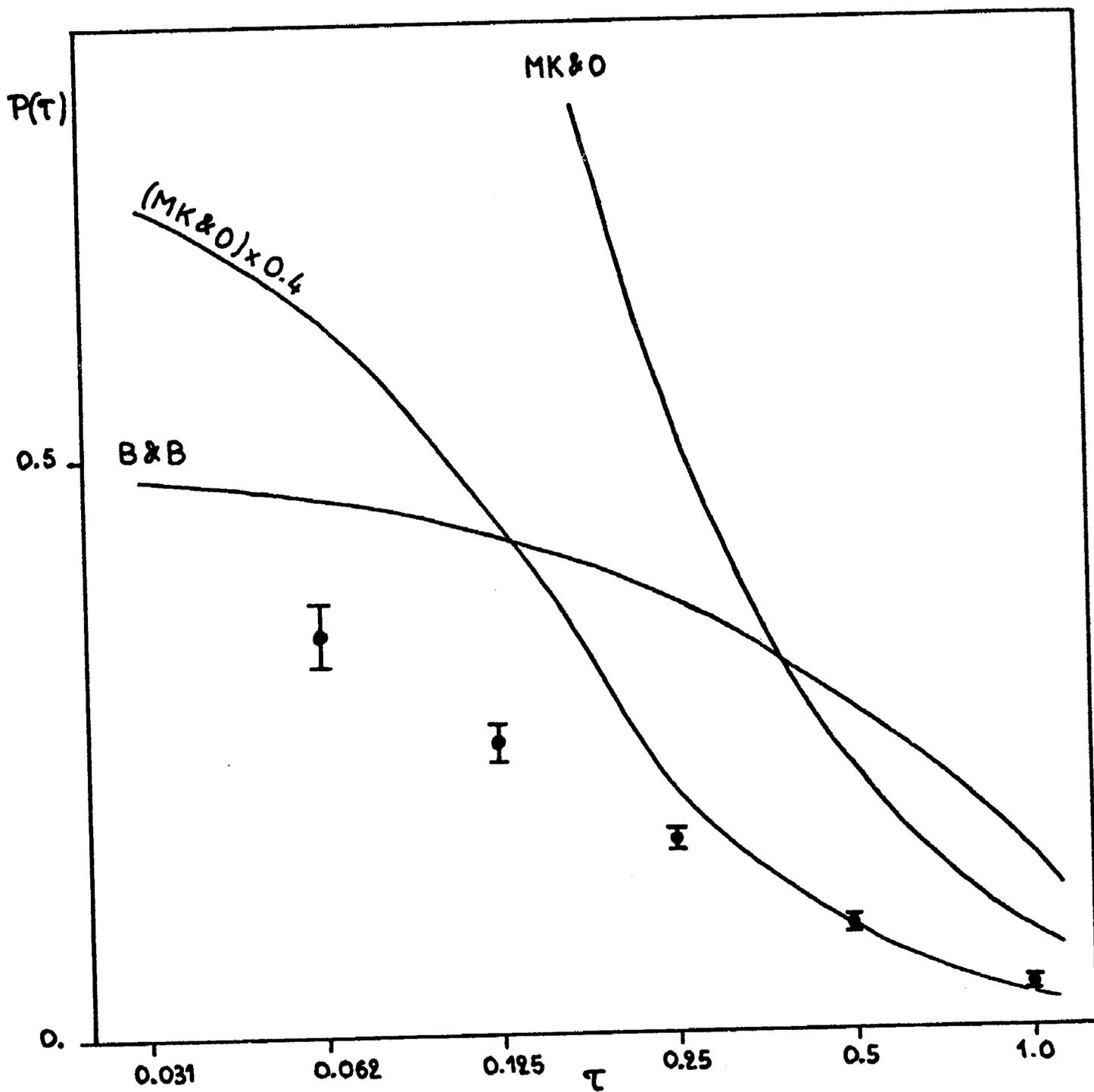


Figure IV.15 Comparaison de la fonction $P(\tau)$ observée avec celles prédites par les modèles de Baker et Burton et de Mc Kee et Ostriker.

La figure IV.15 montre que $P(\tau)$ prédite par le modèle de MK & O est bien supérieure aux valeurs observées. Ceci est dû à une surestimation, dans ce modèle, de la quantité d'hydrogène froid : MK & O adoptent une densité moyenne de $n = 1$ atome cm^{-3} pour l'hydrogène froid seul à $z = 0$, alors que dans le modèle de B & B, plus proche des observations, cette densité est de 0.33 atome cm^{-3} (ce qui semble d'ailleurs un peu en dessous de la réalité pour le milieu interstellaire proche). Mais même si l'on recale la fonction $P(\tau)$ déduite du modèle (par un facteur multiplicatif de 0.4), elle ne correspond toujours pas à nos observations (voir figure IV.15) : sa décroissance est trop rapide. Une distribution des dimensions des nuages en r^{-4} semble donc trop raide.

IV.5.3 Contraintes imposées par la statistique des composantes parasites en émission

L'étude des CPE (voir IV.2) est un moyen d'atteindre indirectement la taille des nuages d'hydrogène neutre. Tout modèle descriptif du milieu interstellaire permet en effet, connaissant la réponse de notre méthode d'observation aux nuages émissifs (voir IV.2.1), de prédire le nombre moyen attendu de CPE sur la ligne de visée en fonction de leur température d'antenne et de la latitude galactique. La comparaison avec le nombre moyen effectivement observé (voir IV.2.2) est un bon test des hypothèses du modèle sur la taille des nuages. Nous allons étudier la distribution théorique des CPE dans le cadre de trois modèles : un modèle idéaliste où tous les nuages sont identiques, destiné à montrer la sensibilité de la distribution des CPE à la taille des nuages, et les modèles de B & B et de MK & O.

(i) nuages identiques

Nous supposons le milieu interstellaire peuplé de nuages identiques, de distribution de brillance :

$$T_B = T_{\max} \exp \left(- \frac{d^2}{\pi \phi^2 \langle |z| \rangle^2} \right)$$

où d est la distance au centre ; l'échelle de hauteur $\langle |z| \rangle$ sera prise égale à 110 pc (chapitre III) ; la température de brillance maximum T_{\max} et le paramètre de taille ϕ sont des caractéristiques du modèle. La densité

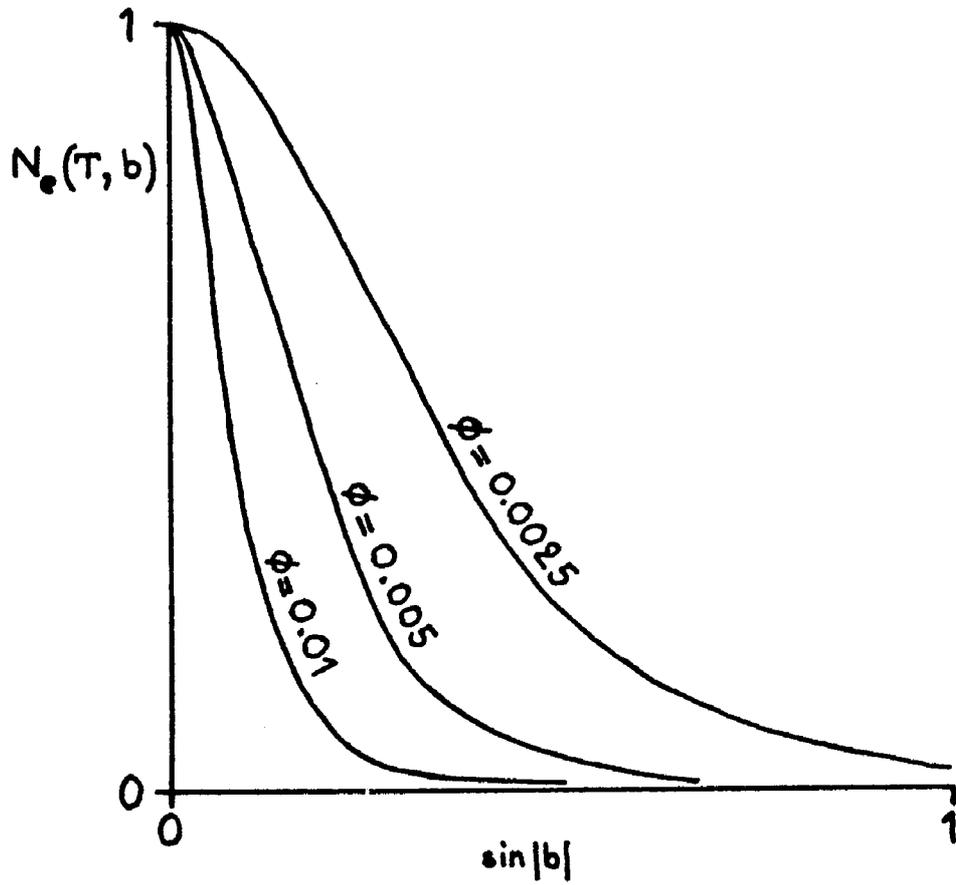


Figure IV.16 $N_e(T, b)$ calculé pour un modèle de nuages identiques, représenté en fonction de $\sin|b|$ pour diverses valeurs de ϕ et pour $T = \frac{1}{2}T_{\max}$.

de nuages est supposée distribuée selon

$$n(\mathbf{z}) = n_0 \exp\left(-\frac{\mathbf{z}^2}{\pi \langle |\mathbf{z}|^2 \rangle}\right).$$

Avec le formalisme développé en IV.2.1, il est possible de calculer la distribution $N_e(T, b)$ des CPE attendue pour notre catalogue, en fonction des trois paramètres ϕ , T_{\max} et n_0 . Les résultats de ce calcul sont montrés partiellement sur la figure IV.16 : la variation de N_e en fonction de b dépend d'une manière critique du paramètre ϕ . Il est possible d'estimer au mieux les paramètres ϕ , T_{\max} et n_0 de façon à ce que N_e calculée s'accorde raisonnablement avec N_e observée. La dépendance de N_e suivant T permet d'estimer T_{\max} (le couplage entre T et b est peu important) ; la normalisation de N_e calculée à N_e observée permet d'estimer n_0 . Les paramètres ainsi estimés sont (figure IV.16) :

$\phi = 0.005$, ce qui correspond à des nuages de diamètre (à demi-température de brillance maximum) de 1.3 pc ;

$$T_{\max} = 24 \text{ K} ;$$

$n_0 = 4.5 \times 10^{-4}$ nuage pc⁻³, ce qui correspond à un facteur de remplissage de 8×10^{-4} .

Ce résultat suggère que les CPE de notre catalogue proviennent d'une classe de nuages de petites tailles. Il ne serait cependant pas réaliste de supposer que l'ensemble des nuages interstellaires appartient à cette classe. En effet, la contribution de ces nuages à la température de brillance intégrée à 21 cm est

$$\int T dv \sim 10 \text{ K km s}^{-1} (\sin |b|)^{-1}$$

(en supposant $\sigma_v \sim 2 \text{ km s}^{-1}$), ce qui n'est qu'une très faible partie de la température de brillance totale observée de $\sim 150 \text{ K km s}^{-1} (\sin |b|)^{-1}$ (voir table IV.10).

(ii) modèle de Baker et Burton

Dans le modèle de B & B, le diamètre des nuages est de 5 pc. L'étude du paragraphe ci-dessus montre que des nuages identiques d'un tel diamètre ne peuvent rendre compte des CPE que nous avons observées. Cependant, les nuages du modèle de B & B ont un spectre de températures de brillance

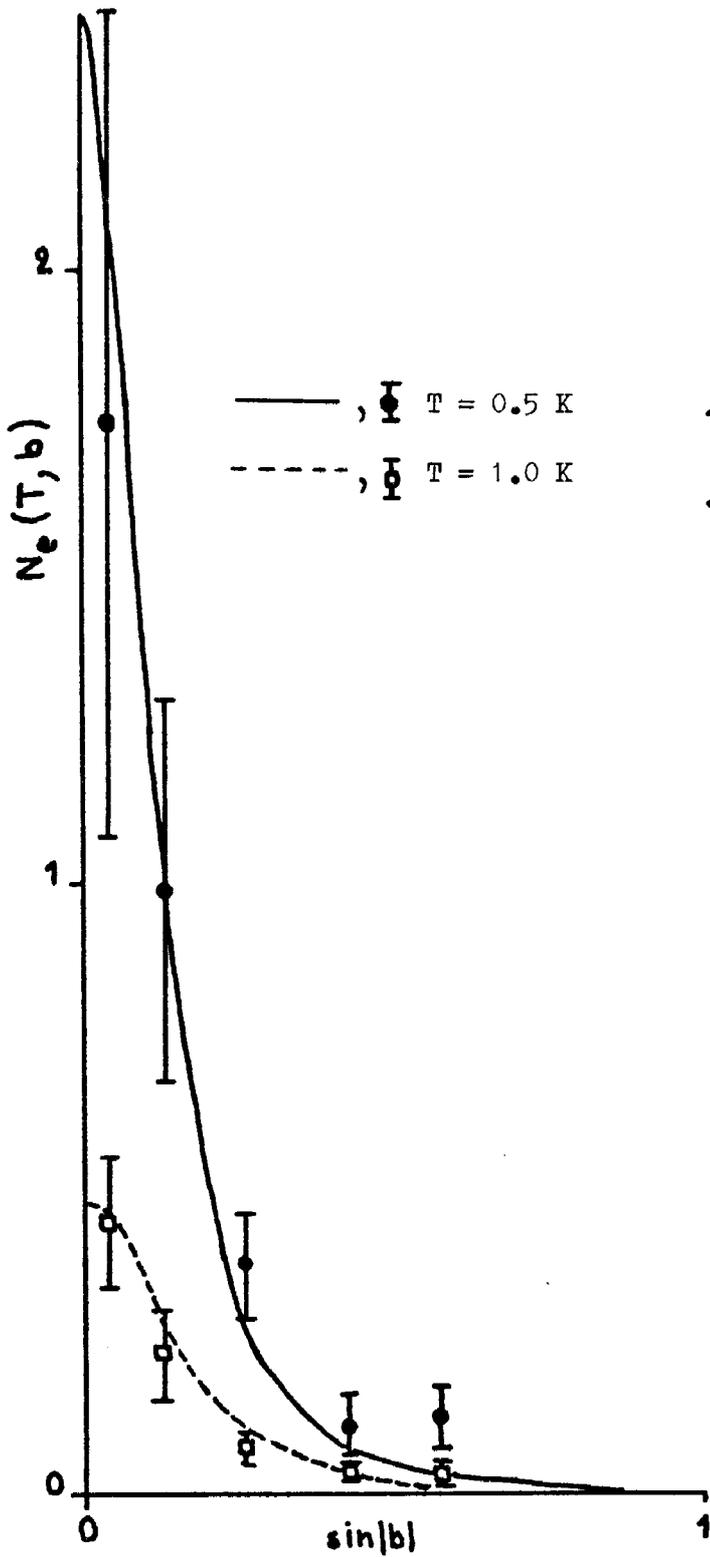


Figure IV.17 Comparaison des valeurs observées de $N_e(T, b)$ avec celles (courbes continues) prédites par un modèle de nuages identiques pour des valeurs optimaux des paramètres ϕ , T_{max} et n_0 .

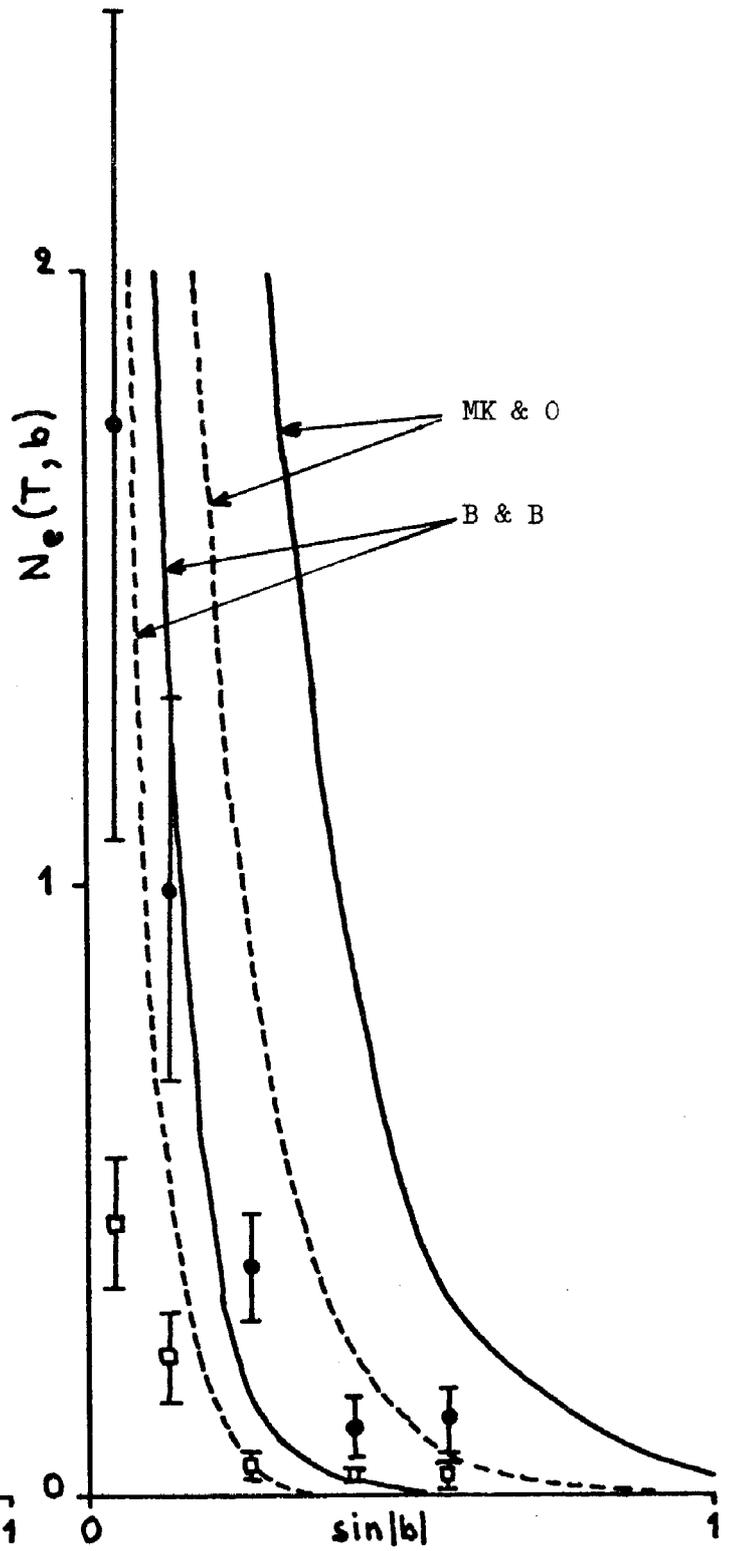


Figure IV.18 Comparaison des valeurs observées de $N_e(T, b)$ avec celles calculées à partir des modèles de Baker et Burton et de Mc Kee et Ostriker.

correspondant à une distribution exponentielle des profondeurs optiques. Un calcul détaillé de $N_e(T, b)$ pour les paramètres du modèle de B & B (c'est-à-dire $\phi = 0.02$ correspondant à un diamètre de 5 pc ; $n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$ nuage pc^{-3} ; T_{max} correspondant à la distribution en $\exp(-T/0.84)$ des profondeurs optiques et à $T_s = 60$ K) aboutit à la distribution montrée sur la figure IV.18. Cette distribution est incompatible avec celle que nous avons observée : a) Elle décroît trop vite lorsque $|b|$ croît ; ceci traduit l'absence, dans la représentation de B & B, des nuages de petites dimensions principalement responsables de nos CPE. b) Elle prédit un nombre de CPE à faible latitude plus grand que celui observé ; ce fait peut être lié à la trop grande proportion de nuages de fortes profondeurs optiques dans ce modèle par rapport à nos observations (voir figure IV.15).

(iii) modèle de MK & O

$N_e(T, b)$ a été calculé à partir des hypothèses du modèle de MK & O moyennant certaines approximations (les nuages, qui sont sphériques et de densité constante pour ce modèle, ont été approchés par des nuages de distribution de température de brillance gaussienne pour pouvoir utiliser le formalisme de IV.2.1). On a tenu compte du spectre en r^{-4} des tailles des nuages entre les valeurs limites r_m et r_M . n_0 correspond à 0.0106 nuage pc^{-3} . $N_e(T, b)$ calculé est représenté sur la figure IV.18. Le nombre de CPE observées est bien inférieur. Ce désaccord est probablement dû aux mêmes défauts du modèle que ceux évoqués au paragraphe IV.5.2 : le modèle de MK & O surestime la quantité d'hydrogène froid et le spectre de la taille des nuages conduit à une proportion trop grande de petits nuages.

IV.5.4 Conclusion

Il est clair que les modèles de B & B et de MK & O doivent être révisés pour tenir compte des résultats nouveaux du catalogue de Nançay et de Dickey et al. (1978a et b). Cette révision ne peut se borner à une simple modification des paramètres de ces modèles.

Le modèle à deux composantes de B & B semble actuellement difficilement défendable. L'hypothèse d'une taille unique pour les nuages est contredite par de nombreuses observations (voir I.5 et IV.5.3). Les observations de

Dickey et al. (1978a et b) suggèrent une distribution continue de températures de spin, donc une absence de discontinuité entre composantes chaude et froide. Enfin, la découverte de la phase "gaz coronal", qui posséderait un facteur de remplissage élevé (jenkins, 1978a et b), semble s'opposer à l'existence d'une composante d'hydrogène neutre chaud remplissant la totalité du milieu internuage.

Le modèle de MK & O est plus souple, car il inclut le "gaz coronal" et admet une distribution étendue de la taille des nuages. Ses paramètres pourraient être modifiés de sorte qu'il soit compatible avec nos résultats. Cependant, il postule une température de spin unique pour le noyau froid de ses nuages. Les observations de Dickey et al. suggèrent, là encore, que cette hypothèse est trop restrictive.

En conclusion, une généralisation du modèle de MK & O pourrait rendre compte correctement des observations du milieu interstellaire local. Il est douteux, cependant, que les paramètres d'un tel modèle (distribution de taille et de température de spin des nuages en particulier) puissent être fixés sans équivoque à partir des données actuellement disponibles, sans faire appel à des hypothèses simplificatrices sur la morphologie et la physique des nuages.

CHAPITRE V
NUAGES HI ET NUAGES MOLECULAIRES

L'étude des relations entre les nuages HI et les nuages moléculaires est d'un grand intérêt. On peut évoquer plusieurs problèmes : (i) Les nuages moléculaires sont-ils isolés ou inclus dans des nuages HI dont ils constituent des pics de densité ? (ii) Reste-t'il de l'hydrogène neutre dans un nuage moléculaire ? A l'intérieur si la conversion $2\text{H} \rightarrow \text{H}_2$ n'a pas eu le temps de se faire complètement, ou à la périphérie où les molécules sont moins abritées d'un champ de rayonnement dissociatif ? (iii) Quelles sont les relations génétiques entre nuages HI et nuages moléculaires ? Existe-t'il toute une gamme de nuages intermédiaires ? (iv) Quels sont les processus de formation des molécules ? Sont-ils les mêmes dans les nuages moléculaires et les nuages HI plus diffus ?

L'objet de ce chapitre n'est pas de résoudre, ni d'aborder toutes ces questions. Il se bornera à présenter quelques observations et réflexions sur ce sujet. Deux voies peuvent être envisagées pour l'étude des corrélations entre l'hydrogène neutre et les molécules interstellaires :

- (i) chercher de l'hydrogène neutre dans les nuages moléculaires ;
- (ii) chercher des molécules dans les nuages HI.

La première voie demande l'observation de la raie 21 cm - en émission et/ou en absorption - dans la direction d'un objet de forte densité et souvent de faible diamètre angulaire qu'est un nuage moléculaire. C'est une tâche délicate. Il est en effet difficile de séparer l'émission due au nuage moléculaire de celle provenant de l'hydrogène sur la ligne de visée. D'autre part, l'observation de la raie en absorption demande la présence d'une source continuum notable derrière le nuage, situation peu probable jamais rencontrée à notre connaissance dans le cas d'un nuage de forte opacité, à moins qu'une source (une région HII) ne soit associée au nuage lui-même. Nous étudierons plus loin de tels exemples (§ V.1 et V.2). Une autre possibilité utilise les observations de self-absorption (voir I.4). Ce n'est possible que dans des conditions bien particulières : de l'hydrogène neutre, situé derrière le nuage, doit émettre une raie large et intense, à la même vitesse que le nuage, qui

puisse jouer le rôle de la source continuum. Le nuage étudié doit être froid pour se manifester par une raie en absorption. Des études de self-absorption ont pu être menées conjointement avec des observations de molécules dans les mêmes directions (e.g. Knapp, 1974 ; Wilson et Minn, 1977 ; Burton et al., 1978 et Baker et Burton, 1978). Les observations de self-absorption sont cependant critiquables en raison de l'ambiguïté de leur interprétation.

Dans la deuxième voie, les observations se font vers des nuages diffus. On y observe l'hydrogène neutre par les méthodes décrites précédemment. La difficulté est alors l'observation des raies moléculaires, les molécules étant peu abondantes dans ces nuages peu épais et peu denses, et l'excitation des raies moléculaires (si l'on excepte le cas particulier des masers) relativement peu efficace à ces faibles densités. Notons que les densités de colonne de l'hydrogène neutre et de diverses molécules peuvent être mesurées conjointement, dans le cas de nuages peu absorbants, par les observations dans l'ultra-violet de raies d'absorption vers les étoiles brillantes.

Nous avons recherché des molécules par leurs raies radio dans la direction des nuages détectés en absorption du catalogue de Nançay. Nous présenterons une étude systématique de recherche d'absorption à 18 cm de longueur d'onde par la molécule hydroxyle (V.3), et une étude préliminaire dans quelques directions de la raie à 2.6 mm de la molécule de monoxyde de carbone.

V.1 LA RADIOSOURCE G 355.3+0.1 : ETUDE DE HI ET OH VERS UNE REGION HII LOINTAINE (article III)

La radiosource G 355.3+0.1 (aussi appelée W 23) a parfois été identifiée à la nébuleuse NGC 6383, parfois à la région HII proche RCW 132. Elle a été également cataloguée comme reste de supernova. Cependant, des mesures continuum faites à Nançay à 6 et 21 cm de longueur d'onde montrent que la position de cette source est différente de celle de NGC 6383, et que son spectre est celui d'une radiosource thermique (région HII). La détection de raies d'absorption de HI et de OH vers cette source à des vitesses radiales de $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ montre que G 355.3+0.1 est distante d'au moins 10 kpc, donc distincte de RCW 132.

Les observations spectrales de HI et de la molécule OH conduisent à une estimation de l'abondance de OH : $N_{\text{OH}} / N_{\text{HI}} \sim 5 \times 10^{-7}$ pour le nuage de vitesse 100 km s^{-1} . Il est difficile de savoir si ce nuage est associé à la région HII. Les grandes largeurs des profils d'absorption mesurés plaident plutôt en faveur d'un complexe de plusieurs nuages sur la ligne de visée.

On the Identification of the Radiosource G 355.3 + 0.1 with NGC 6383

J. Crovisier, R. Fillit and I. Kazès

Observatoire de Meudon, Département de Radioastronomie

Received May 18, 1973

Summary. Continuum and spectral line observations suggest that G 355.3 + 0.1 has no apparent optical counterpart and that it is an H II region at a distance of about 10 kpc or more.

Key words: radiosource G 355.3 + 0.1 - NGC 6383 - H II regions - (H I-OH) absorption - distance

Introduction

In his preliminary survey of open star clusters Trumpler (1930) listed NGC 6383 ($\alpha(1950.0) = 17^{\text{h}}31^{\text{m}}5$, $\delta(1950.0) = -32^{\circ}32'$) giving a diameter of $5'.5$ and a distance of 2130 pc. Rodgers *et al.* (1960) list RCW 132 as an H II region ($110' \times 80'$) at $\alpha(1950.0) = 17^{\text{h}}30^{\text{m}}$ and $\delta(1950.0) = -32^{\circ}42'$. The region of RCW 132 and NGC 6383 is shown in Lyngå and Hansson's Atlas of Southern Nebulae (1972). In this atlas NGC 6383 appears among six other clusters and is located at the edge of the large H II region RCW 132.

Westerhout (1958) identified the radiosource W 23 at $\alpha(1950.0) = 17^{\text{h}}30^{\text{m}}8$ and $\delta(1950.0) = -32^{\circ}42'$ with NGC 6383. In this direction radio spectral observations, usually referring to NGC 6383 and sometimes to RCW 132 (Beard *et al.*, 1969), yield a spectral index between -0.3 (Milne *et al.*, 1969) and -0.6 (Milne, 1970) so that NGC 6383 was catalogued as a supernova remnant. Moreover the hydrogen recombination line 158α at $V_{\text{LSR}} = 0.6 \pm 1.9$ km/s was detected by Dieter (1967) and recently Dickel and Milne (1972) have reported the detection of an H 109 α line at $V_{\text{LSR}} = 8 \pm 5$ km/s. Turner (1970) observed OH absorption ($V_{\text{LSR}} = +4.7$ km/s) at 1665 and 1667 MHz and strong OH emission ($V_{\text{LSR}} = +16.4$ and $V_{\text{LSR}} = +19.0$ km/s) at 1665 MHz. No formaldehyde was detected in the same direction (Wilson, 1970). Finally H I absorption measurements taken with the Nançay instrument give a distance in excess of 6 kpc from the sun (Kazès and Aubry, 1973).

The purpose of this paper is to show that the radiosource G 355.3 + 0.1 cannot be identified with NGC 6383 or RCW 132, but that it is an H II region at a distance of about 10 kpc or more.

Continuum Observations and Results

The region around $l^{\text{II}} = 355.3$ and $b^{\text{II}} = +0.1$ was mapped with the Nançay radiotelescope at 1416 and

4850 MHz. The receiving systems are described by Gérard and Kazès (1973).

At 1416 MHz (Fig. 1) the source is severely confused by the galactic background, and an evaluation of the integrated flux is difficult.

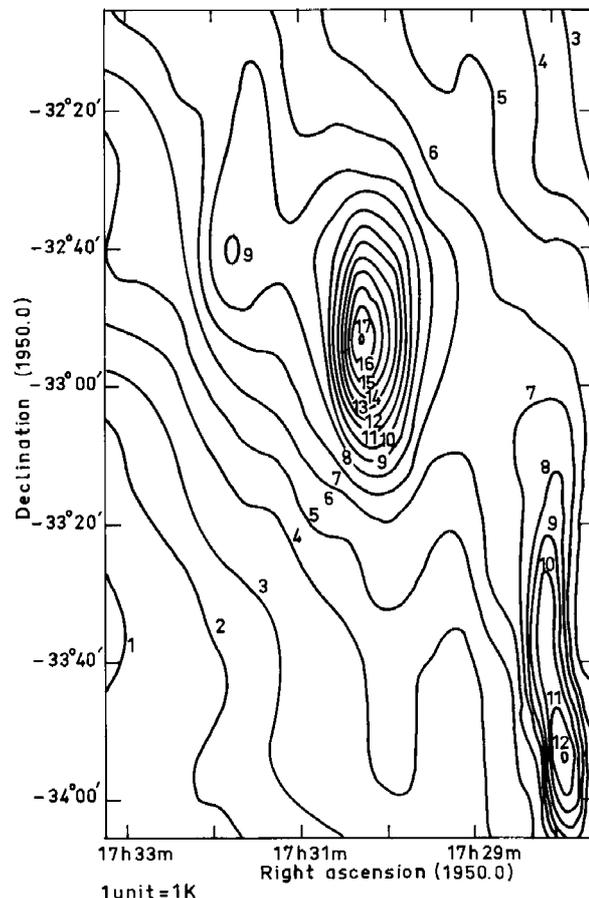


Fig. 1. 1416 MHz map of G 355.3 + 0.1

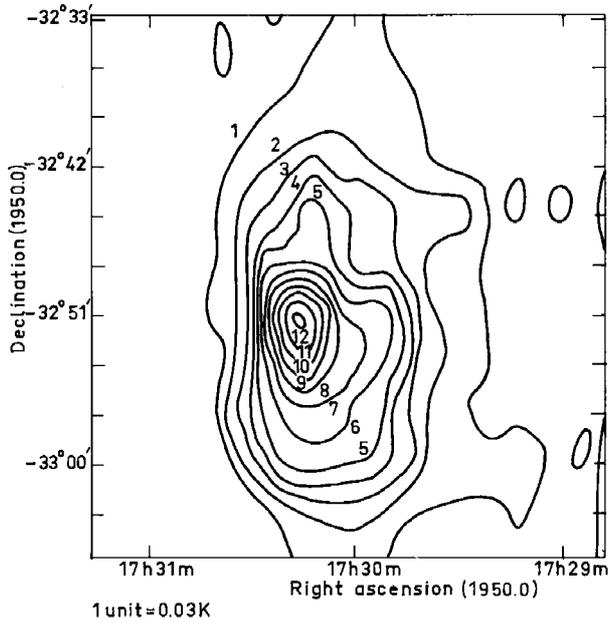


Fig. 2. 4850 MHz map of G 355.3 + 0.1

At 4850 MHz (Fig. 2), although the signal to noise ratio is poorer than at 1416 MHz a more accurate integrated flux can be computed since the galactic background is of less importance. G 355.3 + 0.1 exhibits quite a complex structure defining at least one resolved component in the East-West direction.

To derive a reliable spectral index, the ratio of the integrated fluxes was computed by the following method. The 4850 MHz map of G 355.3 + 0.1 was first convolved by the 1416 MHz beam; the convolved map appeared

Table 1

	1416 MHz	4850 MHz
Integrated flux	27 ± 8 f.u.	25 ± 5 f.u.
Peak position of G 355.3 + 0.1 (1950.0)	$17^{\text{h}}30^{\text{m}}19^{\text{s}} \pm 4^{\text{s}}$	$17^{\text{h}}30^{\text{m}}16^{\text{s}} \pm 1^{\text{s}}$
	$-32^{\circ}53' \pm 3'$	$-32^{\circ}51'5 \pm 1'$
Beamwidth measured with PKS 0521-36 (calibrator)	$4' \times 22.5'$	$1.6 \times 7'$
Assumed flux for PKS 0521-36	$16.25 \pm 0.27^{\text{a}}$	$9.33 \pm 0.49^{\text{b}}$

^{a)} From Fomalont and Moffet (1971).

^{b)} From Pauliny-Toth and Kellermann (1968).

quite similar to the 1416 MHz map, except for the galactic background. A scaling factor can be accurately estimated by fitting the 3-db contours. The normalization was done by repeating the same procedure on maps of the calibrating source PKS 0521-36. The calculated flux ratio for G 355.3 + 0.1 then becomes $S_{1416}/S_{4850} = 1.00 \pm 0.27$ which corresponds to a spectral index $\alpha = 0.00^{+0.25}_{-0.19}$. The continuum properties of G 355.3 + 0.1 are summarized in Table 1.

Spectral Line Observations and Results

Recent H I measurements shown in Fig. 3 exhibit mainly the same absorption profile as the one previously observed with the Nançay telescope (Kazès and Aubry, 1973). In particular the broad feature which was just above the noise is now clearly seen at about +100 km/s. The characteristics of this feature prompted a search for the hydroxyl lines at the same velocity. All four OH lines have been observed with the same technique as the one described by Fillit *et al.* (1972).

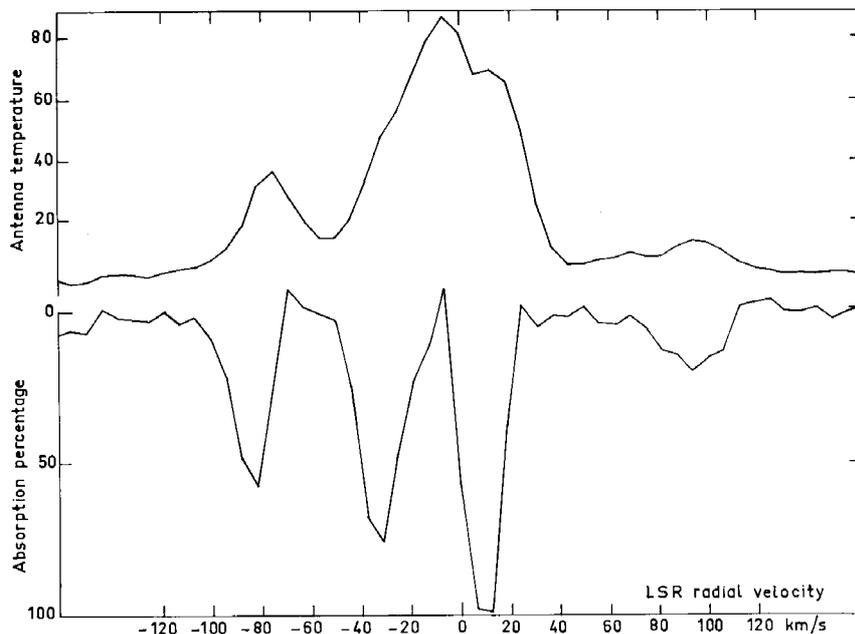


Fig. 3. H I emission and absorption profile of G 355.3 + 0.1

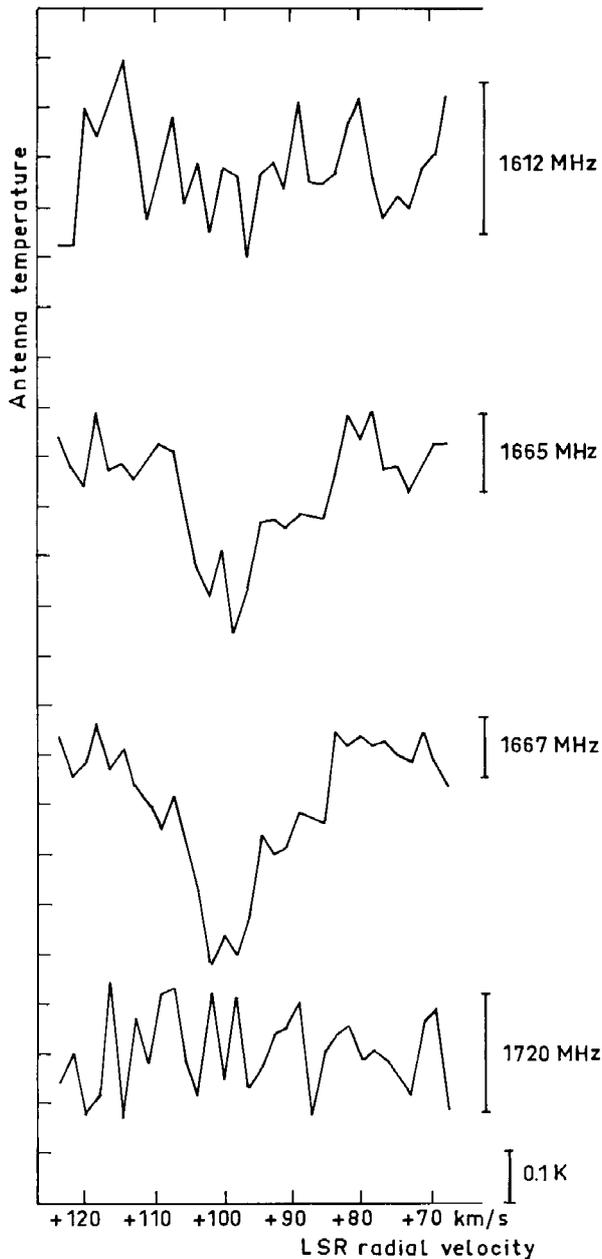


Fig. 4. OH line spectra taken at a position centered on G 355.3 + 0.1.
 General remarks for Figs. 4, 5 and 6b. The polarization is left circular; three standard deviations are represented by the vertical bars

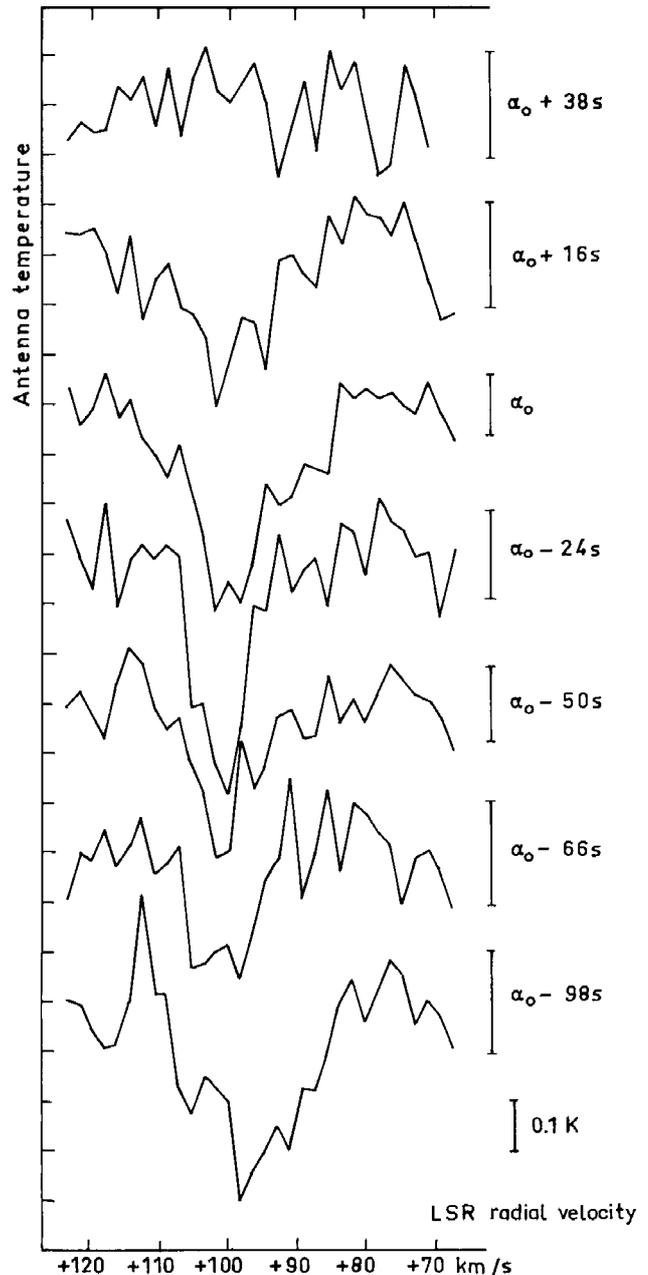


Fig. 5. 1667 MHz profiles taken at the indicated positions, α_0 being the right ascension of G 355.3 + 0.1

We used a bank of 32 filters each 10 kHz (1.8 km/s) wide, and centered at about +100 km/s LSR and covering 60 km/s altogether.

Figure 4 represents the spectra of the four OH lines. Figure 5 shows spectra obtained at several positions East and West of G 355.3 + 0.1. An analysis of these spectra brings out two main features: a very broad absorption upon which a much narrower one is superimposed; this is quite visible for the 1665 and 1667 MHz profiles at the continuum peak. Note that the line intensity ratios in Fig. 4 are normal. The distribution and shape

of the broad component are quite irregular over the different right ascensions. This is probably mostly due to the complicated structure in the continuum background which is only about 5° in longitude away from the galactic center. The 21-cm continuum map gives further evidence of the different gradients in the background emission East and West of G 355.3 + 0.1. The narrow component is concentrated around the 21-cm continuum peak as shown in Fig. 6 where the run with right ascension of the absorption temperature of this feature is compared with the continuum drift curve.

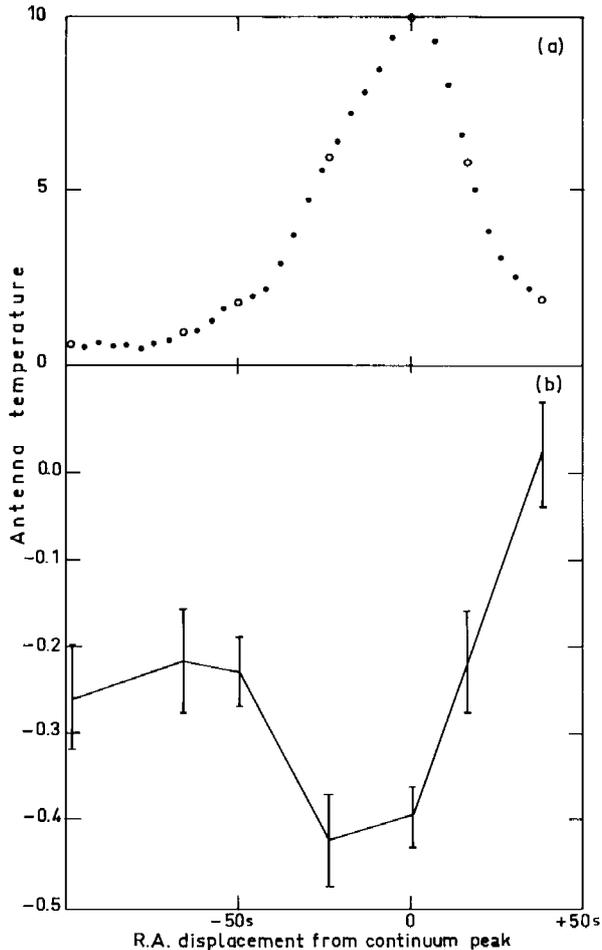


Fig. 6. a) Drift scan of G 355.3 + 0.1 at 21 cm continuum. b) 1667 MHz mean absorption at 100 ± 2.7 km/s LSR

Discussion

From our continuum observations it appears that the positions of NGC 6383 and G 355.3 + 0.1 are different and that they are not the same objects, although their overall dimensions are comparable. However the position of G 355.3 + 0.1 falls within the large nebula RCW 132 but, as we shall discuss below, spectral line observations preclude any association between the radiosource and RCW 132 which is most probably a foreground H II region. The derived spectral index strongly suggests that G 355.3 + 0.1 is an H II region and may thus definitely be withdrawn from supernova remnant catalogues.

The recombination lines, H 158 α and H 109 α , although different in radial velocity indicate an origin in a nearby H II region. It is to be noted that the frequency coverage of both observations did not extend as far as +100 km/s and therefore no distant object could be detected. In previous OH line measurements (Turner, 1970) the frequency coverage was also limited. Perhaps the recombination lines are associated with the central

absorptions and/or emissions of OH lines and with the central absorption feature of H I, but not with G 355.3 + 0.1. The existence of H I and OH absorption at the high velocity of +100 km/s, characteristic of the velocities in the galactic center region, shows that G 355.3 + 0.1 is presumably at 10 kpc or more; it may be associated with the H-OH cloud.

With the help of a few assumptions one can gain some idea of the H I and OH column densities along the line of sight. From Fig. 3 we derive a half-width of 30 km/s for the absorption feature at +100 km/s and a corresponding emission temperature T_{em} of about 10 K. Thus using $N_{HI} = 1.8 \times 10^{18} \int T_{em} dV$, the H I column density $N_{HI} = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. If we assume that the excitation temperature of OH is $T_s = 3$ K, the apparent opacity $\langle \tau_{OH} \rangle = T_{OH}/T_C$, where T_{OH} and T_C are the antenna temperatures of the line and the continuum respectively. We further assume that the absorbing cloud covers the continuum source. Inserting the measured values $T_{OH} = 0.3$ K, $T_C = 7$ K, we find $\langle \tau_{OH} \rangle \cong 0.04$. Furthermore for 1667 MHz the column density $N_{OH} = 4 \times 10^{13} T_s \int \langle \tau_{OH} \rangle (v) dv$.

From Fig. 4 $\Delta v = 50$ kHz and thus $N_{OH} \cong 2.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. The approximate value found for the ratio $N_{HI}/N_{OH} \cong 2.10^6$ is more than an order of magnitude smaller than the statistical value found by Goss (1968) from observation near H II regions. This difference could be due to a deficiency in atomic hydrogen similar to that often encountered in nuclear regions.

References

- Beard, M., Thomas, B., Mac, A., Day, G. A. 1969, *Australian J. Phys., Astrophys. Suppl.* **11**, 27
 Dickel, J. R., Milne, D. K. 1972, *Australian J. Phys.* **25**, 539
 Dieter, N. H. 1967, *Astrophys. J.* **150**, 435
 Fillit, R., Gheudin, M., Nguyen Quang Rieu, Paschenko, M., Slysh, V. 1972, *Astron. & Astrophys.* **21**, 317
 Fomalont, E. B., Moffet, A. T. 1971, *Astron. J.* **76**, 5
 Gérard, E., Kazès, I. 1973, *Astrophys. Letters* **13**, 181
 Goss, W. M. 1968, *Astrophys. J. Suppl.* **15**, 131
 Kazès, I., Aubry, D. 1973, *Astron. & Astrophys.* **22**, 413
 Lyngå, G., Hansson, N. 1972, *Astron. & Astrophys. Suppl.* **6**, 327
 Milne, D. K. 1970, *Australian J. Phys.* **23**, 425
 Milne, D. K., Wilson, T. L., Gardner, F. F., Mezger, P. G. 1969, *Astrophys. Letters* **4**, 121
 Pauliny-Toth, I. I. K., Kellermann, K. I. 1968, *Astron. J.* **73**, 953
 Rodgers, A. W., Campbell, C. T., Whiteoak, J. B. 1960, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **121**, 103
 Trumpler, R. J. 1930, *Lick Obs. Bulletin* **420**, 154
 Turner, B. E. 1970, *Astrophys. Letters* **6**, 99
 Westerhout, G. 1958, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **14**, 215
 Wilson, T. L. 1970, *Astrophys. Letters* **7**, 95

J. Crovisier
 R. Fillit
 I. Kazès
 Dept. de Radioastronomie
 Observatoire de Meudon
 F-92190 Meudon
 France

V.2 W3 : UN EXEMPLE DE LA PRESENCE D'HYDROGENE NEUTRE DANS UN NUAGE MOLECULAIRE (article IV)

Le complexe de W3 (IC 1795) est une région HII, source continuum et infrarouge intense, où de nombreuses raies moléculaires ont été découvertes. L'hydrogène neutre en absorption à 21 cm ainsi que les raies des états ${}^2\Pi_{3/2}$ et ${}^2\Pi_{1/2}$ de la molécule OH ont été observés dans cette région avec les radiotélescopes de Nançay et de Hat Creek.

Une forte composante en absorption à 21 cm est détectée vers -40 km s^{-1} , la vitesse radiale attribuée à W3. Sa profondeur optique est supérieure à 3.5, la raie étant saturée. Seule une limite inférieure de la densité de colonne de HI ($6 \times 10^{20} \text{ atomes cm}^{-2}$) peut être estimée pour cette composante. Cet hydrogène peut provenir de nuages sur la ligne de visée dans le bras de Persée. Mais il peut également être associé au nuage moléculaire de W3. Or, le modèle stationnaire de formation de la molécule H_2 dans les nuages denses, élaboré par Hollenbach et al. (1971), prévoit, pour les conditions physiques du nuage de W3, une densité de colonne N_{HI} bien inférieure à celle observée. On peut cependant montrer que si le nuage est en contraction, la réaction $2 \text{ H} \rightarrow \text{H}_2$ n'a pas le temps d'atteindre son équilibre, et une fraction importante de l'hydrogène peut subsister sous forme atomique neutre. Les modèles numériques dynamiques récents (e.g. Gerola et Glassgold, 1978), confirment cette possibilité.

La saturation de la raie HI à 21 cm, la difficulté de connaître la température d'excitation de la molécule OH, rendent difficile l'évaluation de l'abondance de OH dans le nuage à -40 km s^{-1} . Une limite supérieure $N_{\text{OH}} / N_{\text{HI}} < 10^{-5}$ a seulement pu être estimée.

H I and OH Observations towards W3

J. Crovisier, R. Fillit and I. Kazès

Département de Radioastronomie, Observatoire de Meudon

A. Baudry

Observatoire de l'Université de Bordeaux

Received June 23, 1975

Summary. The double radio source G 133.7+1.2 and G 133.8+1.4 in W3 was observed in the H I line and in the ground-state (18 cm) and excited-state (6.3 cm) OH lines.

H I and OH (18 cm) absorption features around -20 km s^{-1} are attributed to a cold cloud lying along the line of sight.

H I and OH (18 cm) absorption features around -40 km s^{-1} are probably due to a dense ($n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) cold ($T_K \sim 20 \text{ K}$) cloud associated with the W3 complex (diameter $\sim 13 \text{ pc}$). If the observed large H I column density is mainly due to this cloud, then it contains a considerable amount of atomic hydrogen although

theory for stable clouds (Hollenbach *et al.*, 1971) predicts that hydrogen is mostly molecular. Our results may be explained by gravitational instability in the dense cloud and/or by strong UV radiation field.

Several maser-like OH emission features have been observed at 18 cm and 6.3 cm at various velocities. One of them suggests that IRS 5 is an H₂O/OH maser source. Some possible excitation mechanisms are discussed.

Key words: (H I—OH)absorption—molecular cloud—OH maser—W3

Introduction

A large amount of observational data concerning the complex region W3 (IC 1795) is now available. Among some of the recent studies devoted to W3 continuum we point out the works of Wynn-Williams (1971) for continuum radio observations, Ishida and Kawajiri (1968) for H α measurements, Zuckerman and Ball (1974) for radio recombination lines, Wynn-Williams *et al.* (1974) and Rydbeck *et al.* (1973) for OH, Minn and Greenberg (1973b) for H₂CO, Hills *et al.* (1972) for H₂O, Liszt (1973) and Wilson *et al.* (1974) for CO and Wynn-Williams *et al.* (1972) for infrared observations. Together with some other molecular cloud complexes such as the Orion nebula, the ρ -Ophiuchus cloud and Sgr B2, W3 seems to be one of the most interesting regions to be studied with the hope of clarifying some fundamental mechanisms responsible for molecular excitation and evolution of dense galactic regions. It is well known that massive clouds associated with bright and dark nebulae are responsible for the production and excitation of molecules and masers. However there is often great difficulty in relating the different molecules and masers among them and with the neighbouring gas.

In this work we present and discuss new H I and OH observations which have been made in the direction of the W3 complex.

Observations

The regions centered on G 133.7+1.2 (W3) and G 133.8+1.4 (W3 N) have been observed in the H I line and in the four ground-state lines of OH with the radio telescope located at Nançay, France, from September 1973 to November 1974. The three excited-state lines of OH at 6.3 cm were observed with the 85-foot radio telescope of the University of California, Berkeley, from June to December 1973.

At 21 cm the half-power beamwidth of the Nançay telescope is 4×22 arcmin. The correlation receiver had a system temperature of about 120 K. The spectrometer allowed observations simultaneously with two banks of adjacent filters ($64 \times 6 \text{ kHz}$ and $32 \times 60 \text{ kHz}$). The 21 cm observations were obtained using a drift scan procedure. Filter and continuum level outputs were sampled every four seconds. The data were reduced by means of a least squares fit of the total band output on each filter output thus producing the absorption profiles.

At 18 cm the half-power beamwidth of the telescope is 3.5×19 arcmin. The feed could be set to right or left circular polarization. The system temperature was about 130 K. The back-end consisted of $32 \times 10 \text{ kHz}$ adjacent filters and of two banks of $64 \times 6 \text{ kHz}$ adjacent filters so that the two main lines of OH could be observed simultaneously. With the meridian telescope at Nançay

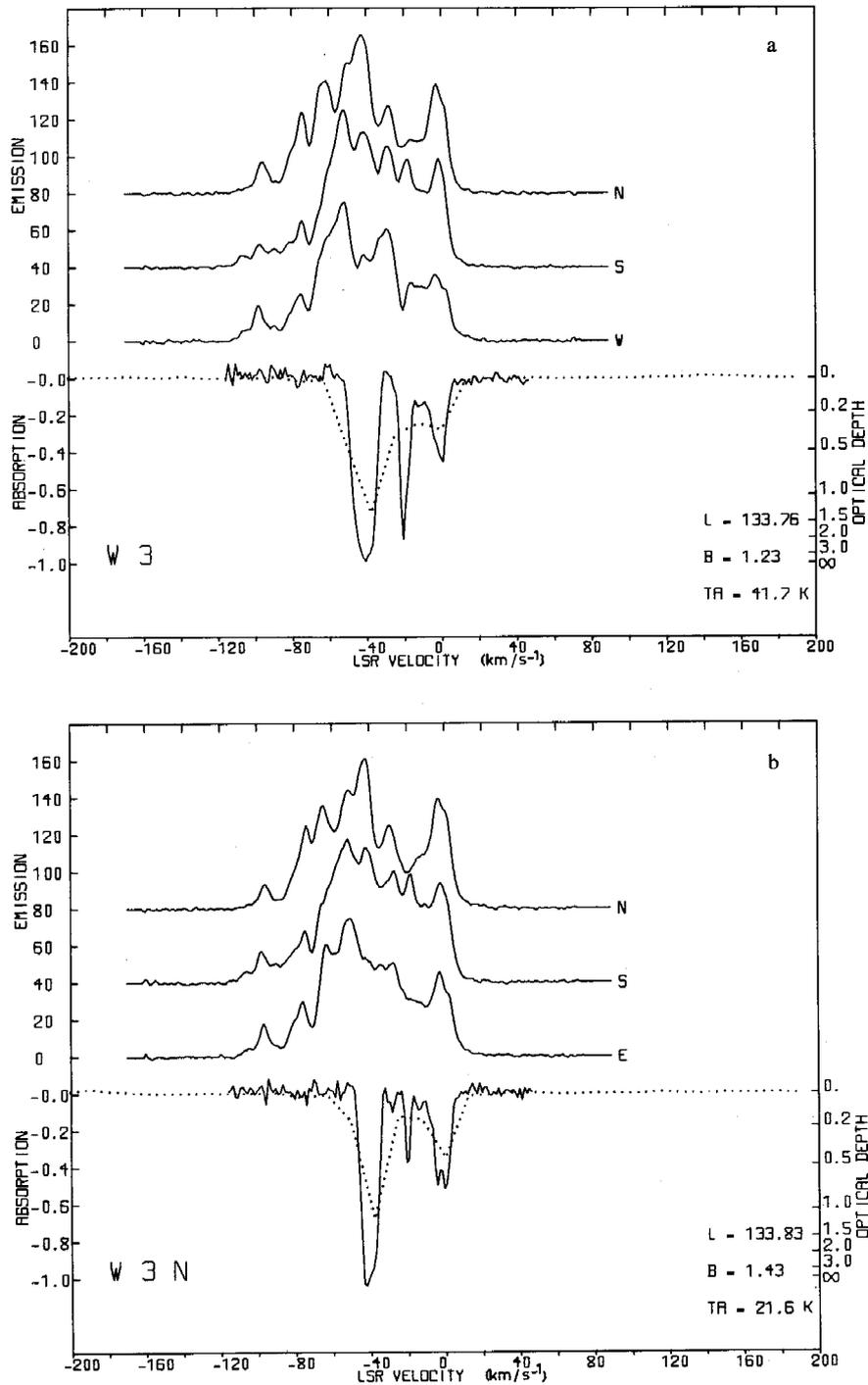


Fig. 1a and b. H I absorption and emission profiles towards W3. (a) R.A. (1950.0) = $2^{\text{h}} 21^{\text{m}} 57^{\text{s}}$; Dec (1950.0) = $61^{\circ} 52.6'$; (b) R.A. (1950.0) = $2^{\text{h}} 23^{\text{m}} 02^{\text{s}}$; Dec (1950.0) = $62^{\circ} 02.4'$. Absorption: spectrum with 60 kHz resolution in dotted line; spectrum with 6 kHz resolution in full line. Left ordinate represents relative amplitudes of each filter output with respect to the total output TA (see text). Emission: brightness temperature in K for the nearest profiles found in the Maryland-Green Bank survey, 4 arcmin west or east and 20 arcmin south and north of the positions in (a) and (b). The baseline levels have been arbitrarily shifted for clearness

it is possible to track a high declination source like W3 during 80 min every day. Calibrations were made by observing 3C 123 for the continuum and W12 for the lines. The aperture efficiency at 18 cm corresponds to 1.1 Jy K^{-1} .

At 6.3 cm the half-power beamwidth of the 85-foot telescope is about 10 arcmin. The system temperature achieved with a helium-cooled parametric amplifier was about 55 K. The feed was linearly polarized. The observations were carried out with two filter

banks (100×10 kHz and 100×2 kHz). The system was checked by observing the H 11 α recombination line in M17 and Orion and by measuring the 4765 MHz line in W3 (OH).

Results

The H I absorption profiles are shown in Fig. 1a and b. H I emission profiles at neighbouring positions from the Maryland-Green Bank Survey (Westerhout, 1975) are shown for comparison. W3 N is located at about 15 arcmin north-east of W3. In right ascension this separation corresponds to about two beamwidths. From high resolution observations (e.g. Wynn-Williams, 1971) the extended source W3 is as large as the Nançay beamwidth in right ascension. Therefore we believe that some differences which can be noticed in the absorption profiles of W3 and W3 N are significant. As a check, we carried out the least squares fit on the east side of W3 and on the west side of W3 N; the resulting profiles are respectively very similar to those presented in Fig. 1a and b. The optical depth and width of the 0 km s^{-1} feature, corresponding to the local arm, are comparable in both sources. Although there is some blending by foreground clouds the hydrogen temperature is about 100 K. From Fig. 1a and b the intermediate velocity feature detected at -20 km s^{-1} is presumably due to a large inhomogeneous cloud thicker towards W3 (≈ 40 K) than towards W3 N (≈ 60 K). The dramatic optical depth of the -40 km s^{-1} feature corresponds to cold clouds for both sources. Recently Sullivan and Downes (1973) have mapped these hydrogen-line features in both sources with a resolution of 27 km s^{-1} while our spectral analysis is made at 12.7 and 1.3 km s^{-1} .

The four ground-state lines of OH observed in the direction of W3 are presented in Fig. 2a–g. Figure 2a and b show very similar spectra suggesting no circular polarization at 1667 MHz. The -40 km s^{-1} feature at 1665 MHz shows polarized emission superimposed upon a broad absorption feature. Moreover another emission feature appears around -45 km s^{-1} . This emission is partly due to confusion arising from W3 (OH) but it also suggests as we shall see below the presence of a new emission at -44.5 km s^{-1} . At 1720 MHz and 1612 MHz emission and absorption features are seen in both polarizations. In the direction of W3 N (Fig. 3a and b) the left circularly polarized profiles show weak absorptions at 1667 MHz and 1665 MHz, the latter being confused by the strong emission from W3 (OH). In order to investigate the spatial distribution of the emission and absorption features in the ground-state main lines of OH, a region of about two beamwidths has been scanned in right ascension around the tabulated positions of maximum continuum intensity (cf. Table 1). The results are shown in Fig. 4a–d. For high declination sources rotation of the beam pattern across the sky as

function of hour angle is such that during the 80 min observations, intensity in the sidelobes varies appreciably while intensity in the main beam remains constant. Thus the 1665 MHz (LC) map tends to show the reality of the new emission feature at -44.5 km s^{-1} .

The excited-state OH observations (Baudry, 1974) revealed a new emission source in W3. Only the $F=1 \rightarrow 0$ hyperfine transition was positively identified (Fig. 5). The feature is centered at -34 km s^{-1} and shows a linewidth of $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ at half intensity. This emission line has independently been detected by Rydbeck *et al.* (1973) and Rickard *et al.* (1975). In July 1973 a weak emission feature was also detected around -37 km s^{-1} (Rickard *et al.*, 1975). It is about 5 to 10 times smaller than the main feature and in our observations (Fig. 5) this line is barely visible.

Discussion

A) Absorption at -20 km s^{-1}

The absorption features observed in both polarizations at 1667 MHz and 1665 MHz in W3 are very weak in contrast to what is observed in the H I line. This is quite common for absorbed extragalactic radio sources like 3C 123 and 3C 353 where the relative absorptions due to H I and OH are of the same order (Rieu *et al.*, 1975). In Fig. 1a and b the linewidth of the apparently strongest component at -21 km s^{-1} is less than 2 km s^{-1} and quite comparable to the OH linewidth. Minn and Greenberg (1973a) indicate a formaldehyde linewidth of about 1 km s^{-1} at -22.1 km s^{-1} in the direction of $l=133.63^\circ$ and $b=1.14^\circ$ (RA = $2^{\text{h}} 22^{\text{m}} 00^{\text{s}}$; dec = $61^\circ 50'$). In the direction of W3 N no significant OH absorption is detected around -20 km s^{-1} while the H I line absorption is still present. In H₂CO, Minn and Greenberg (1973b) detected a line at -22 km s^{-1} (linewidth = 2.3 km s^{-1}). This feature is located south of W3 at RA = $2^{\text{h}} 23^{\text{m}} 00^{\text{s}}$ and dec = $61^\circ 20'$. These results tend to show that at a distance of approximately 1.5 kpc (assuming Schmidt's model) in the direction of the W3 complex there exists an extended (more than 30 arcmin) and inhomogeneous cold cloud (≤ 40 K) where atomic hydrogen, OH and H₂CO coexist.

B) Absorption at -40 km s^{-1}

From Fig. 1a and b we can only deduce lower limits to the optical depths since in both sources the line is saturated. The observed widths of the lines are principally due to saturation. The H I features, with an optical depth > 3.5 , correspond to a velocity dispersion ≤ 8 to 9 km s^{-1} . The W3 profile may be more heavily saturated than the W3 N profile. Although the neutral hydrogen contributing to the observed absorption may be due to the Perseus arm, it cannot be excluded that an important quantity of hydrogen is associated with the W3 complex.

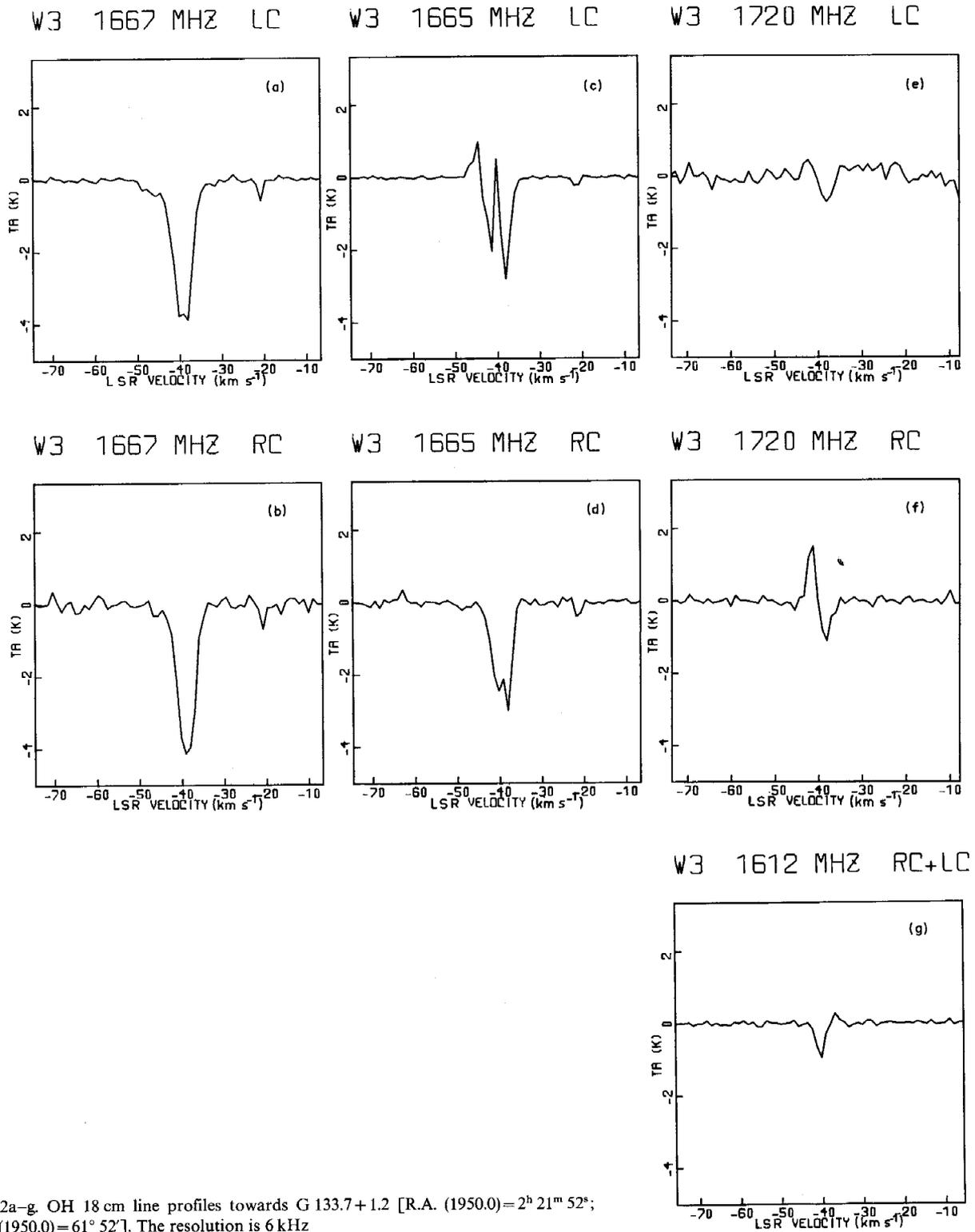


Fig. 2a-g. OH 18 cm line profiles towards G 133.7+1.2 [R.A. (1950.0)= $2^{\text{h}} 21^{\text{m}} 52^{\text{s}}$; Dec (1950.0)= $61^{\circ} 52'$]. The resolution is 6 kHz

The H₂CO (Chaisson, private communication) and CO (Wilson *et al.*, 1974) observations reveal that the molecular cloud overlaps W3 and W3N; the cloud center is rather coinciding with W3. Our OH observations (Figs. 2 and 3) confirm this picture. Furthermore the velocity gradient observed in H₂CO along the south-east

north-west direction (-39.4 to -42.9 km s⁻¹) is also confirmed by our OH observations (-40 to -43 km s⁻¹). Rubin and Mezger (1970) have also observed a velocity gradient (-42.5 to -47.5 km s⁻¹) in the same direction for the H 109 α recombination line. Thus the ionized gas though having not the same

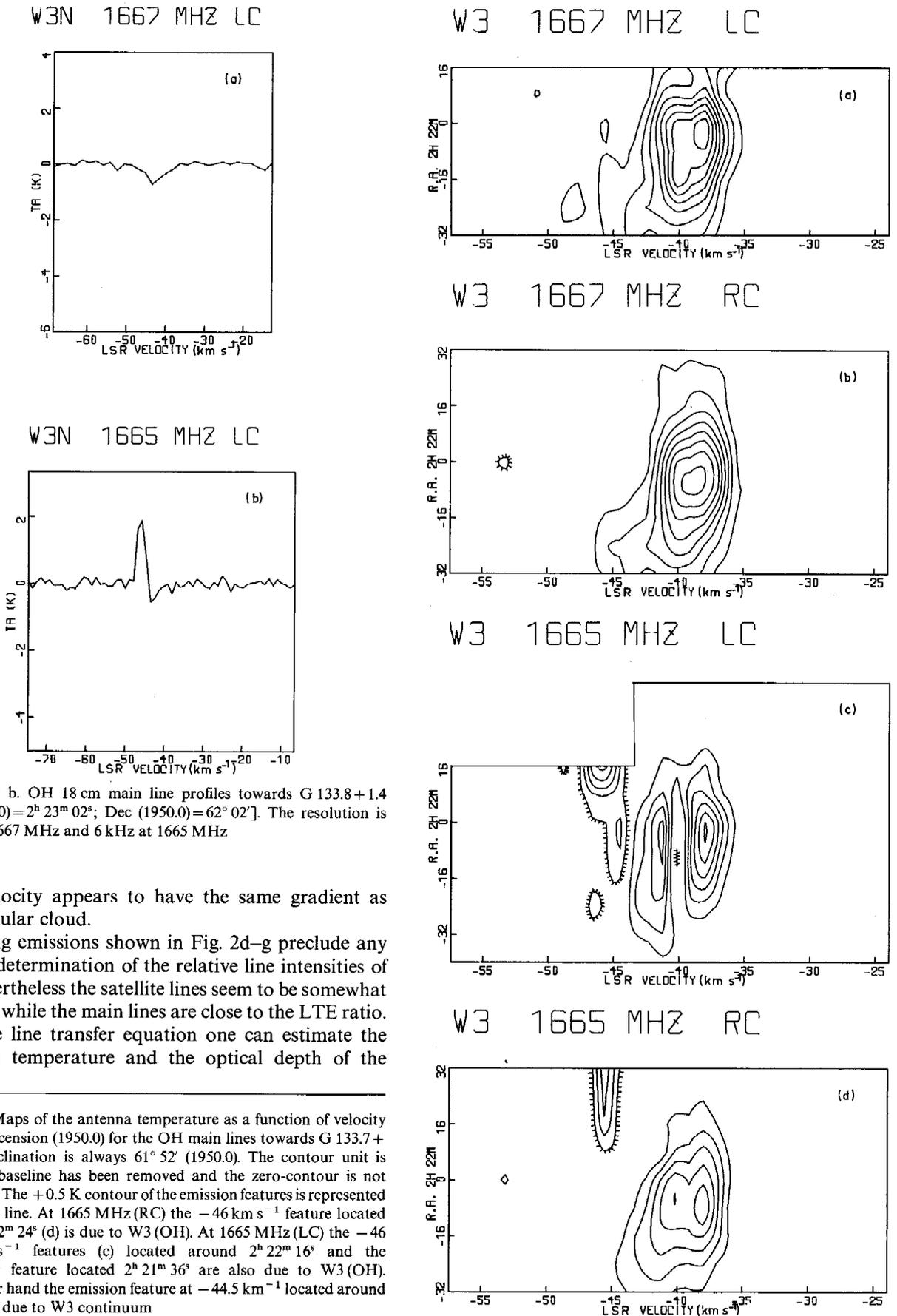


Fig. 3a and b. OH 18 cm main line profiles towards G 133.8+1.4 [R.A. (1950.0)=2^h 23^m 02^s; Dec (1950.0)=62° 02']. The resolution is 10 kHz at 1667 MHz and 6 kHz at 1665 MHz

radial velocity appears to have the same gradient as the molecular cloud.

The strong emissions shown in Fig. 2d-g preclude any accurate determination of the relative line intensities of OH. Nevertheless the satellite lines seem to be somewhat enhanced while the main lines are close to the LTE ratio. Using the line transfer equation one can estimate the excitation temperature and the optical depth of the

Fig. 4a-d. Maps of the antenna temperature as a function of velocity and right ascension (1950.0) for the OH main lines towards G 133.7+1.2. The declination is always 61° 52' (1950.0). The contour unit is 0.5 K. The baseline has been removed and the zero-contour is not represented. The +0.5 K contour of the emission features is represented by a - - - - line. At 1665 MHz (RC) the -46 km s⁻¹ feature located around 2^h 22^m 24^s (d) is due to W3 (OH). At 1665 MHz (LC) the -46 and 49 km s⁻¹ features (c) located around 2^h 22^m 16^s and the -47 km s⁻¹ feature located 2^h 21^m 36^s are also due to W3 (OH). On the other hand the emission feature at -44.5 km s⁻¹ located around 2^h 22^m 00^s is due to W3 continuum

1667 MHz feature:

$$T_A = (\eta T_{\text{ex}} - T_{\text{cont}})(1 - e^{-\tau}), \quad (1)$$

T_A = line antenna temperature = -4 K, η = beam efficiency = 0.55 ± 0.10 , T_{ex} = excitation temperature of OH, T_{cont} = continuum antenna temperature = 28 ± 5 K and τ = opacity.

It has been assumed that the OH cloud covers the beam: this will be discussed below. Since the line is seen in absorption $T_{\text{ex}} < 50 \pm 12$ K. Assuming $T_{\text{ex}} > 0$, which is reasonable, Eq. (1) yields $\tau > 0.1$. In the following we shall attempt to derive a better determination of T_{ex} and τ . Rydbeck *et al.* (1973) and Rickard *et al.* (1975) have observed the 6030 MHz and 6035 MHz excited OH transitions in absorption in the direction of W3. The relative intensities of these two lines are consistent with the LTE ratio. A comparison of the Nançay results obtained at 1667 MHz and 1665 MHz with the 6030 MHz and 6035 MHz line profiles obtained at Onsala (Rydbeck *et al.*, 1973) and at the NRAO (Rickard *et al.*, 1975) shows that linewidths are similar and that the excited and ground-state absorption features are centered at the same radial velocity. If this indicates a spatial association between the 18 and 5 cm absorptions of OH we can suppose that the pathlengths are comparable for the ground and excited states of OH and proceed to an estimate of the rotational temperature (T_{rot}). In the optically thin case:

$$\begin{aligned} \frac{\int n_u dl}{\int n_l dl} &= \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{E}{kT_{\text{rot}}}\right) \\ &= \frac{\tau_{6035}}{\tau_{1667}} \times \frac{A_{1667}}{A_{6035}} \times \frac{\Delta v_{6035}}{\Delta v_{1667}} \times \left(\frac{6035}{1667}\right)^2 \\ &\quad \times \frac{T_{\text{ex}6035}}{T_{\text{ex}1667}}, \end{aligned} \quad (2)$$

where n_u and n_l are the densities of the lower associated with the 6035 and 1667 MHz transitions, g_u and g_l their statistical weights, E is the energy level of the excited state, Δv is the half-intensity linewidth and A is the spontaneous de-excitation rate. From observations (e.g. Onsala)

$$(T_A)_{6035}/(T_A)_{1667} = 7 \times 10^{-2} \quad (3)$$

and deriving from Wynn-Williams (1971) the 5 to 18 cm brightness temperature ratio of the continuum source

$$(T_B)_{6035}/(T_B)_{1667} = 1/8. \quad (4)$$

Equation (1) gives, with $T_{\text{ex}} \ll T_B$ and assuming similar aperture efficiencies at 5 and 18 cm:

$$\tau_{6035}/\tau_{1667} \cong 4 \times 10^{-2}. \quad (5)$$

Then Eq. (2) gives $T_{\text{rot}} = 30$ K provided $T_{\text{ex}1667} = T_{\text{ex}6035}$. Note that T_{rot} is not very sensitive to possible variations of Δv , T_{ex} and pathlength ratios: e.g., suppose

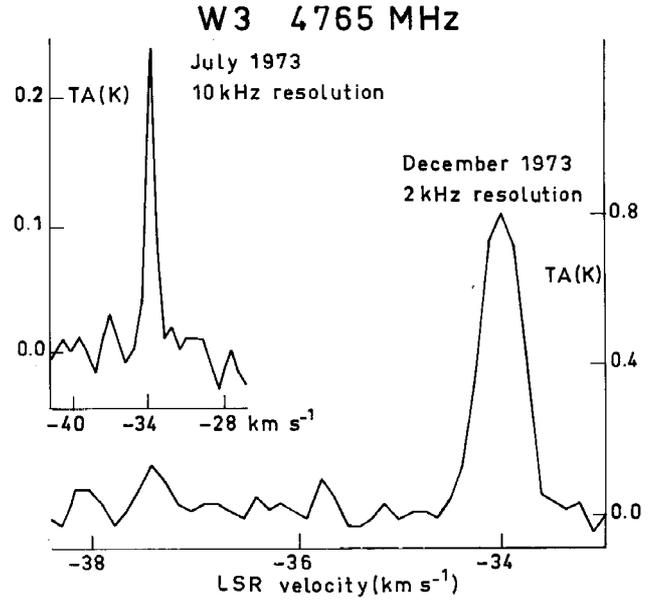


Fig. 5. Spectra of the $J=1/2, F=1 \rightarrow 0$ transition in W3 observed with the linearly polarized feed in July and December 1973

the T_{ex} ratio varies between 0.1 and 10, then $20 \text{ K} < T_{\text{rot}} < 75 \text{ K}$. Recent CO observations in the direction of W3 (Liszt, 1973; Wilson *et al.*, 1974) indicate a kinetic temperature of about 20 K assuming the CO lines are collisionally excited, i.e. if $n_{\text{H}+\text{H}_2} > 10^3 \text{ cm}^{-3}$. The size of the CO cloud is ~ 20 arcmin (Wilson *et al.*, 1974). The dimension of the H_2CO cloud is about 15 arcmin (Dickel, 1973; Chaisson, private communication). The OH cloud has probably about the same extension otherwise Fig. 5 would show emission beyond the continuum extension which is about 8 arcmin in right ascension. Taking a value of 15 arcmin for the cloud extension (the beam is then almost filled by the cloud) and $T_{\text{ex}} = 25$ K we derive from Eq. (1) $0.25 < \tau_{1667} < 0.6$ in agreement with the approximate value found above. The column density at 1667 MHz gives

$$N_{\text{OH}} = 4.24 \times 10^{10} \tau_{1667} T_{\text{ex}} \Delta v_{\text{Hz}} \text{cm}^{-2} \cong 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}, \quad (6)$$

where we have taken 5 km s^{-1} for the linewidth. Mezger and Henderson (1967) and Reifenstein *et al.* (1970) found that W3 is at a distance of ~ 3 kpc. Thus the volume density in a cloud of 15 arcmin (13 pc) is estimated to be $n_{\text{OH}} \cong 10^{-4} \text{mol cm}^{-3}$.

Hydrogen in dense molecular clouds is believed to be mostly molecular. Therefore the OH/H I ratio can be much larger than 10^{-8} to 10^{-7} as given by Goss (1968) for H II regions. Our observations preclude any detailed determination of the H I column density. Nevertheless a limit can be derived from the relation

$$N_{\text{H}} (\text{cm}^{-2}) = 1.8 \times 10^{+18} T_s \tau(v) \Delta v (\text{km s}^{-1}), \quad (7)$$

where T_s is the spin temperature. As stated above for Fig. 1a and b the emission profiles give $T_s < 60$ K. On the other hand if the observed H I is associated

with the W3 cloud $T_s = T_k = 20$ K. In this case, assuming the H I and OH clouds to have the same kinematics, Δv might be as low as the OH linewidth (5 km s^{-1}). Note that we can only estimate a lower limit of τ . Thus for $\tau > 3.5$, $20 \text{ K} < T_s < 60 \text{ K}$ and $\Delta v > 5 \text{ km s}^{-1}$ $N_{\text{HI}} > 6 \times 10^{20} \text{ atoms cm}^{-2}$ and $\text{OH}/\text{H I} < 10^{-5}$. For dust clouds Knapp (1972) indicates a mean ratio $\langle \text{OH}/\text{H I} \rangle = 10^{-5}$. Analysis of H α isophotes obtained by Ishida and Kawajiri (1968) together with radio brightness observed by Wynn-Williams (1971) and Sullivan and Downes (1973) show that the visual extinction in front of the H II components W3 B (according to Wynn-Williams' notations) and W3 N are respectively 14 to 15 mag and 12 mag. Using near-infrared techniques Sibille (private communication) has deduced a visual extinction of 19 ± 4 mag in front of W3 A. Assuming that in the W3 region the mean relationship between gas and visual extinction is

$$\int n dl / \Delta v = 17 \times 10^{20} \text{ atoms cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (8)$$

as in areas of low obscuration (e.g. Knapp and Kerr, 1974) we deduce $\int n dl = 2$ to $2.5 \times 10^{22} \text{ atoms cm}^{-2}$, and for $\int dl = 6.5 \text{ pc}$, $\langle n \rangle \geq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and $M \geq 3 \times 10^4 M_{\odot}$. According to the CO results n cannot be much less than 10^3 cm^{-3} . The physical conditions in the cloud ($T_k \cong 20 \text{ K}$, $\langle n \rangle = 10^3 \text{ cm}^{-3}$) imply a Jeans length

$$\lambda = 6 \times 10^7 (T/\mu q)^{1/2} \text{ cm}, \quad (9)$$

where μ is the atomic or molecular weight and q is the density; for atomic hydrogen $\lambda = 2.1 \text{ pc}$ and for molecular hydrogen $\lambda = 1.5 \text{ pc}$, which suggests a gravitational instability in the molecular cloud since its observed size is greater than λ .

In a discussion about molecular hydrogen in H I regions, Hollenbach *et al.* (1971) relate the fractional abundance of H_2 to the density (n) and to the optical depth (τ_v) due to dust. In particular if $10^{-4} n^2 \tau_v \exp(5\tau_v) \gg 1$, which applies to the physical conditions of the cloud in W3, hydrogen is mainly molecular and:

$$N_{\text{HI}} = 8.5 \times 10^{22} n^{-1} \text{ cm}^{-2}. \quad (10)$$

Taking $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ one gets $N_{\text{HI}} \cong 10^{20} \text{ atoms cm}^{-2}$ which is to be compared with our observations. The observed value $N_{\text{HI}} > 6 \times 10^{20} \text{ atoms cm}^{-2}$ implies that hydrogen atoms are mainly confined in the Perseus arm and thus are not associated with the molecular cloud. However the model of Hollenbach *et al.* (1971) applies only to clouds in which destruction and formation of H_2 have reached equilibrium. The situation would be different for a collapsing cloud. The free fall time of a cloud is

$$|t| = (3\pi/32G\rho)^{1/2} \text{ or } (5 \times 10^7/\sqrt{n}) \text{ years}. \quad (11)$$

Following Hollenbach *et al.* (1971), the rate of formation of H_2 is

$$\frac{dn_{\text{H}_2}}{dt} = 3 \times 10^{-10} n_{\text{HI}} n \text{ cm}^{-3} \text{ years}^{-1} \quad (12)$$

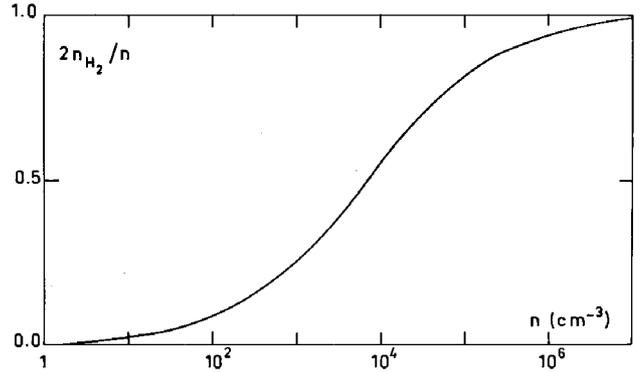


Fig. 6. Fraction $f = 2n_{\text{H}_2}/n$ of hydrogen in molecular form in a cloud undergoing gravitational collapse. Molecular dissociation has been neglected and f is an upper limit

with

$$n = n_{\text{HI}} + 2n_{\text{H}_2}. \quad (13)$$

Assuming that destruction of H_2 molecules is negligible we can derive an upper limit for n_{H_2} . In addition if we assume that the cloud was devoid of H_2 molecules at the beginning of the collapsing phase, Eqs. (11)–(13) give

$$f = 2n_{\text{H}_2}/n = 1 - (2C\sqrt{n})^{-1} + (8C^2n)^{-1} [1 - \exp(-4C\sqrt{n})], \quad (14)$$

where $C = 7.5 \times 10^{-3}$ in cgs units. Figure 6 represents the ratio f as a function of the density n and shows that the main constituent of a cloud undergoing collapse is atomic hydrogen for densities smaller than 10^4 cm^{-3} . If the W3 cloud (or fragments of it) is collapsing the fraction of atomic hydrogen could account for the column densities deduced from the absorption profiles. Another way of explaining a large amount of atomic hydrogen in the molecular cloud without invoking collapse would be the presence of a large UV radiation field. Note that the detection of a carbon recombination line (Gordon and Churchwell, 1970) at a velocity of -40 km s^{-1} in the direction of W3 suggests that such a field is present. Although we cannot exclude the presence of cold atomic hydrogen at -40 km s^{-1} along the line of sight, the good coincidence of the H I and molecular line velocities tends to support that most of the atomic hydrogen is related to the molecular cloud.

C) OH Emission

Table 1 brings together data about the OH emission features observed in this work, the H_2O maser and IRS 5.

1665 MHz Emission at -40 and -44.5 km s^{-1}

Our right ascension measurement for the -40 km s^{-1} OH feature ($2^{\text{h}} 21^{\text{m}} 50^{\text{s}} \pm 5^{\text{s}}$) and the good agreement

Table 1

Source	Transition	Frequency MHz	Velocity km s ⁻¹	R.A. (1950.0) h m s	Dec (1950.0) ° ' "	Notes
OH	² π _{3/2} , J=3/2, F=1→2	1612	-37	2 21 52±20	61 52±15	a)
		1665 LC	-40	2 21 50±5	61 52±15	a)
	F=1→1	LC	-44.5	2 21 57±8	61 52±15	b)
		1720 RC	-42	2 21 46.4±0.4	61 52 17±3	a,c)
OH	² π _{1/2} , J=1/2, F=1→0	4765	-34	point source \star ?		d)
			-37	point source \star ?		e)
H ₂ O	J=6 ₁₆ -5 ₂₃	22235	-38/-41	2 21 52.9±0.2	61 52 22±2	f)
IRS 5	Infrared source			2 21 53.2±0.3	61 52 21±2	g)

a) Rydbeck *et al.* (1973) and this work.

b) This feature, although contaminated by the W3 (OH) emission, is resolved (see text).

c) Position from Wynn-Williams *et al.* (1974).

d) According to Rickard (private communication) the central position of this feature is R.A. (1950.0)=2^h 21^m 58±2^s, Dec (1950.0)=61° 52' 59±23".

e) This feature is not associated with the 1720 MHz position (Rickard, private communication).

f) Position from Hills *et al.* (1972).

g) Position from Wynn-Williams *et al.* (1972).

between the OH and the H₂O velocities suggest that IRS 5 is an OH/H₂O maser source. The -40 km s⁻¹ feature shows a 1665/1667 peak line ratio much greater than 5/9 for either sense of polarization (Fig. 2). The 1665 MHz LC polarization is 60%±10%.

Enhancement of the 1665 MHz transition can be explained by means of radiative and/or collisional pumping models. Among radiative processes, UV pumping can be ruled out because of its low efficiency and because of the limited range of kinetic temperature accounting for the prevalence of the 1665 MHz line over the three other 18 cm lines (Turner, 1970a). Burdjuzha (1973) suggests that stronger emission at 1665 MHz than at 1667 MHz is obtained by the simultaneous absorption of resonant FIR photons at 53.3 μ and 34.6 μ. Note that after extrapolation of the IR energy distribution of IRS 5 (Wynn-Williams *et al.*, 1972) the 53 and 35 μ fluxes from IRS 5 are greater by an order of magnitude than the 1665 MHz flux. Collisional mechanisms as discussed by Gwinn *et al.* (1973) can also lead to 1665 and 1667 MHz line emission. In collisions of OH with H₂ ground-state OH inversion is obtained for 20 K ≳ T_k ≳ 100 K, 10² ≳ n ≳ 10⁸ cm⁻³ and enhancement of the 1665 MHz line follows from trapping of volume generated and/or external FIR radiation.

1720 MHz Emission at -42 km s⁻¹

The 1720 MHz emission feature observed in 1973 at Onsala and Nançay (2 to 3 Jy) is strongly RC polarized. This feature is to be compared with the detection in August/September 1969 of an 11 Jy feature at -40.83 km s⁻¹, (Turner, 1970b). Observations made by Weaver *et al.* (1968) in the direction of W3 (OH) show 1667 MHz absorption but no emission at 1720 MHz around -41 km s⁻¹ in the 30 arcmin beam covering positions reported in Table 1 as well as Turner's position. It is thus probable that the 1720 MHz source is variable.

Litvak (1969) shows that when FIR radiation is trapped within the gas, the 1720 MHz transition is inverted for n_{OH}lv/Δv ≃ 10²¹ to 10²² cm⁻². Then τ₁₂₆ cm⁻¹ ≃ 10 to 100 and n ≳ 3 × 10⁵ to 3 × 10⁶ cm⁻³. Harper (1974) shows that W3 can be considered as a 77 K blackbody in the 44 to 186 μ range. Unfortunately because of the large size of the beam (5 arcmin) we cannot tell if some FIR flux is associated with the 1720 MHz source. Note that Wynn-Williams *et al.* (1974) did not find any source with a flux density > 6 Jy at 10 μ and > 100 Jy at 20 μ within 10" of the 1720 MHz source.

4765 MHz Emission at -34 and -37 km s⁻¹

The main 4765 MHz emission feature occurs at a radial velocity of -34 km s⁻¹ where no other molecular features are seen except a weak H₂O emission feature (Turner *et al.*, 1970; Sullivan, 1971). We did not detect the 4660 and 4750 MHz hyperfine transitions in W3, and derived that the F=1→0/F=0→1 and F=1→0/F=1→1 relative line intensities are respectively 9 and 6 which is to be compared with the LTE ratios 1 and 0.5.

Recent 6 cm observations made by Rickard *et al.* show that the 4765 MHz source is complex and is rather associated with the W3(A) condensation (Wynn-Williams, 1971). Moreover, the detection of the 4765 MHz hyperfine transition is not reported in measurements made by Zuckerman and Palmer (1970). Thus, just as in the case of the 1720 MHz source, we suggest that the stronger 4765 MHz source is variable.

The 4765 MHz sources detected in W3 can be excited by UV radiation as proposed by Litvak *et al.* (1969). This is consistent with the likely spatial association of the -34 and -37 km s⁻¹ features with W3(A)/IRS 1 (Rickard, private communication) since one expects, from IR properties (Harper, 1974), a hot stellar system to be embedded within W3(A). As in the case of the 1720 MHz line the 4765 MHz line can also be inverted

by FIR photons (Litvak *et al.*, 1969). However neither 4765 MHz feature in W3 is correlated with the 1720 MHz source both in velocity and position (cf. Table 1). Collisional dissociation of water can also be invoked for pumping the OH (Gwinn *et al.*, 1973). Observations seem to rule out the Gwinn *et al.* model since emission and no absorption is seen at 6 cm. Nevertheless the 6 cm OH properties may be explained by some combination of radiative pumping (responsible for the 4765 MHz emission) and collisional pumping (responsible for the absence of $F=0 \rightarrow 1$ and $F=1 \rightarrow 1$ emission). In this regard interferometer localization of the H₂O features around -34 and -37 km s⁻¹ is highly desirable.

Weak Emission Sources and Variability in Main Sources

At present much less data are available for the weaker emission sources occurring at -37 km s⁻¹ (1612 and 4765 MHz) and at -44.5 km s⁻¹ (1665 MHz). It would be very interesting to map these features in order to know if they are related to the three main separate OH sources and to the H₂O seen in the $-33/-44$ km s⁻¹ velocity range.

We finally mention that time variations in the -42 and -34 km s⁻¹ sources tend to show that they are partially saturated or unsaturated masers. Using $W_m/W_c < 1$ as an estimate of the unsaturated regime (Litvak, 1972) where W_m and W_c are respectively the microwave transition rate and collision rate, we derive at the 3 kpc distance of W3 that the 1720 and 4765 MHz sources should be greater than about 10^{16} cm, assuming that the solid angle of interaction of the maser beam with the gas is $\sim 4\pi$ and that $n = 10^6$ cm⁻³. The characteristic periods of changes in intensity should also be determined to put some constraint on the physical size of the sources.

Acknowledgements. The 18-cm line receiver was built under a USSR-France Cooperation and equipped with a room-temperature parametric amplifier on loan from the Max-Planck-Institut für Radioastronomie at Bonn. We acknowledge the assistance of the staffs at the Hat Creek and Nançay Observatories. We thank Drs. E. J. Chaisson, M. Morris, L. J. Rickard and Prof. O. E. H. Rydbeck for correspondence and communication of results prior to publication.

References

- Baudry, A. 1974, *Astron. & Astrophys.* **33**, 381
 Burdjuza, V. V. 1973, *Astrophys. Letters* **15**, 189
 Dickel, H. R. 1973, in *Interstellar Dust and Related Topics*, ed. by Greenberg and Van de Hulst
 Gordon, M. A., Churchwell, E. 1970, *Astron. & Astrophys.* **9**, 307
 Goss, W. M. 1968, *Astrophys. J. Suppl.* **15**, 131
 Gwinn, W. D., Turner, B. E., Goss, W. M., Blackman, G. L. 1973, *Astrophys. J.* **179**, 789
 Harper, D. A. 1974, *Astrophys. J.* **192**, 557
 Hills, R., Janssen, M. A., Thornton, D. D., Welch, W. J. 1972, *Astrophys. J.* **175**, L59
 Hollenbach, D. J., Werner, M. W., Salpeter, E. E. 1971, *Astrophys. J.* **163**, 165
 Ishida, K., Kawajiri, K. 1968, *Publ. Astron. Soc. Japan* **20**, 95
 Knapp, G. R. 1972, Ph. D. Thesis
 Knapp, G. R., Kerr, F. J. 1974, *Astron. & Astrophys.* **35**, 361
 Liszt, H. S. 1973, Ph. D. Thesis
 Litvak, M. M. 1969, *Astrophys. J.* **156**, 471
 Litvak, M. M. 1972, in *Atoms and Molecules in Astrophysics*, ed. by Carson and Roberts, Academic Press, p. 201
 Litvak, M. M., Zuckerman, B., Dickinson, D. F. 1969, *Astrophys. J.* **156**, 875
 Mezger, P. G., Henderson, A. P. 1967, *Astrophys. J.* **147**, 471
 Minn, Y. K., Greenberg, J. M. 1973a, *Astron. & Astrophys.* **22**, 13
 Minn, Y. K., Greenberg, J. M. 1973b, *Astrophys. Letters* **13**, 39
 Reifstein, E. C. III, Wilson, T. L., Burke, B. F., Mezger, P. G., Altenhoff, W. J. 1970, *Astron. & Astrophys.* **4**, 357
 Rickard, L. J., Zuckerman, B., Palmer, P. 1975, *Astrophys. J.* **200**, 6
 Rieu, N. Q., Winnberg, A., Guibert, J., Lepine, J., Johansson, L. E. B., Goss, W. M. 1975 (preprint)
 Rubin, R. H., Mezger, P. G. 1970, *Astron. & Astrophys.* **5**, 407
 Rydbeck, O. E. H., Elder, J., Yngvesson, K. S. 1973, Department of Electrical and Computer Engineering, University of Massachusetts, Report No. P15
 Sullivan, W. T. III 1971, *Astrophys. J.* **166**, 321
 Sullivan, W. T. III, Downes, D. 1973, *Astron. & Astrophys.* **29**, 369
 Turner, B. E. 1970a, *J. Roy. Astron. Soc. Canada* **64**, 221 and 282
 Turner, B. E. 1970b, *Astrophys. Letters* **6**, 99
 Turner, B. E., Buhl, D., Churchwell, E. B., Mezger, P. G., Snyder, L. E. 1970, *Astron. & Astrophys.* **4**, 165
 Weaver, H., Dieter, N. H., Williams, D. R. W. 1968, *Astrophys. J. Suppl.* **16**, 219
 Westerhout, G. 1975, The Maryland-Green Bank Galactic 21-cm Line Survey, 3rd ed. (in preparation)
 Wilson, W. J., Schwartz, P. R., Epstein, E. E., Johnson, W. A., Etcheverry, R. D., Mori, T. T., Berry, G. G., Dyson, H. B. 1974, *Astrophys. J.* **191**, 357
 Wynn-Williams, C. G. 1971, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **151**, 397
 Wynn-Williams, C. G., Becklin, E. E., Neugebauer, G. 1972, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **160**, 1
 Wynn-Williams, C. G., Werner, M. W., Wilson, W. J. 1974, *Astrophys. J.* **187**, 41
 Zuckerman, B., Ball, J. A. 1974, *Astrophys. J.* **190**, 35
 Zuckerman, B., Palmer, P. 1970, *Astrophys. J.* **159**, L197
- J. Crovisier
 R. Fillit
 I. Kazès
 Département de Radioastronomie
 Observatoire de Meudon
 F-92190 Meudon, France
- A. Baudry
 Observatoire de l'Université de Bordeaux
 F-33270 Floirac, France

V.3 UNE RECHERCHE SYSTEMATIQUE DE NUAGES OH GALACTIQUES DANS LA DIRECTION DE SOURCES EXTRAGALACTIQUES (article V)

Nous avons recherché les raies en absorption à 1667 et 1665 MHz du radical OH dans la direction d'un échantillon de radiosources continuum extragalactiques sélectionnées parmi celles déjà étudiées à Nançay en absorption à 21 cm. 62 directions ont ainsi été observées avec la grande surface du radiotélescope d'Arecibo (Porto-Rico). Des nuages OH n'ont été détectés que dans 6 directions : deux déjà connues, 3C 123 (Goss, 1968) et 3C 409 (Nguyen-Q.-Rieu et al., 1976), et quatre nouvelles, 3C 131, 3C 133, 3C 154 et 3C 410. Aucun nuage sombre n'est apparent dans ces directions, sauf vers 3C 123 ($A_V \sim 2$ mag) et vers 3C 133 (à 10' du centre du nuage sombre Lynds 1544). Ces nuages OH correspondent donc plutôt à des nuages diffus. La densité de colonne de OH ne peut être calculée à partir de ces observations, car la température d'excitation de la molécule est inconnue. Si l'on admet cependant que la température d'excitation mesurée par Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976) vers 3C 123 - ~ 5 K - est caractéristique des nuages diffus, alors $N_{OH} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ dans les nuages observés. La comparaison avec les densités de colonne mesurées pour HI conduit à des abondances moyennes de $N_{OH} / N_{HI} \sim 2 \times 10^{-8}$ pour le milieu nuage dans son ensemble, et de $\sim 1.7 \times 10^{-7}$ pour les nuages où OH a été détecté, ce qui est bien plus faible que l'abondance de OH dans les nuages sombres typiques ($\sim 10^{-5}$). Aucune corrélation n'a été remarquée entre la présence de OH et la température de spin de HI obtenue par comparaison des profils d'absorption et d'émission à 21 cm.

A Survey of Galactic OH Clouds in the Direction of Extragalactic Sources

I. Kazès, J. Crovisier and D. Aubry

Département de Radioastronomie, Observatoire de Meudon, F-92190 Meudon, France

Received November 30, 1976

Summary. A survey of galactic absorption in the main lines of OH at 18 cm has been carried out with the Arecibo radio telescope towards 62 extragalactic radio sources. OH clouds were detected in 6 directions. Assuming a uniform distribution, we deduce from a statistical analysis a mean column density $N_{\text{OH}} \sim 3 \cdot 10^{12} / |\sin b| \text{ cm}^{-2}$ and an OH abundance of $2 \cdot 10^{-8}$ for the cloud medium (an OH excitation temperature of 5 K has been assumed). For a given direction in the sky, the probability of finding such an OH cloud is $1/30|\sin b|$. In the detected OH clouds, $N_{\text{OH}} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; $N_{\text{OH}}/N_{\text{HI}} \sim 1.3 \cdot 10^{-7}$, significantly less than for dust clouds. This discrepancy is attributed to the difficulty in estimating column densities of neutral and molecular hydrogen related to dust and OH clouds. In contrast to dust clouds the rather weak visual extinction towards these OH clouds suggests that we are dealing here with diffuse clouds.

Key words: diffuse clouds — dust clouds — H I clouds — interstellar matter — OH molecule

I. Introduction

In the interstellar medium, radiation from the OH molecule is detected in point sources emitting strong maser lines generally associated with compact H II regions and infrared stars, or in diffuse and extended clouds. It has been shown that OH is present in dense and dark clouds (Heiles, 1968), and in H I clouds (Verschuur, 1971), but it was not detected in the intercloud medium (Knapp and Kerr, 1972).

Interstellar OH absorption can be studied in the direction of continuum radio sources. Absorption surveys in the galactic plane have been undertaken by Goss (1968), Turner (1970) and Caswell and Robinson (1974); they were carried out towards galactic sources

of low galactic latitudes. The study of the galactic OH distribution and physical properties encounters several difficulties: a) part of the absorbing OH may be physically associated with the continuum source; b) in the line of sight of these low galactic latitude sources, only the OH near the galactic plane is taken into account; c) the spatial extension of galactic sources and the contribution of the galactic continuum background complicate the transfer equation. These difficulties may be circumvented if one studies the OH absorption in the interstellar medium towards extragalactic continuum sources at high and intermediate galactic latitudes.

Such a study has already been carried out by Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976). The main purpose of these authors was not to observe a large and homogeneous sample of extragalactic sources and therefore their work can difficultly be used as a basis for a statistical approach of the OH distribution in the interstellar medium.

In this paper we present the results of a search for OH, in the main lines at 18 cm, towards 62 extragalactic sources selected from the Nançay H I absorption survey (Crovisier et al., 1977). One of the first aims of the OH survey was to look for a correlation between OH absorption and deep H I features of low spin temperature, suggestive of dense and perhaps molecular clouds. We have observed the most intense continuum sources and the results are analysed statistically in order to study the OH column density and abundance in the interstellar medium (Section IV). The relationship between standard dust clouds and the OH clouds we have detected will then be discussed (Section V).

II. The Observations

The observations were carried out in June 1976 with the Arecibo radio telescope. We used a linearly polarized feed which illuminated an area of 213 m in diameter. The half-power beam width was $3.0'$. The beam efficiency was 43% (Gary, private communication) and the sensitivity was about 3 K Jy^{-1} , depending on the zenithal

Table 1. List of sources investigated

Source	R.A. h m s	Dec. ° ' "	<i>l</i> °	<i>b</i> °	σ^a 10 ⁻² K	T_A^b K	
38+09	3C 19.0	0 38 14.6	9 46.9	118.72	-52.73	13	13.1
124+08	4C 79.37	1 24 45.5	28 59.1	137.73	-52.56	15	4.0
125+25	3C 42.0	1 25 42.2	28 47.3	132.68	-33.12	16	7.9
219+08	3C 64	2 19 19.5	8 13.3	157.84	-48.18	17	5.4
221+27	3C 67.0	2 21 18.0	27 36.5	146.89	-30.68	17	7.8
255+05	3C 75.3	2 55 5.1	5 50.7	170.32	-44.88	16	10.9
305+03	3C 78.0	3 5 48.7	3 55.3	174.92	-44.48	16	18.0
307+16	3C 79.0	3 7 11.4	16 54.6	164.21	-34.67	21	22.5
316+16	CTA 21	3 16 54.1	16 17.7	166.70	-31.57	21	22.5
325+02	3C 89.0	3 25 18.9	2 23.4	181.03	-41.99	16	10.8
333+32	4C 32.14	3 33 22.5	32 8.6	159.06	-18.74	15	11.3
345+33	3C 93.1	3 45 35.5	33 44.1	160.09	-15.89	18	6.5
356+10	3C 93	3 56 11.0	10 17.7	179.89	-31.02	19	16.4
428+20	PKS	4 28 6.6	20 31.2	176.86	-18.53	20	10.9
430+05	3C 120	4 30 31.5	5 15.0	190.42	-27.37	23	24.7
* 433+29	3C 123.0	4 33 55.2	27 34.2	170.63	-11.63	30	135.0
* 456+31	3C 131.0	4 50 10.5	19 25.3	177.78	-9.88	19	14.0
* 459+25	3C 133.0	5 05 12.2	25 12.2	177.78	-9.88	19	14.0
507+29	4C 29.17	5 7 30.4	29 5.2	175.64	-6.21	18	4.1
516+27	4C 27.15	5 16 27.0	27 40.7	177.94	-5.43	17	3.8
518+16	3C 138.0	5 18 16.5	16 35.4	187.46	-11.31	11	32.1
531+19	DM	5 31 47.4	19 25.3	186.81	-7.08	19	18.4
600+22	4C 22.12	6 0 50.5	22 0.9	188.10	0.43	15	6.7
616+26	4C 15.0	6 16 48.2	6 5.0	185.64	4.04	14	9.9
622+14	4C 14.18	6 22 56.5	14 42.0	197.04	1.14	13	7.7
711+14	3C 175.1	7 11 14.5	14 41.5	202.34	11.56	13	5.9
802+24	3C 192.0	8 2 35.1	24 18.6	197.96	26.44	16	11.8
851+14	3C 223.1	8 51 54.0	14 17.3	213.59	33.61	15	9.3
939+14	3C 225.0	9 39 30.3	14 0.2	219.97	44.04	14	8.6
1055+07	3C 237.0	10 5 22.1	7 45.0	232.12	46.65	14	17.2
1226+02	3C 273.0	12 25 32.9	2 19.6	289.98	64.36	35	115.1
1354+19	4C 19.44	13 54 42.3	19 32.7	8.96	73.04	11	6.1
1502+26	3C 310.0	15 2 48.0	26 12.6	38.47	60.21	16	9.9
1511+25	3C 315.0	15 11 31.0	26 18.6	39.34	58.31	17	9.4
1517+20	3C 318.0	15 17 53.7	20 26.9	29.62	55.42	11	7.1
1622+23	3C 336.0	16 22 32.5	23 52.1	41.38	42.10	15	7.6
1648+05	HER A	16 48 40.1	5 4.5	23.04	28.94	27	100.0
1716+00	DM	17 16 49.9	9 40.2	22.54	20.66	16	5.9
1756+13	4C 13.65	17 56 13.2	13 28.7	39.31	17.72	19	17.0
1759+13	4C 13.66	17 59 21.5	13 51.4	40.01	17.19	17	5.1
1821+01	4C 21.55	18 21 32.4	1 46.7	31.42	6.91	19	7.3
1829+20	4C 23.56	18 29 17.9	29 4.9	57.51	16.89	19	6.5
1830+28	4C 23.45	18 30 52.1	28 31.3	57.11	16.35	17	9.3
1833+32	3C 382.0	18 33 11.5	32 39.2	61.30	17.04	13	11.8
1835+13	4C 13.67	18 35 12.7	13 28.1	43.50	9.16	16	5.9
1836+17	3C 385.0	18 36 12.4	17 5.2	46.97	10.55	17	13.5
1843+09	3C 390.0	18 43 15.4	9 50.5	41.11	5.77	17	12.8
1922+33	4C 33.48	19 22 25.1	33 23.6	66.39	8.38	18	11.1
1949+02	3C 403.0	19 49 43.9	2 22.7	42.27	-12.31	18	14.1
1958+25	PKS	19 58 59.3	25 45.0	63.71	-2.31	19	1.4
* 2013+23	3C 409.0	20 12 18.2	23 25.7	63.40	-6.12	19	39.2
* 2018+29	3C 410.0	20 18 3.3	29 32.6	69.21	-3.76	14	29.0
2023+31	4C 31.56	20 21 16.6	31 42.8	61.39	-41.33	14	4.1
2121+24	3C 433.0	21 21 30.6	24 51.3	74.48	-17.69	18	28.3
2141+27	3C 436.0	21 41 58.0	27 56.5	80.18	-18.76	14	8.6
2145+15	3C 437.0	21 45 1.3	15 6.8	70.88	-28.38	22	10.0
2203+29	3C 441.0	22 3 49.2	29 14.8	84.94	-20.92	15	8.2
2230+11	4C 11.59	22 30 7.7	11 28.4	77.44	-38.58	14	12.1
2287+11	4C 11.71	22 47 21.2	11 19.3	81.62	-21.33	12	4.1
2251+15	3C 454.3	22 51 29.4	15 52.9	86.11	-38.18	16	30.4
2251+24	4C 24.61	22 51 44.6	24 29.5	81.72	-30.90	16	5.9
2318+23	3C 469.0	23 18 59.9	23 30.1	97.76	-34.65	11	4.4

* Indicates that OH absorption was detected towards the source
^a rms noise fluctuation for both 1667 and 1665 MHz spectra
^b Continuum antenna temperature of the source at 18 cm

angle. The system temperature was around 120 K. We used a 1008-channel one-bit autocorrelation spectrometer which was split into two equal parts to observe simultaneously the 1667 and 1665 MHz OH lines. The channel spacing was 1.22 kHz and the frequency resolution 1.47 kHz (0.26 km s⁻¹). The observations were made by frequency switching the first local oscillator in such a way that both lines appear twice in the bandpass. The effective velocity coverage (55 km s⁻¹) was sufficient to include the H I absorption features obtained from the Nançay H I absorption survey for each source. Before each line measurement drift scans were taken across the source in order to measure its continuum antenna temperature and to check its position. The receiver was checked every day by observing 3 C 123. Spectra were obtained by tracking the corrected positions of the sources continuously during times ranging from 30 to 90 min. The data were stored by a Datacraft 6024/4 on-line computer. The information was then analysed with a CDC 3300 computer and finally the

two lines resulting from the frequency switching procedure were added and plotted. The sensitivity to narrow features was slightly improved by removing a polynomial baseline. When no signal was visible, the spectra were smoothed to a resolution of 13 kHz and examined again. Taking the sensitivity dependence on the zenithal angle into account, a slight corrective was applied to the final data and all the antenna temperatures were reduced to the zenith.

III. The Results

We observed 62 radio sources selected from the Nançay H I absorption survey and listed in Table 1. With a resolution of 1.47 kHz our detection limit was of the order of 0.2 Jy (3 σ). Absorption was detected in front of only six sources. Their spectra are shown on Figures 1–7 and the deduced characteristics of their absorption features are presented in Table 2.

Notes to individual sources:

3 C 123. Absorption in front of this source was first reported by Goss (1968). The OH satellite lines and the structure of the main-line features were studied by Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976). We also observed this source but with two frequency resolutions: 1.47 kHz (Fig. 1) and 0.37 kHz (0.07 km s⁻¹) shown on Figure 2. The high-resolution spectra reveal that the lines are a blend of at least three main features.

3 C 133. This source yields one of the strongest absorptions ever found for OH lines: 20% at 1667 MHz, corresponding to an optical depth of 0.22. The line consists of a single feature which does not seem to be a blend at our 1.47 kHz resolution.

3 C 154. No 1665 MHz absorption is visible. Unfortunately our spectra rely on a single observation. However Nguyen-Q.-Rieu (private communication) reports an absorption feature at 1667 MHz at the same velocity, and from the H I survey, there is a corresponding H I feature.

3 C 409. OH absorption at 1667 MHz was already reported by Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976). The line seems to be complex.

3 C 410. Although the signal-to-noise ratio is poor, there are two distinct features at 1667 MHz which each have H I counterparts.

It should be noted that in every case, the line is either a single narrow feature, or a blend of several narrow features (half-intensity widths generally less than 1 km s⁻¹).

The spectra of 3 C 123 and 3 C 133 have good signal-to-noise ratios and their line-intensity ratios T_{1667}/T_{1665} are significantly greater than the expected upper value of 1.8 for thermal equilibrium. A feed efficiency slightly better ($\sim 10\%$) at 1667 than at 1665 MHz could explain this effect. However, Conklin (private communication) estimates the maximum gain difference to be 7% and more

Table 2. OH and H I line parameters for the detected clouds

Source	OH line MHz	Peak τ 10^{-3}	Corresp. velocity km s^{-1}	$\int \tau dv$ kHz	$N_{\text{OH}}/T_{\text{ex}}$ $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$	H I spin temp. K	$\tau_{\text{H I}}$	$N_{\text{H I}}$ 10^{20} cm^{-2}	$N_{\text{OH}}/N_{\text{H I}}$ ^a 10^{-8}
3 C 123	1667	89 ± 2 76 ± 2	4.4 } 5.3 }	0.881 ± 0.012	3.55 ± 0.05	64	2.	9.1	19.5
	1665	45 ± 2 34 ± 2	4.4 } 5.3 }						
3 C 131	1667	69 ± 14	7.0	0.350 ± 0.045	1.41 ± 0.18	62	> 3.	> 8.	< 9.
	1665	50 ± 14	7.2	0.150 ± 0.045					
3 C 133	1667	218 ± 11	7.7	0.767 ± 0.031	3.09 ± 0.12	95	1.	4.3	35.9
	1665	88 ± 11	7.7	0.326 ± 0.031					
3 C 154	1667	71 ± 14	- 2.2	0.220 ± 0.034	0.89 ± 0.14	138	1.	9.9	4.5
	1665	33 ± 14	- 2.2	0.046 ± 0.034					
3 C 409	1667	21 ± 4	15.3	0.157 ± 0.020	0.63 ± 0.08	108	1.	8.4	3.7
	1665	18 ± 4	15.3	0.070 ± 0.020					
3 C 410	1667	19 ± 5	6.6 }	0.174 ± 0.022	0.70 ± 0.09	102	2.5	13.8 }	2.1
		14 ± 5	11.0 }			66	0.7		
	1665	8 ± 5 9 ± 5	6.4 } 11.4 }	0.073 ± 0.022					
Average	1667				1.71	90		9.6	13.1

^a An excitation temperature of 5 K has been assumed for OH

likely 4%. Therefore the excitation temperature may be different for the two main lines.

From the high-resolution spectra of 3 C 123, we measured the difference in frequency of the two OH main lines. The 1667 MHz spectrum was shifted and fitted to the 1665 MHz spectrum by a least-square method. The shift in frequency corresponding to the least square residual leads to a difference of 1956.94 ± 0.06 kHz, the rms error being estimated by a Monte Carlo method. This figure is not significantly different from the value 1957.19 ± 0.20 kHz deduced from laboratory measurements (ter Meulen and Dynamus, 1972) or the value $1957.16^{+0.29}_{-0.16}$ kHz found by Turner (1973) in dust clouds.

IV. OH Column Density and Abundance

We will now attempt to derive the OH column density in front of the observed sources. When a point source is observed, the optical depth τ can be derived from

$$\Delta T_{\text{OFF}} - \Delta T_{\text{ON}} = T_A (1 - e^{-\tau}) \quad (1)$$

either at 1667 or 1665 MHz, where T_A is the continuum antenna temperature of the source, ΔT_{ON} the observed antenna temperature of the source and ΔT_{OFF} the antenna temperature of the line which would be observed in the absence of the source (the so-called expected profile).

In contrast with what happens for the 21-cm H I line, the 18 cm OH expected profiles are very weak and generally undetectable in common observations. Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976) measured $\Delta T_{1667} < 0.02$ K near the directions of three extragalactic sources absorbed by OH. Nevertheless, they found $\Delta T_{1667} = 0.08$ K near 3 C 123, in a patchy region of moderately absorbing

dust clouds. Verschuur (1971) measured $\Delta T_{1667} \sim 0.1$ K towards two intermediate velocity clouds, and $\Delta T_{1667} \sim 0.05$ K towards two standard H I clouds. Knapp and Kerr (1972) found $\Delta T_{1667} < 0.05$ K for the intercloud medium. In our observations no attempt was made to measure ΔT_{OFF} with the Arecibo radio telescope. In the following, we will assume that the OH expected profile at 1667 MHz is negligible with respect to the noise (> 0.1 K) of our spectra.

The column density may be computed from

$$N_{\text{OH}} = 4.03 \cdot 10^{13} T_{\text{ex}} \int \tau_{1667}(v) dv, \quad (2)$$

where dv is in kHz, N_{OH} is the column density in cm^{-2} of the OH molecule in the ground state and T_{ex} is the excitation temperature. Note that if the source is extended, τ as derived from (1) may not be correct. If the OH cloud is homogeneous and covers the source, τ is the actual optical depth of OH in the cloud; if the line is thin, τ is a mean of the optical depth over the extent of the source. In these two cases, N_{OH} derived from (2) is the mean OH column density towards the source. Since the excitation temperature cannot be estimated from our measurements, only $N_{\text{OH}}/T_{\text{ex}}$ can be evaluated from (2).

Peak values of τ and computed $N_{\text{OH}}/T_{\text{ex}}$ are listed in Table 2 for the 6 sources in front of which absorption was detected. An upper limit $N_{\text{OH}}/T_{\text{ex}}$ in front of the sources not showing absorption may be estimated assuming $\tau_{1667}(v) dv < 5\sqrt{5} \sigma/T_A$ where σ is listed in Table 1 (this limit corresponds to a 5 standard-deviation line after smoothing over 5 channels).

The average column density of OH in the interstellar medium can be estimated from a statistical analysis of

3C 123.0

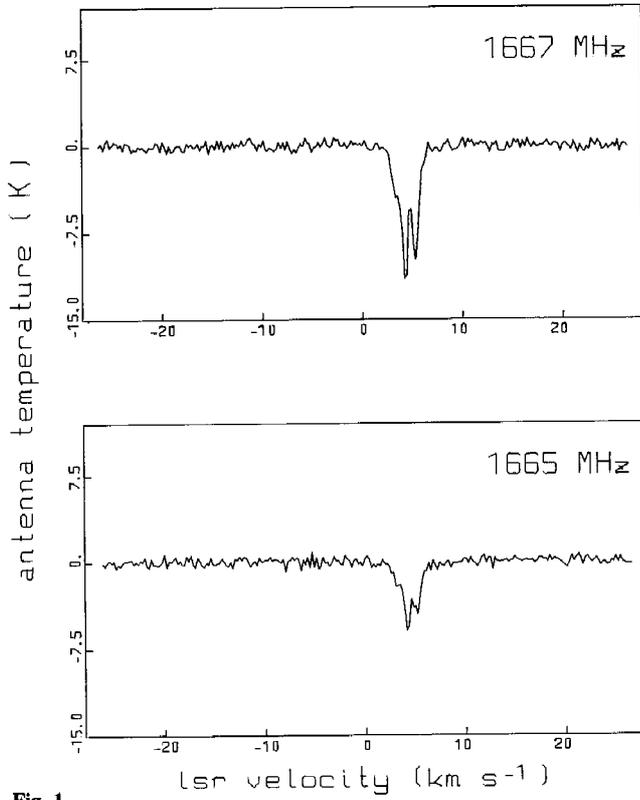


Fig. 1

3C 123.0

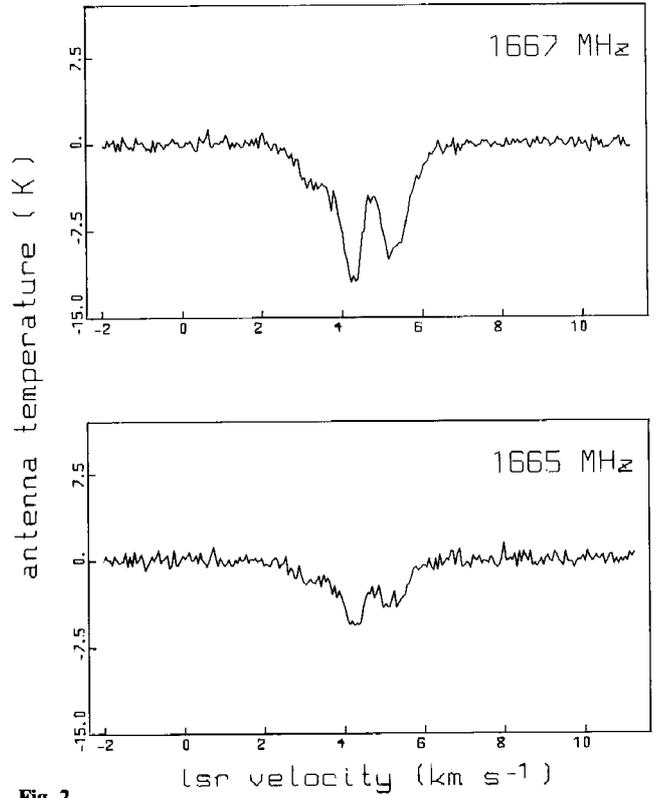


Fig. 2

3C 131.0

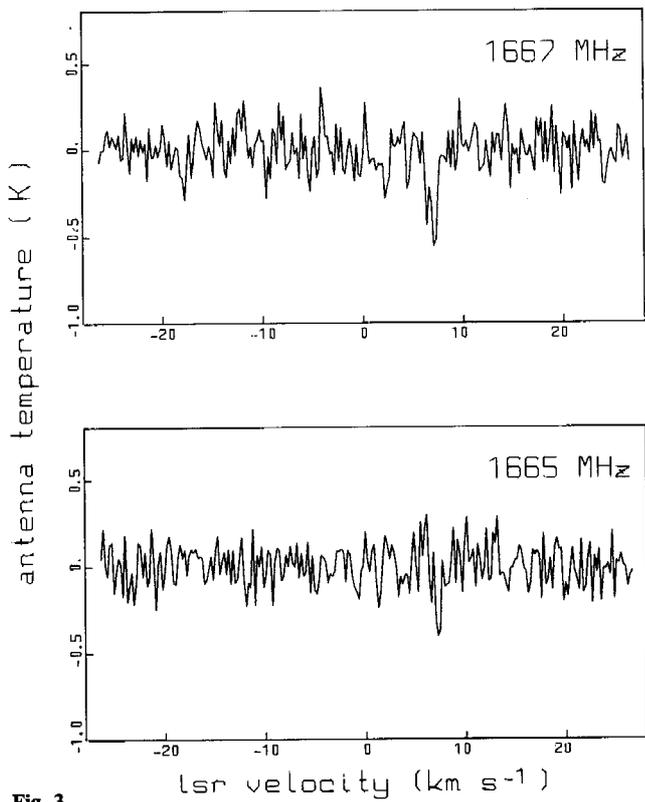


Fig. 3

3C 133.0

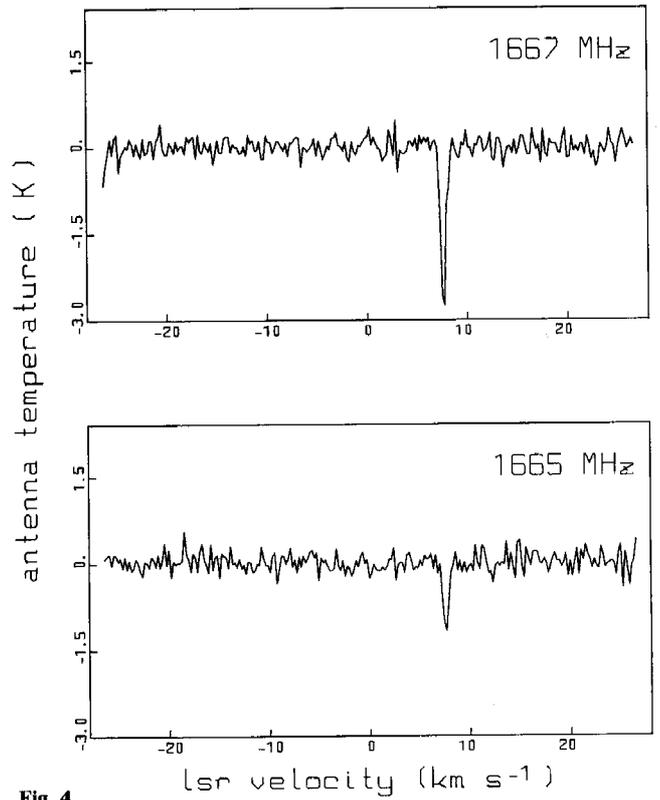


Fig. 4

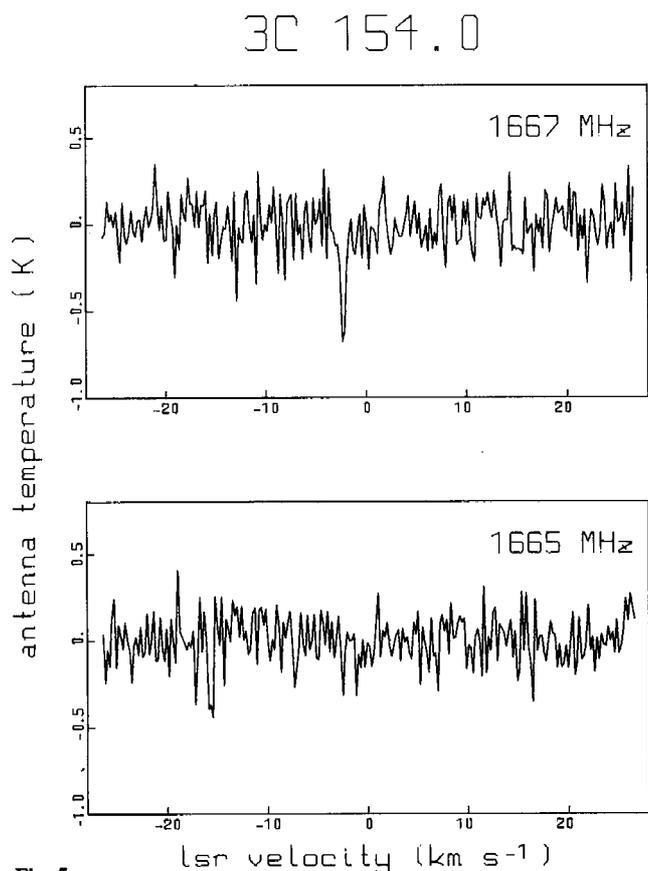


Fig. 5

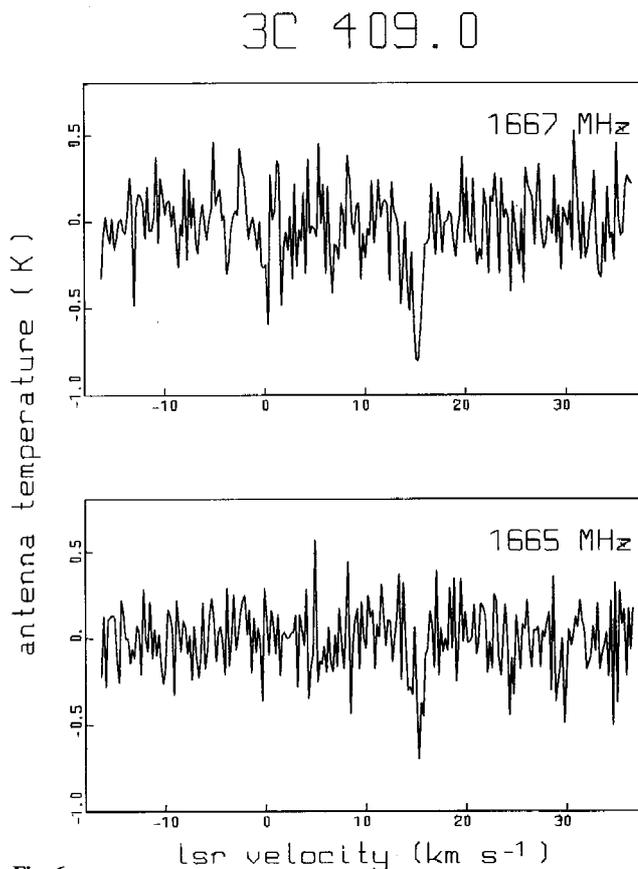


Fig. 6

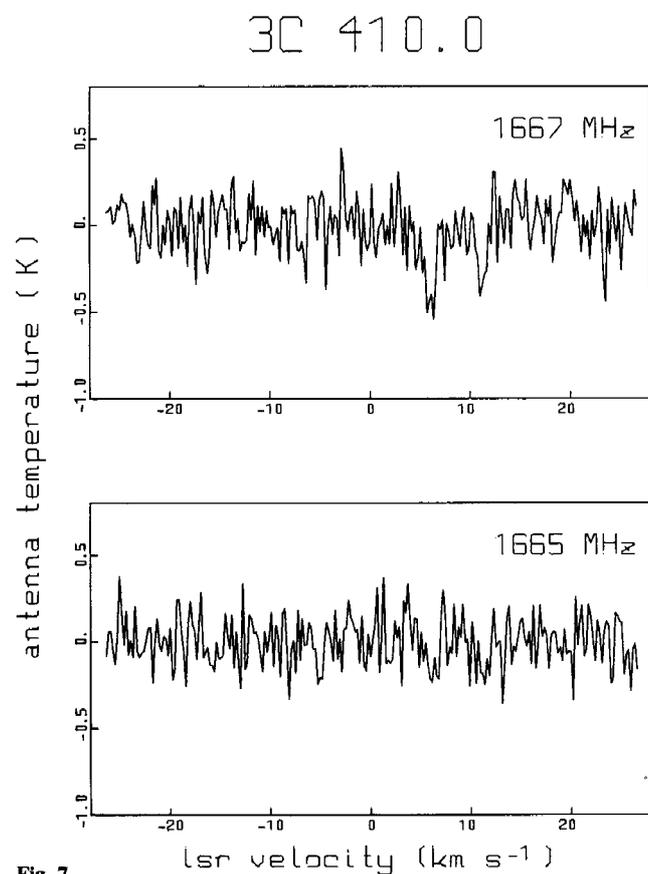


Fig. 7

Figs. 1—7. Spectra of the OH 18-cm main lines towards extragalactic sources. The velocity resolution is 0.26 km s^{-1} , except for Figure 2 where it is 0.07 km s^{-1}

our sample of 62 sources. If OH were homogeneously distributed in the galactic disk, the observed column density N_{OH} , in a direction of galactic latitude b , would be $\overline{N_{\text{OH}}}|\sin b|^{-1}$ where $\overline{N_{\text{OH}}}$ is the OH column density in a direction perpendicular to the galactic plane. If we assume that the excitation temperature of OH is uniform in the galactic disk, an estimate of $\overline{N_{\text{OH}}}/T_{\text{ex}}$ is the average of $N_{\text{OH}}|\sin b|/T_{\text{ex}}$ for the whole sample of sources. Each of these values has to be weighted by $(\sigma|\sin b|/T_A)^{-2}$ since the errors are proportional to $\sigma|\sin b|/T_A$.

Two objections can be made to this statistical analysis. First, the estimate is unbiased only if the measurements of N_{OH} are made in a set of random directions, which is true for a sample of random extragalactic sources. This is not quite the case in our selection of sources, which was made among sources yielding H I absorption. Yet, if we balance our selection by adding sources with no H I absorption from our H I survey (Crovisier et al., 1977), the average of $N_{\text{OH}}|\sin b|/T_{\text{ex}}$ would not change significantly because a) OH absorption may not be expected for these sources since it has been shown (Knapp and Kerr, 1972) that OH is not

Table 3. Mean OH column densities and abundances towards dust clouds, diffuse clouds and continuum sources

	N_{OH} 10^{13} cm^{-2}	$N_{\text{OH}}/T_{\text{ex}}$ $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$	$N_{\text{OH}}/N_{\text{HI}}$ 10^{-8}	Number of objects	Ref.
Dust clouds with OH detection	6.4 340.		1100	10 3 7 7 4 2 16	Heiles (1968) Turner and Heiles (1971) Knapp (1972) Knapp and Kerr (1973) Knapp and Kerr (1973) Myers (1973) Turner (1973)
Diffuse clouds	6.		9.	3	from <i>uv</i> measurements towards ζ Oph, <i>o</i> Per and ζ Per N_{OH} : Crutcher and Watson (1976), Chaffee and Lutz (1976) N_{HI} : Bohlin (1975), Jenkins and Savage (1974)
Clouds towards continuum sources	20. 9. ^b	3.2 3.9 1.7	4.5 ^a 10 13 ^b	28 9 6	Goss (1968) Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976) This work

^a An excitation temperature of 3 K has been assumed for OH

^b An excitation temperature of 5 K has been assumed for OH

abundant in the intercloud medium; b) all these sources are at high galactic latitude and do not contribute heavily to the average because the weighting is proportional to $|\sin b|^{-2}$.

The second objection is that the result of the analysis is dependent mainly on the few strong sources in the sample, because the weights are proportional to T_A^2 . For instance, the weight of 3 C 123 is 1/5 of the total weight. In order to lessen the bias by very strong sources, in the analysis we arbitrarily set their weights to a value comparable to those of the medium-intensity sources.

Our estimate of $\overline{N_{\text{OH}}}/T_{\text{ex}}$ is then 0.061 ± 0.013 $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ [the error was computed from the errors on $\int \tau(\nu) d\nu = 5\sqrt{5} \sigma/T_A$]. Measurements of T_{ex} for OH in dust clouds usually give values in the range 4–10 K (Heiles, 1969; Turner, 1973; Knapp and Kerr, 1973). Such measurements are based on the OH main lines intensity ratio and are consequently subject to large errors. Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976) recently reported determinations of T_{ex} using off measurements near the position of four extragalactic sources in front of which they had found absorption. Their results are within the range of the above-mentioned values for dust clouds. Assuming an excitation temperature of 5 K for the OH molecule, the projected density of OH on the galactic plane is $\sim 6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. The corresponding value for the HI cloud medium is $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Radhakrishnan et al., 1972). Therefore the abundance of OH in gas clouds is $2 \cdot 10^{-8}$.

For the six absorbed sources, the average $N_{\text{OH}}/T_{\text{ex}}$ is $1.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$. We used the profiles of the Nançay HI absorption survey to calculate the column densities of those HI lines which have their counterparts in OH. Resulting N_{HI} and $N_{\text{OH}}/N_{\text{HI}}$ are listed in Table 2. The mean OH abundance is then $1.3 \cdot 10^{-7}$.

If the OH column density that we find towards absorbed sources is representative of OH concentrations, a comparison with the mean OH column density in the interstellar medium indicates that the probability of finding such OH clouds in a line of sight at high galactic latitudes is approximately 1/30. Similarly, according to Radhakrishnan et al. (1972) there is a 1 to 2 probability of finding a HI cloud.

V. Discussion

No correlation has been found between the spin temperature of HI and the detection of OH. Although our sample contained sources towards which HI absorption leads to spin temperatures as low as 20 K, no OH cloud was found to be associated with HI clouds of spin temperatures ranging from 20 to 50 K. It seems that the low spin temperature as deduced from our HI survey cannot be used as a criterion for the detection of OH. It is possible that the presence of dust on the line of sight would be a better guide. The low number of detected OH clouds is presumably due to the scarcity of dust clouds coinciding with our sample of radio sources.

The Palomar Sky Survey was used to search for dust clouds in a region of about four square degrees centered on the position of each radio source observed. This qualitative analysis led to the following results:

— 3 C 123 lies in a region of dark clouds belonging to the Taurus complex and for which Crutcher (1973) estimated an extinction of ~ 2 mag.

— 3 C 133 lies 10' from the center of the dark cloud L 1544 of opacity class 6 (Lynds, 1962).

— 4 C 32.14 lies on the edge of a region where Sancisi et al. (1974) found OH emission. The direction of this source traverses the Perseus OB 2 dust cloud complex, in a region where $A_p \sim 0.8$ mag. Our upper

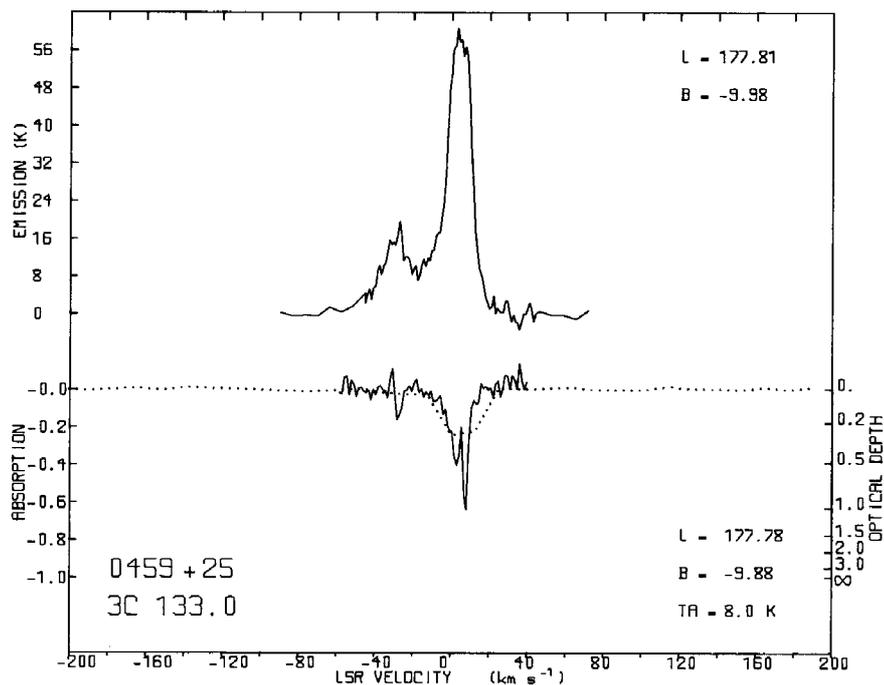


Fig. 8. H I 21-cm emission and absorption profiles towards 3C 133. Emission: spectrum in the region of 3C 133 from the Berkeley H I emission survey (Heiles and Habing, 1974). Absorption: spectrum from the Nançay H I absorption survey (Crovisier et al., 1977). The resolution is 60 kHz (dotted line) and 6 kHz (full line)

limit of the OH column density towards this source is $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (for $T_{\text{ex}} = 5 \text{ K}$), which is approximately the value that Sancisi et al. (1974) measured at that position.

— 4 C 01.55 and 4 C 13.67 lie in the vicinity of large obscuration complexes listed in Lynds' Catalogue.

No visible dark area has been noticed around the positions of the other radio sources.

We then investigated whether dust clouds and clouds where we found absorption are of a similar nature. Other determinations of N_{OH} , $N_{\text{OH}}/T_{\text{ex}}$ and $N_{\text{OH}}/N_{\text{H I}}$ towards dust clouds, diffuse clouds and continuum sources, when available, are listed in Table 3, together with our results for comparison. It appears from this table that, as already stated by Nguyen-Q-Rieu et al. (1976), the OH column densities of the dust clouds, in spite of the scatter, are greater than in our clouds. This is not surprising: dust clouds where OH can be found have visual extinctions of $\sim 4 \text{ mag}$ or more. On the other hand, if dust clouds are present in the direction of the six absorbed sources, they must be tenuous, because no conspicuous dark cloud can be seen on the Palomar Sky Survey at their position, except for 3 C 123 and 3 C 133. Clouds towards the remaining sources most probably have low extinctions ($< 1 \text{ mag}$) and can therefore be compared to diffuse clouds as discussed by Knapp and Jura (1976).

The second result from Table 3 is that OH in dust clouds seems to be more abundant than in other clouds. From H I self-absorption measurements Knapp (1972) measured $N_{\text{H I}}$ and derived $N_{\text{OH}}/N_{\text{H I}}$ values significantly greater than for the other clouds. Three explanations may be proposed to account for this discrepancy:

a) dust clouds may be of quite a different nature from the clouds we observed; b) in the dense and opaque dust clouds, hydrogen is mainly molecular (95–99% according to Knapp, 1974); c) $N_{\text{H I}}$ for the clouds we observed is overestimated because of the presence of unrelated neutral hydrogen on the line of sight.

A comparison of the widths of the OH and H I absorption lines towards 3 C 133 (Figs. 4 and 8) provides a clue to this last explanation. This study is not possible for the other spectra which either are complex (3 C 123 has 3 features in OH with a single broader H I counterpart) or have an insufficient signal-to-noise ratio. The OH line towards 3 C 133 is 0.48 km s^{-1} wide, which corresponds to an upper limit of 85 K to the kinetic temperature. From the spectra shown on Figure 8, the line-width of the H I counterpart is 2.75 km s^{-1} while the thermal width corresponding to the H I spin temperature (95 K) is 2.1 km s^{-1} . This discrepancy could be attributed to turbulence and/or velocity gradients within the cloud. Such a non-thermal broadening, if present, is not so important in the OH profile. Hence, if OH and H I are assumed to be coexistent within the same cloud, they are not well mixed and the OH concentration may be localised in a privileged region of the H I cloud. It follows that the computed H I column density given in Table 2 is greater than the one to which the N_{OH} should be compared, in which case the abundance of OH is underestimated. H I observation in the vicinity of 3 C 133 could reveal self-absorbed neutral hydrogen at a temperature $< 85 \text{ K}$.

In the direction of a few stars, Knapp and Jura (1976) reported small CO column densities they attributed to diffuse clouds ($A_v \sim 1 \text{ mag}$) in contrast to high column densities found in dark clouds ($A_v > 5 \text{ mag}$). Towards

three of these stars, OH has recently been detected in the near and far *uv* (Crutcher and Watson, 1976; Chaffee and Lutz, 1976). As in the case of CO, the OH column densities in these clouds are smaller than in typical dark clouds (see Table 3). As far as their column densities and probable extinctions (~ 1 mag) are concerned the absorbing clouds described in the present work can be compared with the OH clouds recently detected in *uv*.

VI. Conclusion

We have performed a survey of galactic OH towards extragalactic sources. OH was detected in the direction of 3 C 123, 3 C 131, 3 C 133, 3 C 154, 3 C 409 and 3 C 410. Previously, OH has been reported in the directions of 3 C 123 (Goss, 1968) and 3 C 409 (Nguyen-Q.-Rieu, 1976). Two directions (3 C 123 and 3 C 133) are in the vicinity of dark clouds and yield OH column densities $\sim 15 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. The four remaining ones have $N_{\text{OH}} \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and have apparently no strong visual extinction in the Palomar Sky Survey; therefore they could correspond to more diffuse clouds of the kind studied by Knapp and Jura (1976). CO measurements could ascertain relationships between these OH clouds and dust clouds and inform us on their densities and extensions.

No correlation could be found between OH detection and the existence of cold hydrogen features from the Nançay H I absorption survey. In the simple case of 3 C 133, it is suggested that small OH concentrations can be embedded in a much larger H I cloud.

It appears that there is a probability of $\sim 1/30|\sin b|$ of detecting an OH cloud of the kind we have observed on a line of sight. The probability of observing a dark cloud of opacity ≥ 1 is less than $1/50|\sin b|$ according

to Lynds (Lynds, 1962, Fig. 4). It seems, therefore, that OH clouds considered in the present work may cover a greater area than the dust clouds studied by Lynds.

Acknowledgements. We thank E.K. Conklin and the staff of the Arecibo Observatory for their assistance during the observations. The Arecibo Observatory is part of the National Astronomy and Ionosphere Center, which is operated by Cornell University under contract with the National Science Foundation.

References

- Bohlin, R. C.: 1975, *Astrophys. J.* **200**, 402
 Caswell, J. L., Robinson, B. J.: 1974, *Australian J. Phys.* **27**, 597
 Chaffee, F. H. Jr., Lutz, B. L.: 1976, Center for Astrophysics, Preprint Series No. 557
 Crovisier, J., Kazès, I., Aubry, D.: 1977, Nançay H I Absorption Survey (to be published)
 Crutcher, R. M.: 1973, *Astrophys. J.* **185**, 857
 Crutcher, R. M., Watson, W. D.: 1976, *Astrophys. J. Letters* **203**, L 123
 Goss, W. M.: 1968, *Astrophys. J. Suppl.* **15**, 131
 Heiles, C. E.: 1968, *Astrophys. J.* **151**, 919
 Heiles, C. E.: 1969, *Astrophys. J.* **157**, 123
 Heiles, C., Habing, H. J.: 1974, *Astron. Astrophys. Suppl.* **14**, 1
 Jenkins, E. B., Savage, B. D.: 1974, *Astrophys. J.* **187**, 243
 Knapp, G. R.: 1972, Ph. D. thesis, University of Maryland
 Knapp, G. R.: 1974, *Astron. J.* **79**, 527
 Knapp, G. R., Jura, M.: 1976, *Astrophys. J.* **209**, 782
 Knapp, G. R., Kerr, F. J.: 1972, *Astron. J.* **77**, 649
 Knapp, G. R., Kerr, F. J.: 1973, *Astron. J.* **78**, 453
 Lynds, B. T.: 1962, *Astrophys. J. Suppl.* **7**, 1
 Meulen, J. J. ter, Dynamus, A.: 1972, *Astrophys. J. Letters* **172**, L 21
 Myers, P. C.: 1973, *Astrophys. J. Suppl.* **26**, 83
 Nguyen-Q.-Rieu, Winnberg, A., Guibert, J., Lépine, J. R. D., Johansson, L. E. B., Goss, W. M.: 1976 *Astron. Astrophys.* **46**, 413
 Radhakrishnan, V., Murray, J. D., Lockhart, P., Whittle, R. P. J.: 1972, *Astrophys. J. Suppl.* **24**, 49
 Sancisi, R., Goss, W. M., Anderson, C., Johansson, L. E. B., Winnberg, A.: 1974, *Astron. Astrophys.* **35**, 445
 Turner, B. E.: 1970, *Astrophys. Letters* **6**, 99
 Turner, B. E.: 1973, *Astrophys. J.* **186**, 357
 Turner, B. E., Heiles, C.: 1971, *Astrophys. J.* **170**, 453
 Verschuur, G. L.: 1971, *Astrophys. Letters* **7**, 217

Note added in proof: R. M. Crutcher (1976, B.A.A.S. **8**, 514) independently observed significantly different excitation temperatures for the 1667 and 1665 MHz absorption lines towards 3C 123. His results strongly support the main-line anomalies we have found for 3C 123 and 3C 133 (Section III).

V.4 OBSERVATION DU MONOXYDE DE CARBONE DANS LES NUAGES DIFFUS
(article VI)

Dans le but de comparer les abondances des molécules OH et CO avec celles prédites par certains modèles de formation moléculaire, les raies vers 2.6 mm de ^{12}CO et ^{13}CO ont été observées, sur notre demande, par F. Combes et P. J. Encrenaz vers 3C 131, 3C 133, 3C 154 et 3C 410, directions du catalogue d'absorption à 21 cm de Nançay vers lesquelles la molécule OH avait déjà été détectée en absorption (article V). Au cours de ces observations faites avec le télescope de 5 m du Millimeter Wave Observatory (Texas), l'émission de la raie à 2.6 mm de ^{12}CO a été détectée dans les quatre directions observées. Des limites supérieures ont été obtenues pour ^{13}CO .

En l'absence de la connaissance des conditions d'excitation (température cinétique et densité), la densité de colonne de CO ne peut être déterminée. Pour des valeurs plausibles de la température et de la densité dans les nuages diffus, son ordre de grandeur peut cependant être évalué à l'aide du modèle d'excitation de Lucas (1974). On trouve $N_{\text{CO}} \sim 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ pour les nuages observés, alors que $N_{\text{OH}} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (article V) et $N_{\text{HI}} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (d'après les données de l'absorption à 21 cm). Les abondances correspondantes des molécules CO et OH sont en bon accord avec celles prédites par un modèle de formation des molécules en phase gazeuse du type de celui de Glassgold et Langer (1976) pour des valeurs adéquates des paramètres (densité $\sim 1000 \text{ cm}^{-3}$; température $\sim 80 \text{ K}$; taux d'ionisation $\sim 5 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$).

Comparison of CO and OH Observations in Diffuse Clouds.

J. Crovisier and I. Kazès

Département de Radioastronomie, Observatoire de Meudon, F-92190 Meudon.

Communication to be presented at the 21st Liège International
Astrophysical Symposium, June 1977.

Abstract

Measurements of column densities of different molecules in the same interstellar cloud are a test for current theories of molecule formation. We have previously observed 18-cm OH lines in absorption in a few diffuse clouds (Paper I) and present here detection of the $J = 1 \rightarrow 0$ transition of the ^{12}CO molecule in the same clouds ; upper limits for ^{13}CO are given. Results yield $N(\text{OH}) \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ and $N(\text{CO}) \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. These values are compared with column densities predicted by the gas-phase reaction model of Glassgold and Langer (1976).

Introduction

Observations of carbon monoxide in the direction of (or near) galactic objects as HII regions (Wilson et al. 1974) and dark clouds (Dickman, 1975) and recent observations of CO and OH towards diffuse clouds (Knapp and Jura, 1976; Crutcher and Watson, 1976; Chaffee and Lutz, 1976 and Kazès et al. 1977, hereinafter referred to as Paper I) suggest that the formation of OH and CO in the interstellar medium might take place under various physical conditions. Current theories (Watson and Salpeter, 1972; Viala and Walmsley, 1976; Glassgold and Langer, 1976; Barsuhn and Walmsley, 1977) based on grain surface mechanisms and on gas-phase reactions give predictions of molecular abundances which can be compared with those deduced from observations.

While Knapp and Jura (1976) interpret their observations in diffuse clouds as being in agreement with models based on gas-phase reactions, Viala and Walmsley (1976) argue that these models do not suffice to explain the observed OH and CO column densities in dense clouds. Observations of several molecules in the same clouds would put models of interstellar chemistry to the test. Moreover, it seems preferable to use data from diffuse clouds, where physical conditions and chemical processes may be easier to analyse, in order to test theoretical models.

In this work we discuss OH observations (Paper I) combined with present CO observations in the direction of the same diffuse clouds.

Observations and Results

The observations of the $J=1 \rightarrow 0$ transitions of the ^{12}CO and ^{13}CO molecules were made in November 1976 with the 5 m telescope of the Millimeter Wave Observatory⁽¹⁾. At $\lambda=2.6$ mm the beamwidth is 2'6 and the beam efficiency 80%. The system temperature was about 1200 K. The back-end consisted of 40 filters 250 kHz wide giving a resolution of 0.65 km s^{-1} for the ^{12}CO molecule. The local oscillator was switched by 5 MHz so that the lines appeared

twice. Resulting spectra centered at the velocity of the corresponding OH lines (Table I) are shown in Figure 1. The calibrations were done using an absorbing chopper wheel and the peak intensity was expressed in terms of the equivalent radiation temperature (T_A^*).

^{12}CO was searched and detected in the direction of 3C131, 3C133, 3C154, 3C410; ^{13}CO was only searched in the direction of the first three sources, and was not detected. The results are summarized in Table I. Preliminary maps of CO intensity in the directions of the extragalactic radio sources shown in Figures 2a, 2b, 2c and 2d strongly suggest ^{12}CO emission to be variable with position. It should be noted that the direction of 3C133 is $\sim 10'$ east of the center of the dark cloud L1544 (opacity class 6 according to Lynds, 1962) where Dickman (1975) detected both isotopic species of CO. No conspicuous dark cloud is seen on the Palomar Sky Survey at the position of the other sources (Paper I)

(1) The Millimeter Wave Observatory is operated by the Electrical Engineering Research Laboratory, the University of Texas at Austin, with support from the National Aeronautics and Space Administration, the National Science Foundation and MacDonal Observatory.

Since the ^{13}CO line was not detected, a standard analysis yielding the cloud kinetic temperature and the CO column density (e.g. Wilson et al. 1974) could not be applied to our data. However, the measured velocity dispersions are small and the model of Lucas (1974) can be applied to derive the CO column density, provided the kinetic temperature T and the density n_{H_2} are known. Table I lists the calculated $N(\text{CO})$ for $T = 20$ K and $n_{\text{H}_2} = 1000 \text{ cm}^{-3}$. It appears that this calculated $N(\text{CO})$ is not very sensitive to T and n_{H_2} , and that in the range $20 < T < 80$ K and $300 < n_{\text{H}_2} < 3000 \text{ cm}^{-3}$, after taking into account populated higher levels, $N(\text{CO})$ varies at most by a factor of 2 (Lucas, 1974; Lucas, private communication).

Discussion

Qualitatively the present CO observations show that wherever OH has been detected CO has been found except for the weakest OH line in the direction of 3C410. The similarity between the velocities also suggests that CO and OH are located in the same clouds. The extent and spatial characteristics of these clouds are not well known; coarse mapping shows that the line of carbon monoxide varies over 3' and it is not clear whether these clouds are isolated or related to diffuse extensions of dense dark clouds (cf. cloud in the direction of 3C133 and L1544). CO linewidths at half power, in dense clouds associated with HII regions, are typically 8 km s^{-1} (Wilson et al. 1974). Though the number of objects studied here is small compared to that of known dense clouds, diffuse clouds observed in this work have smaller linewidths.

Quantitatively these CO column densities ($N(\text{CO}) \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ mol.cm}^{-2}$) are smaller than those observed in the directions of HII regions (10^{18} to $2.5 \cdot 10^{19} \text{ mol.cm}^{-2}$; Wilson et al. 1974) or in dense dark clouds ($\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ mol.cm}^{-2}$; Dickman, 1975). Similarly we have shown (Paper I) that OH column densities found in the same directions are small if the excitation temperature of OH in these clouds is of the order of 5 K as measured by Nguyen-Q.-Rieu et al. (1976) and Crutcher (1977) in the direction of 3C123.

From 21 cm observations Knapp and Kerr (1974) derived for HI only a gas-to-reddening ratio of $5.1 \cdot 10^{21} \text{ atoms cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$. With the mean HI column density (Table I), we can obtain a mean reddening of about 0.2 mag in the observed directions which is consistent with the estimated $A_V < 1$ mag from the Palomar Sky Survey (Paper I). According to the results of Savage et al. (1977) a reddening of 0.2 mag corresponds to a value of $N(\text{H}_2) \sim 10^{20} \text{ mol.cm}^{-2}$ while we measured $N(\text{HI}) \sim 10^{21} \text{ atoms cm}^{-2}$.

Molecular abundances in the interstellar medium are basically related to molecule formation and destruction rates. Comparison of observed column densities with those deduced from predicted models of interstellar chemistry would be extremely valuable if observational data consisted of several molecules detected within the same regions or directions of the interstellar cloud. This kind of comparison should be clearer in diffuse clouds than in clouds where $A_V \gg 1$ mag. The time scale for molecule formation in diffuse clouds ($\sim 10^6$ y. according to Langer and Glassgold, 1976) is such that chemical equilibrium is presumably reached.

Knapp and Jura (1976) reported the detection of CO in diffuse clouds. In their analysis of the weak CO lines they assumed a temperature of 20 K. As mentioned above this temperature is not crucial for the determination of CO column densities. Crutcher and Watson (1976) and Chaffee and Lutz (1976) observed visible and uv OH lines in three of the diffuse clouds detected by Knapp and Jura (1976). They found OH column densities comparable to those described in Paper I. Knapp and Jura (1976), Crutcher and Watson (1976) and Chaffee and Lutz (1976) proposed ion-molecule reactions as possible mechanisms necessary for the formation of CO and OH.

A gas-phase reaction model for diffuse interstellar clouds was developed by Glassgold and Langer (1976). Barsuhn and Walmsley (1977) give similar predictions. More complicated schemes (Oppenheimer and Dalgarno, 1975) could predict an inhomogeneous cloud where OH and CO had different temperatures and were located in different portions of interstellar clouds. However we shall discuss our results referring to the homogeneous cloud model by Glassgold and Langer (1976) who use the following characteristics $0.1 < A_V \leq 2$ mag, $n \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $50 \leq T \leq 100$ K and $N_t(\text{H}) \geq 2.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. A combination of their Figures 3 and 4 results in column densities of $N(\text{OH}) \sim 10^{14} \text{ mol.cm}^{-2}$ and $N(\text{CO}) \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ mol.cm}^{-2}$ provided the parameters are: $n = 1000 \text{ cm}^{-3}$, $T = 80$ K, the ionization rate $\zeta = 5 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ and the total gas column density $N_t(\text{H}) = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. While $N(\text{OH})$ is not sensitive to the density, $N(\text{CO})$ is roughly proportional to it. Furthermore if the temperature is lowered to 40 K the values of $N(\text{CO})$ and $N(\text{OH})$ decrease by a factor of almost 10. Therefore, using Lucas' (1974) simple model of cloud our observational data presented in Table I,

both for OH and CO, are consistent with the predictions of Glassgold and Langer (1976). The above cloud temperature ($T = 80$ K) is warmer than that assumed by Knapp and Jura (1976) ($T = 20$ K) in similar clouds, but is very close to the HI spin temperatures measured in the same directions (Table I). However this spin temperatures are averaged along the line of sight and may not represent the kinetic temperatures of the clouds.

Concluding Remarks

At present, it is not quite clear how diffuse clouds are spatially related to dense clouds. H_2 , OH and CO are less abundant in diffuse clouds than in dense clouds. Knapp and Jura (1976) assumed a temperature of 20 K for diffuse clouds. However, on the basis of observations made of HI, OH and CO in the same directions, this paper suggests that diffuse clouds may be warmer than dense clouds. Further observations of several molecules in the direction of the same clouds might reveal physical conditions which would justify the use of the homogeneous model.

Acknowledgements

We are indebted to P. J. Encrenaz and Françoise Combes who made the CO observations described in this paper.

References

- Barsuhn, J., Walmsley, C.M. 1977, *Astron. & Astrophys.* 54, 345
- Chaffee, F.H. Jr., Lutz, B.L. 1976, Center for Astrophysics, Preprint Series N°557
- Crovisier, J., Kazès, I., Aubry, D. 1977, submitted to *Astron. & Astrophys.*
- Crutcher, R.M. 1977, preprint
- Crutcher, R.M., Watson, W.D. 1976, *Astrophys. J. Letters* 203, L123
- Dickman, R.L. 1975, *Astrophys. J.* 202, 50
- Glassgold, A.E., Langer, W.D. 1976, *Astrophys. J.* 206, 85
- Kazès, I., Crovisier, J., Aubry, D. 1977, *Astron. & Astrophys.*, in press
- Knapp, G.R., Jura, M. 1976, *Astrophys. J.* 209, 782
- Knapp, G.R., Kerr, F.J. 1974, *Astron. & Astrophys.* 35, 361
- Langer, W.D., Glassgold, A.E. 1976, *Astron. & Astrophys.* 48, 395
- Lucas, R. 1974, *Astron. & Astrophys.* 36, 465
- Lynds, B.T. 1962, *Astrophys. J. Suppl.* 7, 1
- Nguyen-Q.-Rieu, Winnberg, A., Guibert, J., Lépine, J.R.D., Johansson, L.E.B., Goss, W.M. 1976, *Astron. & Astrophys.* 46, 413
- Oppenheimer, M., Dalgarno, A. 1975, *Astrophys. J.* 200, 419
- Savage, B.D., Bohlin, R.C., Drake, J.F., Budich, W. 1977, *Astrophys. J.*, in press
- Viala, Y.P., Walmsley, C.M. 1976, *Astron. & Astrophys.* 50, 1
- Watson, W.D., Salpeter, E.E. 1972, *Astrophys. J.* 175, 659
- Wilson, W.J., Schwartz, P.R., Epstein, E.E., Johnson, W.A., Etcheverry, R.D., Mori, T.T., Berry, G.G., Dyson, H.B. 1974, *Astrophys. J.* 191, 357

Table I

Source	T_A^{*12CO} K	T_A^{*13CO} K	$V(CO)$ $km\ s^{-1}$	$\Delta V(CO)$ $km\ s^{-1}$	$N(CO)$ $10^{-15}\ mol.cm^{-2}$	$V(OH)$ $km\ s^{-1}$	$N(OH)$ $10^{-13}\ mol.cm^{-2}$	T_{spin} K	$N(HI)$ $10^{-20}\ at.cm^{-2}$
	(a)	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)	(h)
3C131	2.2	< 0.2	7.0	1.5	2.2	7.0	7.0	62	8
3C133	3.1	< 0.3	7.6	1.2	2.6	7.7	15.4	95	4.3
3C154	2.4	< 0.7	-1.6	2.0	3.2	-2.2	4.4	138	9.9
3C410	1.2	—	6.4	1.4	1.1	6.6	2.0	102	13.8
	< 0.4	—	—	—	—	11.0	1.5	66	2.5

(a) Rayleigh-Jeans equivalent brightness temperature

(b) and (c) respectively velocity and half-intensity width of the observed ^{12}CO line

(d) deduced from the model of Lucas (1974) for $T = 20\ K$ and $n_{H_2} = 1000\ cm^{-3}$

(e) velocity of the OH line at 1667 MHz

(f) OH column density assuming $T_{ex} = 5\ K$ (see text)

(g) and (h) deduced spin temperature and column density of the corresponding HI feature from the

Nançay HI survey (Crovisier et al. 1977)

Figure Captions

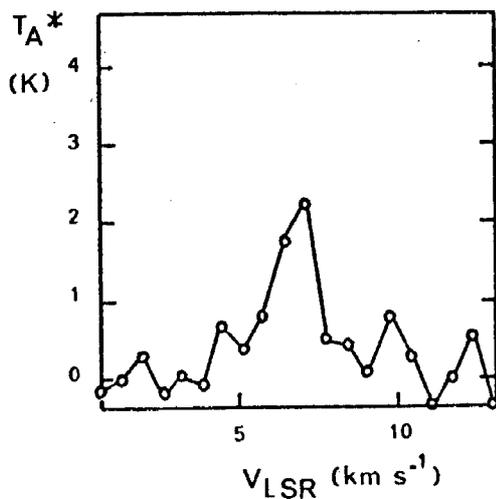
Figure 1.

^{12}CO spectra in the direction of 3C131, 3C133, 3C154 and 3C410.

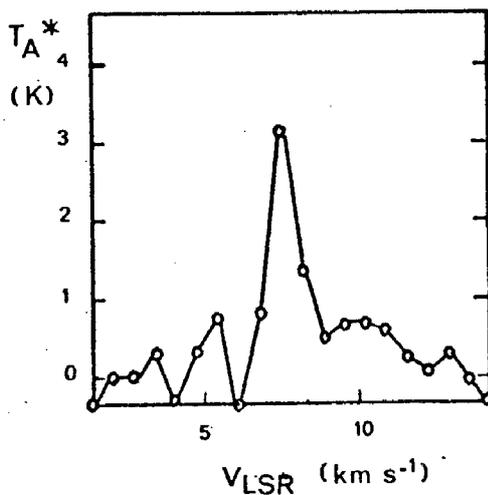
Figure 2.

Relative intensities of the ^{12}CO line around the directions of 3C131, 3C133, 3C154 and 3C410. In the middle of each figure the squares represent the same spectra as in Figure 1. On top of each square the numbers to the left and to the right represent respectively differences in right ascension and declination with respect to the position corresponding to the central square. Units are in arcmin.

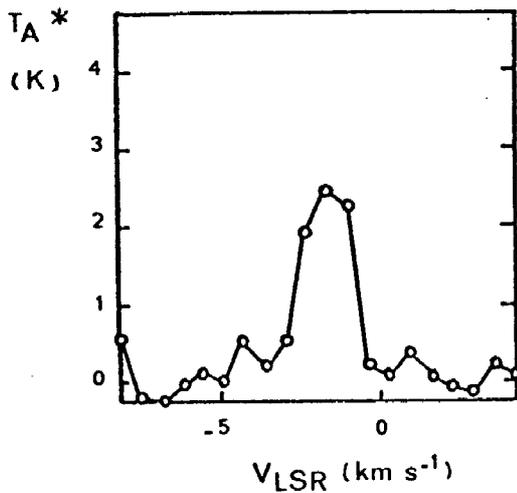
3C131



3C133



3C154



3C410

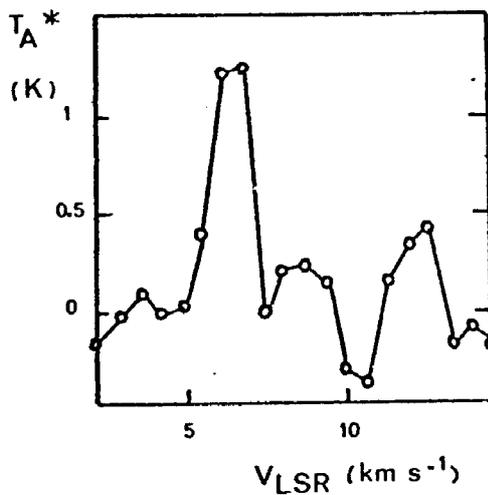
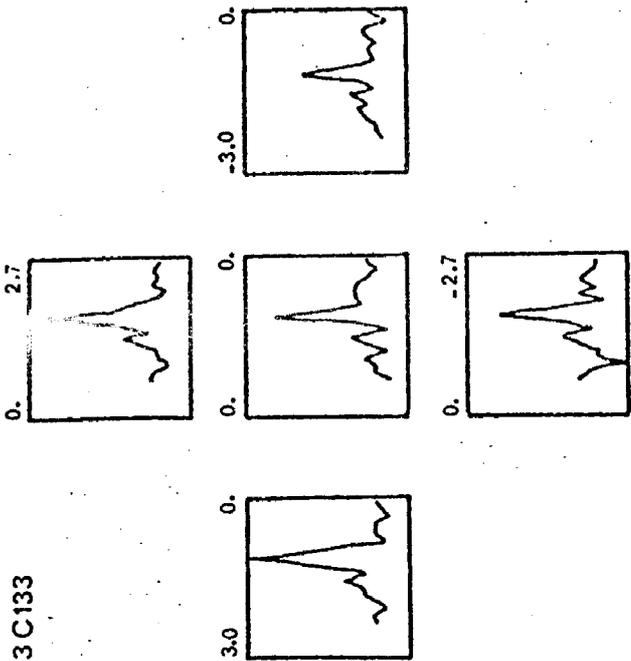


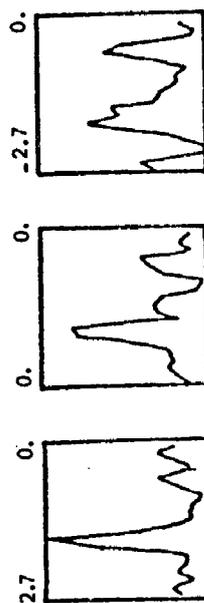
Figure 1

Figure 2b



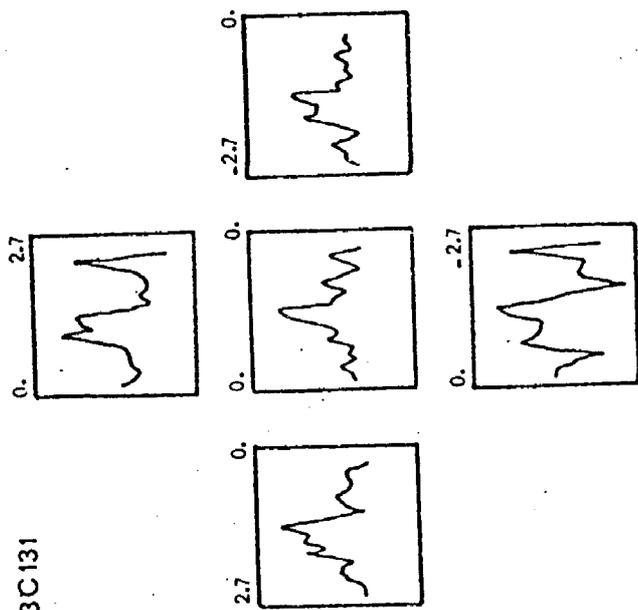
3C133

Figure 2d



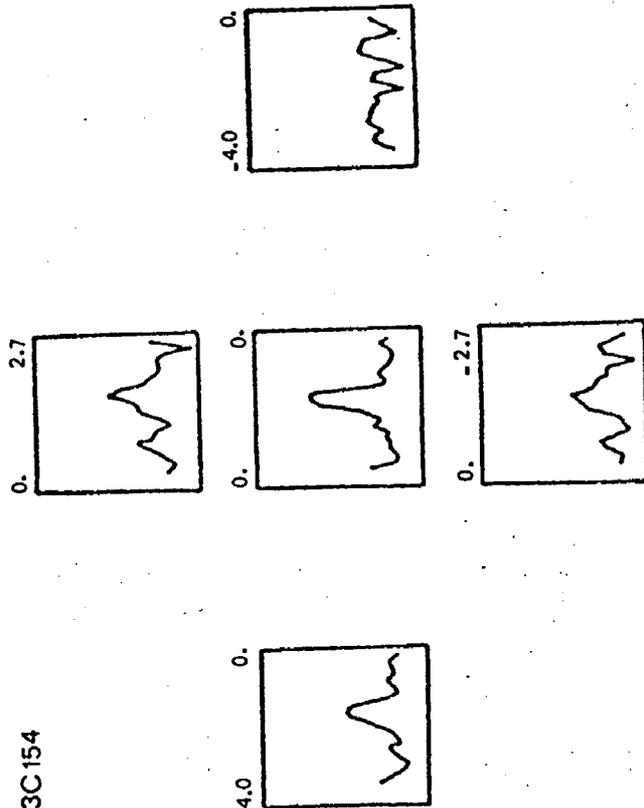
3C410

Figure 2a



3C131

Figure 2c



3C154

CHAPITRE VI

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons observé la raie d'absorption à 21 cm de l'hydrogène neutre galactique devant environ 800 sources extragalactiques, ce qui représente un échantillon un ordre de grandeur plus important que ceux jusqu'à présent disponibles. Ces mesures ont été possibles en utilisant le bon pouvoir séparateur en ascension droite du radiotélescope de Nançay qui rend cet instrument comparable, pour ce travail, à un interféromètre de base moyenne ($\sim 400 \lambda$). Ces observations de l'hydrogène neutre ont été complétées par la recherche, dans quelques directions, des raies radio du radical hydroxyle et de la molécule de monoxyde de carbone.

L'analyse des résultats présentée ici concerne essentiellement les directions de hautes et moyennes latitudes galactiques. Des études statistiques des vitesses, des largeurs et des profondeurs optiques des raies d'absorption détectées ont conduit aux résultats principaux suivants :

- a) Cinématique et distribution de l'hydrogène local. Le mouvement du Soleil par rapport au gaz interstellaire local, la dispersion de vitesse des nuages d'hydrogène, l'épaisseur du disque d'hydrogène neutre froid au voisinage du Soleil, ont pu être déterminés. Ces résultats confirment et précisent les déterminations antérieures obtenues par des méthodes similaires ou indépendantes.
- b) Dispersion de vitesse interne des nuages. L'histogramme des dispersions de vitesse interne σ_v des nuages a été obtenu. Il présente un maximum vers $\sigma_v \sim 0.8 \text{ km s}^{-1}$, mais la valeur moyenne est $\langle \sigma_v \rangle \sim 1.9 \text{ km s}^{-1}$ en raison de la présence d'une queue de distribution étendue vers les vitesses élevées.
- c) Profondeur optique des nuages. Nous nous sommes efforcé de déterminer l'histogramme réel des profondeurs optiques des nuages ainsi que la probabilité de rencontrer des nuages sur la ligne de visée, en tenant compte des différents biais observationnels. Le résultat est sensiblement

différent de ce qui était jusqu'à présent admis, ce qui conduit à réviser les modèles proposés pour la description du milieu interstellaire.

Nous n'avons pas abordé l'étude des températures de spin, car nous pensons qu'en raison de la structure spatiale à petite échelle de l'hydrogène, leur détermination nécessite la mesure de la raie d'émission à 21 cm de l'hydrogène neutre avec un lobe étroit. Des déterminations intéressantes de températures de spin ont été obtenues par Dickey et al. (1978a) aux latitudes intermédiaires avec le radiotélescope d'Arecibo.

Nos études statistiques n'ont été possibles qu'en supposant une distribution des nuages interstellaires selon un modèle plan-parallèle. En raison de l'existence d'irrégularités locales dans cette distribution, ce modèle n'est valable qu'en première approximation, ce qui limite la validité d'une telle approche statistique.

Nos spectres d'absorption sont parfois affectés - spécialement à basse latitude - de composantes parasites dues aux fluctuations spatiales de l'émission de l'hydrogène. Il a été nécessaire de les étudier pour en tenir compte dans nos analyses statistiques. Parallèlement à cet aspect gênant, ces composantes parasites constituent une utile information sur la structure de l'hydrogène à petite échelle. Nous avons en effet pu en déduire qu'elles proviennent de fluctuations organisées à l'échelle du parsec. Ce résultat est un sous-produit imprévu de nos observations. Mais une étude plus systématique des fluctuations d'émission peut être entreprise avec le radiotélescope de Nançay, celui d'Arecibo ou des interféromètres. Cette étude sera à rapprocher des observations de la variation de la profondeur optique vers des sources étendues, ou vers les composantes de sources multiples. (Plusieurs observations de ce genre sont disponibles, mais une généralisation à une grande gamme de latitudes galactiques et d'extensions angulaires s'impose.)

La poursuite de la présente étude peut être envisagée dans plusieurs directions :

- a) L'analyse des données du catalogue de Nançay n'est pas achevée. L'étude des spectres à basse latitude galactique n'a pas été abordée. Jointe à l'étude des spectres d'absorption vers les sources galactiques (deuxième partie du catalogue de Nançay ; Kazès et Aubry, en préparation) elle pourra fournir d'utiles informations sur l'absorption dans les bras lointains.

- b) Les possibilités du radiotélescope de Nançay sur ce sujet sont loin d'avoir été épuisées. L'utilisation d'un récepteur plus performant (température de système ~ 40 K), voire d'une méthode d'observation plus sophistiquée (voir appendice au chapitre II) pourrait permettre d'observer des sources plus faibles et plus proches du plan galactique. L'augmentation de la taille de l'échantillon ne permettrait probablement pas cependant d'améliorer beaucoup la précision de nos résultats statistiques en raison de la limitation due aux irrégularités locales de la distribution d'hydrogène. Mais l'acquisition de spectres plus précis, en permettant d'obtenir un échantillon important de composantes d'absorption faibles, pourrait compléter notre étude vers les petites profondeurs optiques, et prolonger les travaux de Lazareff (1975) et de Dickey et al. (1978a).

- c) Il est possible, en étudiant photométriquement les étoiles voisines d'une direction vers laquelle nous connaissons les profils d'émission et d'absorption à 21 cm, de déterminer non seulement le rougissement dans cette direction, mais également les distances des différents nuages responsables du rougissement et de l'absorption. Une telle étude a été entreprise par Knude (1978) pour certaines des sources de Dickey et al. (1978a). L'extension de cette étude à un échantillon important ferait considérablement progresser notre connaissance des relations entre gaz et poussière. La détermination des distances des nuages permettrait également de reprendre notre étude cinématique avec une inconnue de moins et de mieux approcher la distribution des nuages proches.

d) Kronberg et Simard-Normandin (1978) ont déterminé récemment les rotations Faraday devant un nombre important de radiosources extragalactiques, dont près de 350 figurent dans le catalogue de Nançay. Une étude de la corrélation entre les mesures de rotation et les profils d'émission-absorption dans ces directions pourrait préciser les relations entre l'hydrogène neutre local et la composante ionisée du milieu interstellaire.

e) Un modèle descriptif de l'hydrogène neutre local (ses différentes phases, sa distribution à grande et petite échelle), dans la lignée des modèles de Baker et Burton (1975) et de Mc Kee et Ostriker (1977), reste à établir. Ce modèle devra essentiellement faire la synthèse, outre de nos résultats, des observations de Dickey et al. (1978a) établissant les températures de spin à moyenne latitude, et des observations dans l'ultraviolet de l'hydrogène atomique et moléculaire (Savage et al., 1977 ; Bohlin et al., 1978).

f) Nous avons observé les molécules OH et CO dans quelques-unes des directions où des spectres d'absorption à 21 cm ont été obtenus. Il s'agit de la première étape d'un travail qui est en train d'être poursuivi dans des directions plus nombreuses et avec une sensibilité améliorée, afin d'obtenir la base d'une étude statistique. La formation des molécules dans des conditions moins extrêmes que celles des nuages denses peut ainsi être abordée. Les relations entre nuages diffus et nuages moléculaires denses sont aussi un sujet d'étude en plein développement, une approche de la connaissance des premiers stades de la formation stellaire.

REFERENCES

- ABLES, J. G., MANCHESTER, R. N. 1976, ASTRON. ASTROPHYS. 50, 177
- BAKER, P. L. 1974, ASTROPHYS. J. 187, 223
- BAKER, P. L. 1978, REVIEW PAPER PRESENTED AT IAU SYMPOSIUM NO 84 ON
LARGE SCALE STRUCTURE OF THE GALAXY, COLLEGE PARK, MARYLAND
- BAKER, P. L., BURTON, W. B. 1975, ASTROPHYS. J. 198, 281
- BAKER, P. L., BURTON, W. B. 1978, ASTRON. ASTROPHYS. SUPPL. (IN PRESS)
- BECKWITH, S., PERSSON, S. E., NEUGERAUER, G., BECKLIN, E. E. 1978,
ASTROPHYS. J. 223, 464
- ROHLIN, A. G. 1975, ASTROPHYS. J. 200, 402
- ROHLIN, R. G., SAVAGE, B. D., DRAKE, J. F. 1978, ASTROPHYS. J.
224, 132
- BRACEWELL, R. N., ROBERTS, J. A. 1954, AUST. J. PHYS. 7, 615
- BURTON, W. B. 1976, ANN. REV. ASTRON. ASTROPHYS. 14, 275
- BURTON, W. B., LISZT, H. S., BAKER, P. L. 1978, ASTROPHYS. J. 219, L67
- BURTON, W. B., VERSCHUUR, G. L. 1973, ASTRON. ASTROPHYS. SUPPL. 12,
145
- CAPPITERS, G. R. 1970, ASTROPHYS. J. 161, L81
- CASWELL, J. I., MURRAY, J. D., ROGEE, R. S., COLE, D. J., COOKE, D. J.
1975, ASTRON. ASTROPHYS. 45, 239
- CHEVALIER, R. A. 1977, ANN. REV. ASTRON. ASTROPHYS. 15, 175
- CESPARSKY, C. J., CASSE, M., PAUL, J. A. 1977, ASTRON. ASTROPHYS.
40, 139
- CHRISTIANSEN, W. N., HINDMAN, J. V. 1952, AUSTRALIAN J. SCI. RES.
A5, 437
- CLARK, R. G. 1965, ASTROPHYS. J. 142, 1398
- CLARK, R. G., RADHAKRISHNAN, V., WILSON, R. W. 1962, ASTROPHYS. J.
135, 151
- CROVISTER, J. 1978 (ARTICLE II), ASTRON. ASTROPHYS. 70, 43
- CROVISTER, J., FILLIT, P., KAZES, I. 1973 (ARTICLE III), ASTRON.
ASTROPHYS. 27, 417
- CROVISTER, J., FILLIT, P., KAZES, I., BAUDRY, A. 1975 (ARTICLE IV),
ASTRON. ASTROPHYS. 45, 97
- CROVISTER, J., KAZES, I. 1977 (ARTICLE VI), CONTRIBUTED PAPER TO THE
21TH LIEGE INTERNATIONAL ASTROPHYSICAL SYMPOSIUM
- CROVISTER, J., KAZES, I. 1978, PAPER PRESENTED AT IAU SYMPOSIUM NO 84
ON LARGE SCALE STRUCTURE OF THE GALAXY, COLLEGE PARK, MARYLAND
- CROVISTER, J., KAZES, I., AJJRY, D. 1978 (ARTICLE I), ASTRON.
ASTROPHYS. SUPPL. 32, 205
- CRITCHER, R. M., RIEGEL, K. W. 1974, ASTROPHYS. J. 188, 481

- DAVIES, R. D., CUMMINGS, F. R. 1975, MONTHLY NOTICES ROY. ASTRON. SOC. 170, 95
- DICKEY, J. M. 1977, PH. D. THESIS, CORNELL UNIVERSITY
- DICKEY, J. M., SALPETER, E. E., TERZIAN, Y. 1977, ASTROPHYS. J. 211, L77
- DICKEY, J. M., SALPETER, E. E., TERZIAN, Y. 1978A, ASTROPHYS. J. SUPPL. 36, 77
- DICKEY, J. M., SALPETER, E. E., TERZIAN, Y. 1978B, PREPRINT
- DICKEY, J. M., TERZIAN, Y. 1978, ASTRON. ASTROPHYS. (IN PRESS)
- DIETER, M. H., WELCH, W. J., ROMNEY, J. D. 1976, ASTROPHYS. J. 206, L113
- EMEN, H. T., BURCELL, E. M. 1951, NATURE 168, 356
- FALCOPONE, E., LEOUFUX, J. 1973, ASTRON. ASTROPHYS. 25, 253
- FIELD, C. R. 1958, PROC. I. R. F. 46, 240
- FIELD, C. R., GOLDSMITH, D. W., HABING, H. J. 1969, ASTROPHYS. J. 155, L149
- GAUTIER, T. N. III, FINK, H., TREFFERS, R. R., LARSON, H. P. 1976, ASTROPHYS. J. 206, L165
- GEROLA, H., GLASSGOLD, A. E. 1978, ASTROPHYS. J. SUPPL. 37
- GIUVANELLI, P., HAYNES, M. P., YORK, D. G., SHULL, J. M. 1978, ASTROPHYS. J. 219, 69
- GLASSGOLD, A. E., LANGER, W. D. 1976, ASTROPHYS. J. 206, 85
- GOMEZ-GONZALEZ, J., GUELIN, M. 1974, ASTRON. ASTROPHYS. 32, 441
- GROSS, W. M. 1968, ASTROPHYS. J. SUPPL. 15, 131
- GROSS, W. M., PADHAKRISHNAN, V., BROOKS, J. W., MURRAY, J. D. 1972, ASTROPHYS. J. SUPPL. 24, 123
- GOTTESMAN, S. T., WELTACHEW, I. 1974, ASTROPHYS. J. 195, 23
- GRADSHTEYN, I. I., RYZHIK, I. M. 1965, TABLE OF INTEGRALS, SERIES, AND PRODUCTS, 4TH ED., ED. A. JEFFREY, ACADEMIC PRESS
- GREISEN, E. W. 1973A, ASTROPHYS. J. 184, 363
- GREISEN, E. W. 1973B, ASTROPHYS. J. 184, 379
- GREISEN, E. W. 1974, ASTROPHYS. J. 203, 371
- GREISEN, E. W., GRAM, T. R. 1976, ASTROPHYS. J. 203, L119
- GUTHBERT, J. 1974, ASTRON. ASTROPHYS. 30, 353
- GUTHBERT, J., LEOUFUX, J., VIALLEFOND, F. 1978, ASTRON. ASTROPHYS. 69, 1
- HAGEN, I. P., MCCLAIN, E. F. 1954, ASTROPHYS. J. 120, 368
- HAGEN, I. P., LILLEY, A. E., MCCLAIN, E. F. 1955, ASTROPHYS. J. 122, 361
- HARTMANN, J. 1964, ASTROPHYS. J. 19, 268
- HEESCHEN, D. S. 1955, ASTROPHYS. J. 121, 569

- HETLES, C. 1974, IN IAU SYMP. NO 60, GALACTIC RADIO ASTRONOMY, ED.
F. J. KERP AND S. C. SIMONSON III, REIDEL, P. 13
- HETLES, C. 1976A, ASTROPHYS. J. 204, 379
- HETLES, C. 1976B, ASTROPHYS. J. 208, L137
- HETLES, C., HARTIG, H. J. 1974, ASTRON. AND ASTROPHYS. SUPPL. 14, 1
- HETLES, C., JENKINS, F. R. 1976, ASTRON. ASTROPHYS. 46, 333
- HOBBS, L. M. 1974, ASTROPHYS. J. 191, 395
- HOLLENBACH, D. J., WERNER, M. J., SALPETER, E. E. 1971, ASTROPHYS. J.
163, 165
- HUGHES, V. A., ROUTLEDGE, D. 1972, ASTRON. J. 77, 210
- HUGHES, M. P., THOMPSON, A. P., COLVIN, R. S. 1971, ASTROPHYS. J.
SUPPL. 23, 323
- VAN DE HULST, H. C. 1945, NED. TIJDSCHR. NATUURK. 11, 210
- JACKSON, P. D., KELLMAN, S. A. 1974, ASTROPHYS. J. 190, 53
- DE JAEGER, G., LYNE, A. G., POINTON, L., POMSONBY, J. E. R. 1968,
NATURE 220, 128
- JENKINS, F. R. 1979A, ASTROPHYS. J. 219, 845
- JENKINS, F. R. 1979B, ASTROPHYS. J. 220, 107
- KAHN, E. D. 1955, IN IAU SYMP. NO 2, GAS DYNAMICS OF COSMIC CLOUDS,
NORTH-HOLLAND PUBLISHING COMPANY, P. 60
- KALBERLA, P. M. W. 1979, THESE, UNIVERSITE DE BONN
- KAZES, T. 1971, ASTRON. ASTROPHYS. 15, 460
- KAZES, T., COOVISTED, J., AURBY, D. 1977 (ARTICLE V), ASTRON.
ASTROPHYS. 59, 403
- KERP, F. J. 1962, IN NEBULAE AND INTERSTELLAR MATTER, ED. R. M.
MIDDLEHURST AND I. H. ALLER, THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS,
P. 575
- KERP, F. J., HINDMAN, J. V. 1954, U. R. S. I. GEN. ASSEM. PROC.
10, P15, 99
- KERP, F. J., KNAPP, G. P. 1970, AUSTR. J. PHYS. ASTROPHYS. SUPPL. 18, 9
- KNAPP, G. P. 1974, ASTRON. J. 79, 527
- KNAPP, G. P., KERP, F. J. 1974, ASTRON. ASTROPHYS. 35, 361
- KNUDE, J. 1978, IN ASTRONOMICAL PAPERS DEDICATED TO BENGT STROMGREN,
ED. A. REIZ AND T. ANDERSEN, COPENHAGEN UNIVERSITY OBSERVATORY,
P. 273
- KRONBERG, P. D., SIMARD-NORMANDIN, M. 1978, PAPER PRESENTED AT IAU
SYMPOSIUM NO 94 ON LARGE SCALE STRUCTURE OF THE GALAXY,
COLLEGE PARK, MARYLAND
- KUSH, D., PRODELL, A. G. 1950, PHYS. REV. 79, 1009
- LAHQUE, R., LEQUEUX, J., NGUYEN-QUANG-RIEU 1973, NATURE PHYS. SCIENCE
241, 94
- LAZAREFF, R. 1975, ASTRON. ASTROPHYS. 42, 25
- LITTLE, A. E., MCCLAIN, E. F. 1959, PROC. I. R. F. 46, 221

- LINDBLAD, P. O. 1967, BULL. ASTRON. INST. METH. 19, 34
- LINDBLAD, P. O. 1974, IN STARS AND THE MILKY WAY SYSTEM, ED. L. N. MAVRITIS, SPRINGER, P. 45
- LOCKHART, T. A., GOSS, W. M. 1978, ASTRON. ASTROPHYS. 67, 355
- LUCAS, P. 1974, ASTRON. ASTROPHYS. 36, 465
- MC KEE, C. F., OSTRIKER, J. P. 1977, ASTROPHYS. J. 218, 148
- MEROLD, U., HILLS, D. LL. 1975, ASTRON. ASTROPHYS. 42, 187
- MEROLD, U., WINNBERG, A., HACHENBERG, O., KALBERLA, P., GOSS, W. M. 1978, MITTEILUNGEN ASTRONOMISCHE GESELLSCHAFT 43, 192
- MULLER, C. A. 1957, ASTROPHYS. J. 125, 830
- MULLER, C. A. 1959, IN IAU SYMP. NO 9, RADIO ASTRONOMY, ED. R. N. BRACEWELL, STANFORD UNIVERSITY PRESS, P. 360
- MULLER, C. A., DOPT, J. H. 1951, NATURE 168, 357
- MUNCH, G. 1952, ASTROPHYS. J. 116, 575
- MUNCH, G. 1969, IN NEBULAE AND INTERSTELLAR MATTER, ED. R. M. MIDDLEBUSH AND L. H. ALLER, THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS, P. 365
- MYERS, D. C. 1978, ASTROPHYS. J. 225, 380
- NOYEN-CURTEN, WINNBERG, A., GUTHBERT, J., LEDINE, J. R. D., JOHANSSON, L. E. R., GOSS, W. M. 1976, ASTRON. ASTROPHYS. 46, 413
- DOPT, J. H., KERR, F. J., WESTERHOOT, G. 1958, MONTHLY NOTICES ROY. ASTRON. SOC. 118, 379
- PAUL, J. A. 1978, REVIEW PAPER PRESENTED AT IAU SYMPOSIUM NO 84 ON LARGE SCALE STRUCTURE OF THE GALAXY, COLLEGE PARK, MARYLAND
- DANSEY, J. I. 1951, NATURE 168, 358
- PADHAKRISHNAN, V. 1974, IN IAU SYMP. NO 60, GALACTIC RADIO ASTRONOMY, ED. F. J. KERR AND S. C. SIMONSON III, REIDEL, P. 5
- PADHAKRISHNAN, V., BROOKS, J. W., GOSS, W. M., MURRAY, J. D., SCHWARZ, H. J. 1972A, ASTROPHYS. J. SUPPL. 24, 1
- PADHAKRISHNAN, V., GOSS, W. M. 1972, ASTROPHYS. J. SUPPL. 24, 161
- PADHAKRISHNAN, V., GOSS, W. M., MURRAY, J. D., BROOKS, J. W. 1972B, ASTROPHYS. J. SUPPL. 24, 49
- PADHAKRISHNAN, V., MURRAY, J. D., LOCKHART, P., WHITTLE, R. P. J. 1972C, ASTROPHYS. J. SUPPL. 24, 15
- VAN RHILIN, P. J. 1949, BURL. KAPTEYN OBS. 53
- ROGER, R. S., CASWELL, J. L., MURRAY, J. D., COLE, D. J., COOKE, D. J. 1978, MONTHLY NOTICES ROY. ASTRON. SOC. 182, 209
- ROBERTSON, J. R., YORK, D. G., DRAKE, J. F., JENKINS, E. B., MORTON, D. C., SPITZER, L. 1973, ASTROPHYS. J. 181, L110
- ROHLES, K. 1972, ASTRON. ASTROPHYS. 17, 246
- ROTS, A. H. 1974, ASTRON. ASTROPHYS. 45, 43
- ROHAN, D., IENA, D. J., PHIGET, J. L., DE ROER, K. S., WIJNBERGEN, J. J. 1977, ASTROPHYS. J. 213, L35

- SALPETER, E. E. 1974, ASTROPHYS. J. 206, 673
- SALPETER, E. E. 1979, REVIEW PAPER PRESENTED AT IAU SYMPOSIUM NO 84 ON
LARGE SCALE STRUCTURE OF THE GALAXY, COLLEGE PARK, MARYLAND
- SAVAGE, R. D., JENKINS, F. R. 1972, ASTROPHYS. J. 172, 491
- SCHATZMANN, F. 1950, ANN. ASTROPHYS. 13, 367
- SCHEEFLER, H. 1966A, ZEIT. ASTROPHYS. 63, 267
- SCHEEFLER, H. 1966B, ZEIT. ASTROPHYS. 65, 60
- SCHEEFLER, H. 1967, ZEIT. ASTROPHYS. 66, 33
- SCHMIDT, M. 1959, ASTROPHYS. J. 129, 243
- SCHWARTZ, H. J., WESSELIUS, P. R. 1978, ASTRON. ASTROPHYS. 64, 97
- SCHWARTZ, H. J., VAN WOERDEN, H. 1974, IN IAU SYMP. NO 60, GALACTIC
RADIO ASTRONOMY, ED. F. J. KERR AND S. C. SIMONSON III, REIDEL,
P. 45
- SHULTER, W. I. H., VERSCHUUR, G. L. 1964, MONTHLY NOTICES ROY. ASTRON.
SOC. 127, 389
- STIK, J. 1973, ANN. REV. ASTRON. ASTROPHYS. 11, 269
- SPITZER, L. 1962, DIFFUSE MATTER IN SPACE, WILEY
- SPITZER, L., JENKINS, F. R. 1975, ANN. REV. ASTRON. ASTROPHYS. 13, 133
- TAKAKURO, K. 1967, BULL. ASTRON. INST. NETH. 19, 125
- THADDEUS, P. 1977, IN IAU SYMP. NO 75, STAR FORMATION, ED. T. DE JONG
AND A. MAEDER, REIDEL, P. 37
- VERSCHUUR, G. L. 1974A, ASTROPHYS. J. SUPPL. 27, 65
- VERSCHUUR, G. L. 1974B, IN GALACTIC AND EXTRAGALACTIC RADIO ASTRONOMY,
ED. G. L. VERSCHUUR AND K. T. KELLERMANN, SPRINGER, P. 27
- WEAVER, H. 1974, IN HIGHLIGHTS OF ASTRONOMY, VOL. 3, ED. G. CONTOPOLU-
LOS, REIDEL, P. 423
- WEAVER, H., WILLIAMS, D. R. W. 1973, ASTRON. AND ASTROPHYS. SUPPL.
9, 1
- WEAVER, H., WILLIAMS, D. R. W. 1974, ASTRON. AND ASTROPHYS. SUPPL. 17,
251
- WESTERHOUT, G. 1977, THE MARYLAND-GREEN BANK GALACTIC 21-CM LINE
SURVEY, FINAL EDITION, UNIV. OF MARYLAND, TO BE PUBLISHED
- WIELEN, P. 1979, REVIEW PAPER PRESENTED AT IAU SYMPOSIUM NO 84 ON
LARGE SCALE STRUCTURE OF THE GALAXY, COLLEGE PARK, MARYLAND
- WILLIAMS, D. R. W., DAVIES, R. D. 1954, NATURE 173, 1182
- WILSON, T. L., MINN, Y. K. 1977, ASTRON. ASTROPHYS. 54, 933

Aux membres du Département de Radioastronomie de l'Observatoire de Meudon, qui m'ont initié à la recherche,

Aux personnels de la Station de Radioastronomie de Nançay et du Centre de Calcul de l'INAG, qui ont rendu possibles les observations et leur dépouillement,

A Dominique Aubry et à Ilia Kazès, qui ont partagé une bonne partie de cette aventure,

Aux membres du Jury, qui ont accepté de juger ce travail,

A Michèle et à Sylvain, qui ont efficacement collaboré à la réalisation du manuscrit,

J'exprime ma gratitude et mes remerciements.