



HAL
open science

L'oxygene dans le milieu interstellaire: l'apport des donnees spectroscopiques ISO/LWS

Charlotte Vastel

► **To cite this version:**

Charlotte Vastel. L'oxygene dans le milieu interstellaire: l'apport des donnees spectroscopiques ISO/LWS. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2001. Français. NNT : . tel-00002100

HAL Id: tel-00002100

<https://theses.hal.science/tel-00002100v1>

Submitted on 10 Dec 2002

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

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

THÈSE

présentée au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements
(FRE 2194 du CNRS)

par

Charlotte VASTEL

en vue de l'obtention du grade de
docteur
de l'Université Paul Sabatier-Toulouse III

Spécialité

ASTROPHYSIQUE

**L'oxygène dans le milieu interstellaire:
l'apport des données spectroscopiques ISO/LWS**

DATE DE SOUTENANCE : 18 décembre 2001

COMPOSITION DU JURY :

M. Peter von BALLMOOS
M. Francois BOULANGER Rapporteur
M. Emmanuel CAUX Directeur de thèse
Mme Cecilia CECCARELLI
M. Laurent PAGANI Rapporteur
M. Alexander TIELENS

A mes parents,

Remerciements

A la veille de mon départ à LA, je peux enfin penser à tous ceux qui ont guidé mes pas tout au long de ce parcours initiatique.

Merci à toi, Nicolas, de m'avoir fait découvrir cet Univers dans lequel les chevaliers Jedi se déplacent à la vitesse de la lumière (ce fait ne me posait pas de problème à l'époque). C'est dans le monde magique de l'enfance que se créent les vocations.

Merci à mes parents et à ma famille de n'avoir pas trouvé l'idée saugrenue de vouloir découvrir les merveilles de l'Univers et de m'avoir à tout moment encouragé et même poussée. Depuis le temps que je vous fais part de ce rêve, ce jour est enfin arrivé... Merci à toi, Véro, de m'accompagner dans mes périples; je m'excuse très platement auprès de Fred et surtout Jules et Léo pour tes absences.

J'ai, tout au long de ma thèse, rencontré beaucoup de gens formidables qui m'ont apporté plus qu'ils ne peuvent imaginer tant scientifiquement qu'amicalement. Merci à Cecilia C. pour sa patience (d'avance, je m'excuse auprès de Marco, Flavia et Valeria, car je compte bien t'emmener observer au CSO) et que je ne saurai jamais assez remercier; Alain C. pour sa bonne humeur et sa franche rigolade; Francois B. (merci pour tous tes lapins...); Francois P. pour nos longues nuits passées au sommet du Mauna Kea à écouter Rammstein en boucle; Laurent P. pour avoir supporté mes revendications contre certaines équations de transfert radiatif; Jean-Paul B. (promis demain je finis le papier...); Pierre C. en souvenir de ces folles nuits madrilèles. Il y en a encore bien d'autres et je pense à eux.

Merci à mes compagnons de fortune ou d'infortune rencontrés en cours de route, que ce soit aux Houches, à Paris, à Rome, à Madrid, au Chili, à Hawaïi, à Tolède, à Groningen et aux fameux Grands Tétons: Christophe M., Fred, D., Laurent L., Emilie H., Laurent C., Bertrand L., Stéphanie C., Bertrand S., Alain M. et les autres...

C'est aussi avec émotion que je me remémore les trois mois passés à Bouseland où l'unique moyen de survivre à la pluie, à l'obscurité et ... à l'odeur était de travailler d'arrache pied. Merci infiniment à Xander Tielens et Marco Spaans de m'avoir dévoilé les charmes et mystères des PDRs toujours dans la bonne humeur.

Je remercie toute l'équipe Univers Froid de m'avoir accueilli pendant ces trois années et spécialement Emmanuel C. qui a guidé mon chemin jusqu'au bout et qui m'a permis d'accomplir mon rêve. Je peux maintenant l'avouer: j'ai longtemps rêvé de couper le fil de son téléphone afin de pouvoir discuter plus longuement.

Merci à mes potes de toujours: Alain, Béné, Isabelle, Patrick, Pascal ... et à ceux, plus récents que j'ai rencontré au CESR. Mention spéciale à Micheline-Carole ma copine de pauses, de tennis, de basket, de bouffes et de soirées: "Du hast mich"...

Enfin, à la veille de partir à LA, c'est à mon compagnon de route que je pense. Une soutenance de thèse c'est comme un mariage: un aboutissement et un début à tout. La vie est devant nous Thomas. Merci à toi.

Toulouse,

Le 2 janvier 2002.

Et accroître sa science, c'est accroître sa peine.

L'Ecclésiaste

Table des matières

Résumé	1
Summary	3
Acronymes	5
Introduction	7
I LE MILIEU INTERSTELLAIRE	9
1 Le cycle de la matière	11
1.1 Introduction	11
1.2 Composition du milieu interstellaire	12
1.3 Structure du milieu interstellaire	12
1.3.1 Le milieu internuage local	13
1.3.2 Les nuages	14
1.3.3 Les nébuleuses gazeuses	15
1.3.4 La poussière	16
2 Véhicule d'information	17
2.1 L'univers infrarouge et submillimétrique	17
2.2 Observations infrarouges et submillimétriques	18
II L'INSTRUMENT LWS: LONG WAVELENGTH SPECTROMETER	21
1 Le spectromètre à grande longueur d'onde LWS	23
1.1 Introduction	23
1.2 Caractéristiques de l'instrument LWS	24

1.2.1	Architecture générale	24
1.2.2	Mode réseau	26
1.2.3	Mode Fabry-Pérot	26
1.2.4	Modes observationnels de l'instrument (AOT)	26
1.3	Comportement des détecteurs	28
1.3.1	Champ de vue	28
1.3.2	Correction pour les sources étendues	29
1.3.3	Rayons cosmiques	29
1.3.4	Franges	30
1.3.5	“Dark” et “Straylight”	30
1.4	Calibration en longueur d'onde	31
1.4.1	Mode réseau	31
1.4.2	Mode Fabry-Pérot	31
1.5	Calibration en flux	34
1.5.1	Définitions	34
1.5.2	Fabry-Pérot	35
1.5.3	Méthode utilisée	35
2	Détermination des profils instrumentaux du LWS-FP	37
2.1	Remarques préliminaires	37
2.2	Observations	38
2.3	Méthode	39
2.4	Réponse théorique des Fabry-Pérot	39
2.5	Résultats et discussion	40
2.6	Remarques complémentaires	45
III	L'OXYGÈNE DANS LE MILIEU INTERSTELLAIRE	49
A)	La chimie de l'oxygène dans le MIS	51
1	Introduction	53
1.1	Principaux réservoirs de l'oxygène	53
1.2	Chimie de l'oxygène dans les nuages moléculaires	54
1.2.1	Les couches externes	54
1.2.2	Les coeurs moléculaires	55
2	Approche observationnelle	59
2.1	Introduction	59
2.2	L'oxygène moléculaire et l'eau	59

2.3	L'oxygène atomique	61
2.4	L'hydroxyle	62
2.5	Contraintes sur la chimie de l'oxygène	63
B) L'oxygène dans les nuages moléculaires		67
3	Le nuage moléculaire L1689N	69
4	Description du complexe W49N	71
4.1	Description de la source	71
4.2	Choix de cette source	72
4.3	Les bras spiraux de la Galaxie	74
5	Etude des nuages moléculaires en direction de W49N	79
5.1	Introduction	79
5.2	Observations	80
5.2.1	Oxygène atomique	80
5.2.2	Observations de la molécule CO	81
5.3	Calcul des densités de colonne	82
5.3.1	Hydrogène atomique HI	84
5.3.2	Monoxyde de carbone CO	86
5.3.3	Oxygène atomique O	87
5.4	Implications sur la chimie du milieu interstellaire	92
6	Etude des nuages moléculaires en direction de Sagittarius B2	99
6.1	Présentation du complexe Sgr B2	99
6.2	Observations	100
6.2.1	Les raies de refroidissement: [OI] et [CII]	100
6.2.2	Les raies moléculaires: ^{13}CO et C^{18}O	102
6.3	Modélisation des composantes en absorption de C^+ et O	104
6.3.1	Les nuages sur la ligne de visée de SgrB2	104
6.3.2	Les couches externes	106
6.3.3	Les composantes moléculaires froides	110
6.4	Résultats et discussion	111
C) L'oxygène dans les régions de photo-dissociation		119
7	Les régions de photo-dissociation	121

7.1	Introduction	121
7.1.1	Définition	121
7.1.2	Emission des raies IR	122
7.2	Modèles théoriques	123
7.2.1	Le modèle de Tielens & Hollenbach	124
7.2.2	Les modèles plus récents	125
8	Etude de la région HII W49N	127
8.1	Introduction	127
8.2	Observations	127
8.2.1	Observations des transitions IR: [OI] et [CII]	127
8.2.2	Observations de la molécule CO	128
8.2.3	Observations du carbone atomique	129
8.3	Caractérisation de la PDR	129
8.3.1	La géométrie de la source	130
8.3.2	Le continuum IR	131
8.3.3	L'émission des transitions [OI]	132
8.3.4	L'émission de la transition [CII]	133
8.3.5	Les paramètres de la PDR	134
8.4	Modélisation et résultats	137
8.4.1	Modélisation de la PDR	137
8.4.2	Résultats	138
8.4.3	Comparaison avec d'autres PDRs	140
	Conclusion et perspectives	145
	Annexe A: Un peu de transfert...	147
A	Modélisation	149
A.1	Transfert radiatif	149
A.2	Les modèles LVG	155
A.3	Les modèles Monte Carlo	156

Annexe B: Publications sur le sujet	159
Annexe C: Autres publications	183
Références Bibliographiques	199

Table des figures

Partie I	8
Le cycle de la matière	11
1.1 Cycle du gaz et de la poussière dans le milieu interstellaire.	13
Véhicule d’information	17
Partie II	18
2.1 Absorption du rayonnement par les couches atmosphériques terrestres (Figure tirée du livre “Explorations”, par Thomas Arny, ©McGraw-Hill).	19
Le spectromètre à grande longueur d’onde LWS	23
1.1 Chemin optique du LWS.	25
1.2 Figure du haut: Domaine de longueur d’onde couvert par chacun des détecteurs, par la rotation du réseau autour de sa position nominale, ainsi que les ordres du réseau et la roue FP utilisée. Les régions en jaune représentent les domaines de longueurs d’onde nominales. Figure centrale: Élément spectral du second ordre du réseau (en rouge) à un angle du réseau de -1.36° . Les ordres adjacents sont aussi représentés, ainsi que le filtre qui permet de sélectionner un seul ordre. Figure du bas: Profil d’Airy d’ordre n du FP superposé à la transmission du réseau. Le domaine de longueur d’onde pouvant être balayé par le FP par écartement des grilles est représenté par la flèche verte.	27
1.3 Différents modes observationnels du LWS (voir texte). Les notations “spectre” et “raie” permettent de différencier un balayage sur un intervalle en longueur d’onde plus ou moins court.	28
1.4 Vitesse héliocentrique en fonction de la période de révolution pour différentes raies très intenses émises par trois sources de calibration: G 0.6-0.6 (vert) NGC 7023 (bleu) et NGC 7027 (rouge). Les traits horizontaux représentent la valeur de la vitesse héliocentrique des 3 sources.	33

Détermination des profils instrumentaux du LWS	37
2.1 Comparaison entre les profils instrumentaux observés (traits pleins) et théoriques (traits pointillés). L'axe des ordonnées est en unités arbitraires et l'axe des abscisses est exprimée en vitesse (km/s)	43
2.2 Comparaison entre le profil observé normalisé à l'unité (traits pleins) et le profil modélisé (traits pointillés) avec six profils d'Airy convolués avec une gaussienne de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$. Les unités en abscisses sont en microns.	45
 Partie III	 46
2.3 Comparaison entre deux séries de valeurs des résolutions spectrales de l'instrument LWS. La courbe <u> </u> représente les résolutions spectrales mesurées au sol. La courbe <u> - - </u> (respectivement <u> -.- -</u>) représente les nouvelles valeurs des résolutions spectrales FPS (respectivement FPL) en combinant des mesures effectuées au sol et en vol.	47
 Introduction	 53
1.1 Chaîne simplifiée de réactions de l'oxygène. CR représente l'interaction avec le rayonnement cosmique.	57
 Approche observationnelle	 59
2.1 Premiers niveaux d'énergie et transitions de structure fines de l'atome d'oxygène.	62
2.2 Premiers niveaux d'énergie de la molécule OH.	64
 Le nuage moléculaire L1689N	 69
 Description du complexe W49N	 71
4.1 Evolution des rapports $[\text{CII}] 158\mu\text{m}/[\text{OI}] 63\mu\text{m}$ et $[\text{OI}] 63\mu\text{m}/[\text{OI}] 145 \mu\text{m}$ en fonction de la densité n et du champ de rayonnement FUV incident paramétré par G_0 . Les densités varient entre 10^2 et 10^6 cm^{-3} , et G_0 varie entre 10^2 et 10^6 .	73
4.2 Structure schématique du plan de notre galaxie. Le sens de rotation est dans le sens trigonométrique inverse (d'après Georgelin & Georgelin 1976). Le cercle central représente l'anneau de matière à 3 kpc du centre galactique.	75
4.3 Vue schématique d'une partie de la Galaxie, sous l'hypothèse d'un mouvement circulaire. R_0 représente la distance entre le centre galactique (CG) et le Soleil (S), R la distance galactocentrique d'un nuage dans un bras spiral, d la distance entre ce nuage et le Soleil et l est la longitude.	77
 Etude des nuages moléculaires en direction de W49N	 79

5.1	Spectres LWS-FP de l'oxygène atomique à $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$, ainsi que du carbone ionisé obtenus en direction de W49N. Les unités sont en $10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$	81
5.2	Spectres des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule ^{12}CO et de son isotope ^{13}CO dégradés au champ de vue du LWS. La résolution en vitesse est de 0.4 km/s	83
5.3	Spectre de l'opacité de HI en fonction de la vitesse (V_{LSR}).	85
5.4	Schéma d'un nuage moléculaire typique. Les régions les plus internes et plus froides sont celles où se déclenchent à long terme les processus de formation d'étoiles.	88
5.5	Valeurs observationnelles de l'abondance d'oxygène (en unité 10^{-3}) en fonction de la distance galactocentrique entre 5.6 et 6.6 kpc . Les points donnés par Shaver et al. (1983) ont été recalés afin de tenir compte de la distance galactique du Soleil de 8.1 kpc . La valeur moyenne de l'abondance d'oxygène est aussi représentée à 5.6×10^{-4}	89
5.6	a) Comparaison entre le spectre observé (trait plein), le spectre établi en utilisant le CO et le HI (tirets-pointillés) et le spectre établi en utilisant uniquement le HI (trait tireté); b) résidus entre le spectre observé et le spectre construit: CO et HI (trait plein) et HI seulement (tirets-pointillés); les unités sont en $10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$	92
5.7	Valeurs du rapport $[\text{O}]/[\text{CO}]$ dans les nuages CO en fonction de l'abondance d'oxygène dans les nuages HI.	93
5.8	Premiers niveaux d'énergie et transitions de structure fine de l'atome de carbone.	97
5.9	Données du satellite SWAS dans un champ de vue de $3.3' \times 4.5'$ en direction de W49N.	98
Etude des nuages moléculaires en direction de Sagittarius B2		99
6.1	Comparaison des spectres $[\text{OI}] 63 \mu\text{m}$ observés en mode L03 FPS et FPL, ainsi qu'en mode L04 en direction de Sgr B2 (rapport raie sur continuum). La barre d'erreur au centre de la raie en absorption est représentée dans la partie inférieure gauche.	102
6.2	Superposition des spectres $[\text{OI}] 63 \mu\text{m}$ observés en mode L03 FPS et FPL, ainsi qu'en mode L04 en direction de Sgr B2 (rapport raie sur continuum). Les barres d'erreurs sont représentées dans la partie inférieure gauche.	102
6.3	Spectres à haute résolution des raies $[\text{OI}] 63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$ et $[\text{CII}] 158 \mu\text{m}$ en direction de Sgr B2.	103
6.4	Transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ des molécules ^{13}CO et C^{18}O dégradées dans le champ de vue d'ISO-LWS.	104

6.5	Schéma représentant une partie de la Galaxie entre le Soleil et le centre galactique et les positions proposées (Greaves & Williams 1994) des bras spiraux associés à une vitesse V_{LSR} . Les distances ne sont pas respectées sur cette carte.	106
6.6	Ajustement de la transition [OI] $145 \mu\text{m}$ avec une gaussienne de $\text{FWHM} = 40 \text{ km s}^{-1}$ convoluée avec le profil instrumental du LWS/FP.	108
6.7	Absorption prédite à $158 \mu\text{m}$ de la raie de C^+ (ligne en pointillés) par rapport au profil observé.	108
6.8	Absorption prédite à $63 \mu\text{m}$ dans la couche où C^+ , O et HI sont co-existants (ligne en pointillés) par rapport au profil observé.	109
6.9	Spectre modélisé de la raie de [OI] $63 \mu\text{m}$ (ligne en pointillés) en tenant compte de l'absorption dans les couches diffuse et moléculaire comparé au spectre observé. Le résidu entre l'observation et l'ajustement est reproduit dans la partie inférieure du graphe.	112
6.10	Variation de la densité de colonne d'oxygène atomique dans le coeur moléculaire en fonction de la densité de colonne de ^{12}CO	114
6.11	Spectres de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule ^{13}CO dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$	115
6.12	Spectres de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule ^{13}CO dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$	116
6.13	Spectres de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule C^{18}O dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$	117
6.14	Spectres de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule C^{18}O dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$	118
Les régions de photo-dissociation		121
7.1	Vue schématique d'une région de photo-dissociation illuminée à sa gauche par des étoiles de type O/B.	122
7.2	Géométries d'observation d'une région de photo-dissociation. Une vue de face permet à l'observateur de voir les étoiles qui photo-dissocient les éléments chimiques qui composent le nuage. Une vue de côté permet de voir les différentes zones de transition entre les étoiles, la région HII (où l'hydrogène est totalement ionisé), la PDR et le nuage moléculaire. Une vue de derrière ne permet pas d'observer les étoiles et la PDR est alors obscurcie par le nuage moléculaire.	123
Etude de la région HII W49N		127
8.1	Spectres $\text{C}^{16}\text{O } J = 1 \rightarrow 0$ et $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 \rightarrow 1$ dégradés à la résolution du faisceau ISO-LWS de $80''$	129
8.2	Transition fondamentale du carbone atomique à $609 \mu\text{m}$ observé grâce au télescope CSO dans un champ de vue de $15''$	130

8.3	Comparaison entre le spectre LWS observé en mode réseau et le meilleur ajustement d'un corps noir. Les unités sont de 10^{-8} erg s ⁻¹ cm ⁻² μm ⁻¹	132
8.4	Tracés de température par rapport à la densité donnés par le modèle LVG pour une extension de source de 50'' (à gauche) et 80'' (à droite) afin d'obtenir les flux observés de [OI] à 63 μm (courbes pleines) et [OI] à 145 μm (courbes en pointillés) pour trois valeurs de densité de colonne d'oxygène atomique. Pour chacune de ces transitions, deux courbes sont représentées, délimitant les flux observés à ± 30% (incertitude sur le flux).	133
8.5	Flux calculé de la raie [CII] 157.741 μm en fonction de la densité de colonne du C ⁺ pour une densité de 10 ⁴ cm ⁻³ et des températures de 100, 200, 300, 400 et 1000 K (de la droite vers la gauche) pour une extension de la source de 80'' (traits pleins) et une extension de la source de 50'' (traits pointillés). Les lignes horizontales en pointillé représentent l'erreur de ± 30% sur le flux donné par les observations ISO LWS en direction de W49N.	135
8.6	Abondances des éléments O, C ⁺ , C, CO et OH par rapport à l'hydrogène en fonction de la profondeur dans le nuage paramétrée par l'extinction visuelle A _V , pour une densité de 10 ⁴ cm ⁻³ et un G ₀ = 3 × 10 ⁵	140
8.7	Profil thermique en fonction de la profondeur dans le nuage paramétrée par l'extinction visuelle A _V , pour une densité de 10 ⁴ cm ⁻³ et un G ₀ = 3 × 10 ⁵	141
8.8	Diagramme du rapport [CII] 158 μm/[OI] 63 μm en fonction du rapport [OI] 63 μm/[OI] 145 μm pour différentes valeurs de densité [10 ² cm ⁻² -10 ⁶ cm ⁻²] et G ₀ [10 ² -10 ⁶] en utilisant le modèle de Wolfire, Tielens & Hollenbach (1990). Les chiffres font référence à la notation de la dernière colonne de la table 8.4.3.	142
8.9	Schéma de formation stellaire séquentielle.	143
Un peu de transfert...		149
A.1	Profils des transitions 1 → 0 et 2 → 1 de la molécule CO à T _{ex} = 20 K, Δv = 1 km s ⁻¹ et τ ≫ 1 au centre de la raie.	152
A.2	Illustration de la grandeur physique <i>densité de colonne</i> par un exemple (voir le texte).	153

Résumé

L'oxygène est l'un des éléments les plus abondants dans le milieu interstellaire. Il est par conséquent primordial de chercher à comprendre sa chimie et sous quelle forme il se trouve dans les différentes phases de ce milieu.

Les contraintes imposées par les observations SWAS et ISO représentent un défi pour les théoriciens car elles mettent en défaut les modèles établis jusqu'à ce jour.

Sous quelles formes se trouvent l'oxygène dans les nuages moléculaires et quelles sont les principales espèces porteuses d'oxygène responsables du refroidissement? L'oxygène atomique est l'un des principaux agents de refroidissement du milieu interstellaire à travers ses transitions fondamentales dans l'infrarouge.

Je présenterai dans un premier temps les outils utilisés au cours de mon travail de recherche et particulièrement l'instrument ISO/LWS utilisé pour les observations de l'oxygène atomique. J'introduirai alors les observations obtenues en direction de complexes de formations d'étoiles (régions HII) lointaines dans notre Galaxie. Le rayonnement ultraviolet lointain des étoiles massives illumine et photo-dissocie la matière environnante en créant une région de photo-dissociation (PDR). Les raies infrarouges émises par le gaz dans ces régions ($[OI]$ $63 \mu\text{m}$, $[OI]$ $145 \mu\text{m}$ et $[CII]$ $158 \mu\text{m}$) dominant le refroidissement dans le milieu interstellaire.

L'absorption du rayonnement continu intense émit par ces régions sur la ligne de visée va permettre de tracer les nuages moléculaires présents dans les bras spiraux de la Galaxie. Je présenterai le travail de modélisation des spectres infrarouges en direction de deux PDRs spectaculaires W49N et Sagittarius B2 afin de caractériser à la fois la PDR émettrice et les nuages moléculaires présents sur la ligne de visée.

Une des conclusions de ce travail, en désaccord avec les modèles théoriques, implique que la majeure partie de l'oxygène en phase gazeuse dans les nuages moléculaires se trouve sous forme atomique. Ces observations sont en accord avec celles du satellite SWAS qui montrent que l'abondance du dioxygène (O_2) est beaucoup plus faible que celle prédite par les modèles. Ces résultats devraient permettre de mieux contraindre les futurs modèles théoriques.

Ce travail a permis de mettre en évidence le caractère spectaculaire du complexe de formation d'étoiles W49N qui apparaît comme l'une des régions HII les plus lumineuses de la Galaxie. Cette région est très jeune et les proto-étoiles massives récemment formées et enfouies dans leur cocon n'ont pas eu le temps de disperser les nuages moléculaires environnants.

Summary

Oxygen is the most abundant element after Hydrogen and Helium in the Universe. It is therefore of prime importance to know in which form Oxygen is found in the different phases of the interstellar medium (ISM). The constraints imposed by SWAS and ISO observations represent a challenge for theorists as they are in contradiction with the current models.

In which form is the Oxygen in molecular clouds and what are the main Oxygen bearing species? The gas in cold molecular clouds is mainly cooled by atomic Oxygen through its lines in the infrared.

First, the tools used during my research are presented, notably the LWS instrument on board the Infrared Space Observatory (ISO). This instrument allowed the observation of the lines of the Oxygen in atomic form.

Observations towards star forming regions (HII regions) far from the sun are then presented. The far ultraviolet radiation field emitted by the massive stars illuminates and photo-dissociates the surrounding gas, creating a photo-dissociation region (PDR). The infrared atomic lines of Oxygen ([OI] $63 \mu\text{m}$ and [OI] $145 \mu\text{m}$) and of ionised Carbon ([CII], $158 \mu\text{m}$) dominate the gas cooling in these regions.

Absorption of the strong continuum emitted by bright sources in some of the observed lines of sight can trace the molecular and diffuse clouds which lie in the galactic spiral arms. The fit of the observed spectra towards two particular HII regions, W49N and Sagittarius B2, allow to characterise both the emitting PDR and the molecular clouds along the lines of sight.

This work shows that most of the Oxygen in the gas phase is in atomic form in the molecular clouds. This result is in contradiction with the theoretical works, but these observations agree with the SWAS ones showing that the abundance of the O_2 molecule is much less than predicted by the models. These results will help to better constrain the theoretical works to come.

Acronymes

2MASS	2 Microns A ll S ky S urvey
ALMA	A tacama L arge M illimeter A rray
AOT	A stronomical O bservation T emplates
APU	A nalogue P rocessing U nit
CESR	C entre d' E tude S patiale des R ayonnements
CMB	C osmic M icrowave B ackground
COBE	C Osmic B ackground E xplorer
CSO	C altech S ubmillimeter O bservatory
DENIS	D Eep N ear I nfrared S urvey
DIRBE	D iffuse I nfra- R ed B ackground E xperiment
DPU	D igital P rocessing U nit
ESO	E uropean S outh O bservatory
ETL	E quilibre T hermodynamique L ocal
FIR	F ar I nfra R ed
FIRAS	F ar I nfra R ed A bsolute P hoto S pectrometer
FIRST	F ar I nfra R ed and S ubmillimeter T elescope
FP	F abry- P érot
FPL	F abry- P érot L ong
FPS	F abry- P érot S hort
FPU	F ocal P lane U nit
FUSE	F ar U ltraviolet S pectroscopic E xplorer
FUV	F ar U ltra V iolet
FWHM	F ull W idth at H alf M aximum
IR	I nfra R ed
IRAM	I nstitut de R adio- A stronomie M illimétrique
IRAS	I nfra R ed A stronomical S atellite
IRTS	I nfra R ed T elescope in S pace
ISAAC	I nfrared S pectrometer and A rray C amera

ISAP	I SO S pectral A nalysis P ackage
ISM	I nter- S tellar M edium
ISO	I nfrared S pace O bservatory
JCMT	J ames C lerk M axwell T elescope
KAO	K uiper A irborne O bservatory
LIA	L WS I nteractive A nalysis
LSR	L ocal S tandard of R est
LVG	L arge V elocity G radient
MIS	M ilieu I nter S tellaire
NGST	N ext G eneration S pace T elescope
NICMOS	N ear I nfrared C amera and M ulti O bject S pectrometer
NIR	N ear I nfra R ed
OLP	O ff L ine P rocessing
PDR	P hoto- D issociation R egion
PSF	P ower S pread F unction
RSRF	R elative S pectrale R esponse F unction
SCUBA	S ubmillimeter C ommon U ser B olometer A rray
SEST	S wedish E SO S ubmillimeter T elescope
SIRTF	S pace I nfra R ed T elescope F acility
SOFIA	S tratospheric O bservatory F or I nfrared A stronomy
UV	U ltra V iolet
VLA	V ery L arge A rray
VLT	V ery L arge T elescope

Introduction

Le sujet de cette thèse est de contraindre la chimie de l'oxygène dans le milieu interstellaire à travers les observations dans les domaines infrarouges et submillimétriques de l'oxygène et de ses principaux porteurs. Les sources d'étude ont été d'une part les régions HII ultracompactes W49N et SgrB2 et d'autre part les nuages moléculaires situés sur leur ligne de visée ainsi que le nuage moléculaire (L1689N) entourant la proto-étoile IRAS 16293. Ces sources ont été étudiées par trois transitions de structure fine ([OI] $63 \mu\text{m}$, [OI] $145 \mu\text{m}$, [CII] $158 \mu\text{m}$) ainsi que certaines transitions de la molécule CO et de ses isotopes.

Dans le chapitre II, nous avons introduit l'instrument ISO/LWS avec lequel nous avons observé les transitions infrarouges. Les différents problèmes instrumentaux ainsi que la méthode utilisée pour réduire ces données sont présentés, en parallèle avec une étude sur les profils instrumentaux du spectromètre.

Le chapitre III est divisé en trois parties. La première présente la théorie de la chimie de l'oxygène dans le milieu interstellaire et les observations qui permettent de contraindre les modèles d'évolution chimique. Différents modèles (LVG et Monte-Carlo) permettent d'extraire des observations les informations nécessaires afin de contraindre les propriétés du gaz. Nous nous intéressons dans la seconde partie aux nuages moléculaires dans lesquels les étoiles n'ont pas encore eu le temps de se former. Le premier cas concerne le nuage moléculaire L1689N entourant une proto-étoile de faible masse. Plusieurs régions HII sont alors présentées à travers les observations ISO/LWS à faible résolution. Elles ont la particularité d'avoir un rapport observationnel [OI] $63 \mu\text{m}$ /[OI] $145 \mu\text{m}$ beaucoup plus faible que les prédictions apportées par les modèles théoriques. Une explication consiste à évoquer la présence de matériel froid sur la ligne de visée absorbant les photons à $63 \mu\text{m}$. Les régions de formation d'étoiles massives W49N et SgrB2 sont des sujets d'étude parmi les plus spectaculaires car elles présentent une profonde absorption à cette transition observée en mode haute résolution de l'instrument, à la vitesse des nuages moléculaires et diffus respectivement tracés par CO et HI.

Dans la troisième partie, les propriétés du gaz photo-dissocié de la région HII W49N sont examinées. Les observations des transitions infrarouges émises sont comparées aux prédictions des modèles LVG et Monte-Carlo. Différents paramètres physiques et chimiques sont déduits, et permettent de conclure que W49N est une région de formation d'étoiles très jeune. Les

nuages moléculaires environnants n'ont pas encore été dispersés par les proto-étoiles massives récemment formées, enfouies dans leur cocon.

Première partie

LE MILIEU INTERSTELLAIRE

Chapitre 1

Le cycle de la matière

Rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme...

Antoine-Laurent de Lavoisier

Sommaire

1.1	Introduction	11
1.2	Composition du milieu interstellaire	12
1.3	Structure du milieu interstellaire	12

1.1 Introduction

Dans notre galaxie, les étoiles sont en moyenne espacées les unes des autres de 2 à 3 parsecs ($1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{13} \text{ km}$) et représentent une masse totale d'environ 100 milliards de masses solaires (M_{\odot}). Bien que l'espace entre les étoiles soit plus dilué que le vide le plus poussé que l'on puisse créer sur Terre, il s'y trouve de la matière composée de gaz et de poussières. Cette matière est appelée milieu interstellaire (MIS) et est composée de 99 % de gaz et de seulement 1 % de poussières. Elle constitue 10 à 15 % de la matière visible (c'est à dire les étoiles) de la Voie Lactée (la Galaxie). Le MIS concentré par endroits en nuages affecte la propagation de la lumière et la répartition apparente des étoiles dans le ciel.

Le MIS et les étoiles ne sont pas deux entités distinctes qui cohabiteraient sans aucun échange. Au contraire, le gaz interstellaire est le terrain fertile où sont engendrées les étoiles nouvelles et le lieu de leur évolution parfois tourmentée. Notre galaxie, visible comme un grand nombre de regroupements d'étoiles, s'est formée à partir de gigantesques nuages de gaz et de poussières. La matière interstellaire est fortement concentrée dans le plan galactique, où elle est associée à des étoiles jeunes, formées dans et avec cette matière. Les régions externes de la Galaxie, contenant des étoiles vieilles (amas globulaires, étoiles RR Lyrae...) sont pratiquement dépourvues de gaz interstellaire. De même, dans le halo sphérique entourant le plan galactique, ne s'étendent que quelques structures diluées de matière interstellaire, peut-être d'origine extra-galactique et attirées par le noyau de notre galaxie. Le milieu interstellaire

prend des structures très variées et se présente à l'observation sous de multiples formes. À l'oeil nu, il se révèle par de vastes structures qui se découpent dans la Voie Lactée. Ces structures sont en fait de gigantesques concentrations de gaz et de poussières qui obscurcissent le tissu stellaire dense dans le plan galactique.

La matière interstellaire peut être décelée par la présence de raies d'absorption dans le spectre d'étoiles chaudes. Ce type d'observation a montré que le gaz interstellaire est animé de mouvements désordonnés: les nuages se déplacent les uns par rapport aux autres. Cette constante agitation donne lieu à des collisions au cours desquelles les nuages peuvent fusionner ou se fragmenter.

1.2 Composition du milieu interstellaire

L'espace interstellaire n'est pas vide, mais contient des atomes et des molécules gazeuses, ainsi que des poussières solides. La matière interstellaire se présente sous forme de nuages, composés essentiellement d'hydrogène et d'hélium, aux contours irréguliers et à l'aspect nébuleux. La matière interstellaire, composée (cf. Allen 1976) en masse d'environ 73.4% d'hydrogène [92.1% en nombre], 25% d'hélium [7.8% en nombre], 1.3% d'éléments plus lourds (C, N, O, etc...) [0.1% en nombre], et 0.4% de métaux (Fe, Si, Mg, S, ...) [$< 0.01\%$ en nombre] se révèle très inhomogène. La plupart de la masse se concentre dans des nuages froids (atomiques ou moléculaires) qui occupent une très faible partie du volume galactique, tandis que la majorité du volume est remplie de gaz "internuage" plus chaud. Alors que les nuages sont relativement aisés à détecter à travers toute la Voie Lactée, le milieu internuage diffus n'a guère été étudié qu'au voisinage du Soleil. En 1977, McKee & Ostriker ont étendu le modèle à 2 phases de Field, Goldsmith & Habing (1969), en incluant les supernovae. Leur "conception" du MIS est dominée par l'explosion d'étoiles individuelles en supernovae (SN) et permet d'expliquer la structure de ce milieu.

1.3 Structure du milieu interstellaire

L'évolution du milieu interstellaire est complexe et intimement liée à celle des étoiles. La principale source d'énergie mécanique et thermique pour la matière interstellaire provient des étoiles massives (rayonnement UV, explosions de supernovae et vents stellaires) qui se forment continuellement à partir des nuages moléculaires et qui, à la fin de leur vie, ré-injectent la plupart de leur masse (enrichie en éléments lourds) dans le milieu interstellaire. Les étoiles de plus faible masse qui se forment parallèlement ne ré-injectent que très peu de matériel dans le milieu interstellaire, et petit à petit vident le réservoir de milieu interstellaire des galaxies. La figure 1.1 est une représentation schématique du cycle du gaz et de la poussière dans le milieu interstellaire, tel qu'il est décrit dans les paragraphes suivants. En fait, le modèle de McKee & Ostriker (1977) ne décrit pas entièrement le MIS. Le champ magnétique et les rayons cosmiques jouent des rôles importants dans la dynamique globale du MIS, en

reliant les différentes phases entre elles. Ainsi les différentes composantes ne peuvent pas être complètement indépendantes les unes des autres. Ce milieu interstellaire peut donc être considéré comme le siège de la vie physico-chimique d'une galaxie en activité comme la nôtre.

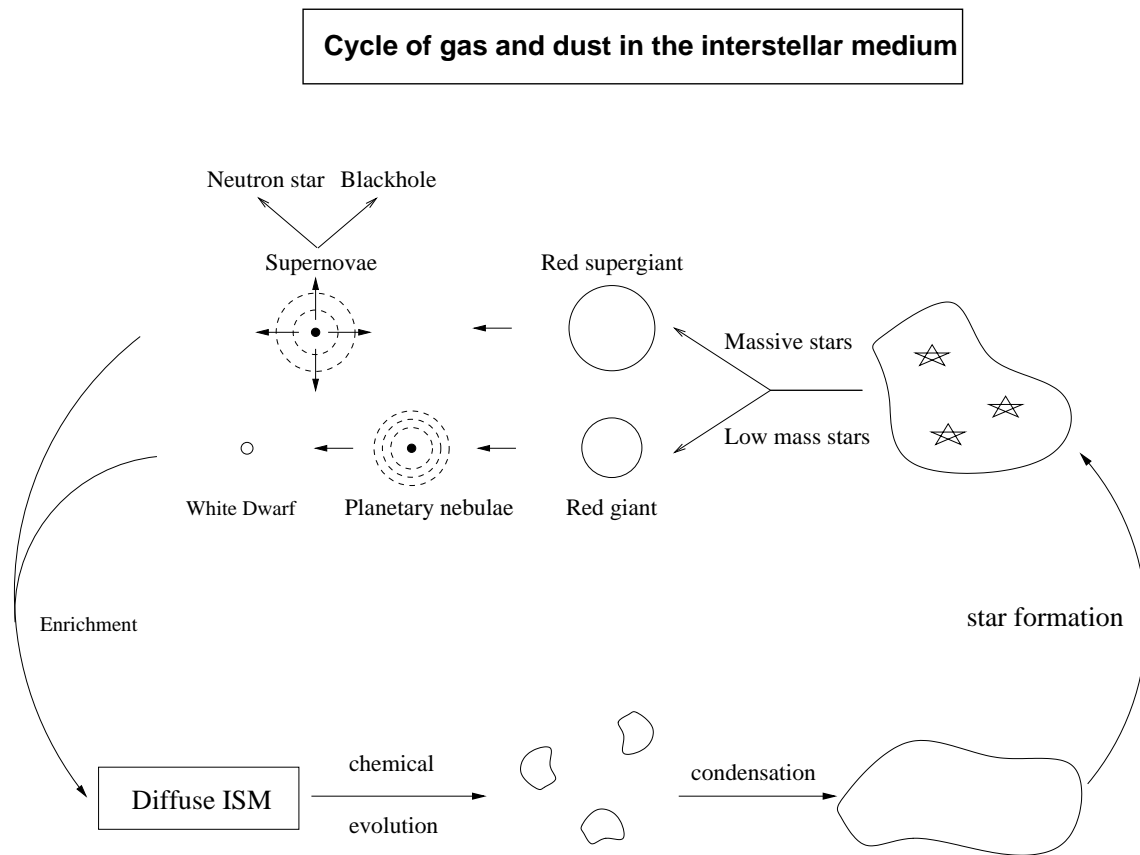


FIG. 1.1 – Cycle du gaz et de la poussière dans le milieu interstellaire.

1.3.1 Le milieu internuage local

Le milieu internuage se compose de quatre phases:

- Le milieu atomique froid (Cold Neutral Medium: CNM) présente des valeurs typiques pour la température, densité et fraction volumique de $T \sim 100$ K, $n \sim 20$ cm⁻³, $f \sim 2 - 4\%$. Le CNM est tracé par les mesures de la raie d'hydrogène atomique à 21 cm en absorption.
- Le milieu atomique chaud (Warm Neutral Medium: WNM) est caractérisé par une température supérieure à 6000 K, une densité d'environ 0.3 cm⁻³ et occupe plus de 30% du volume du MIS. Cette phase est détectée à travers l'observation de la raie à 21 cm en émission.
- Le milieu ionisé chaud (Warm Ionized Medium: WIM) est détecté par l'observation de la raie H α (Reynolds 1988), et par les mesures de dispersion des pulsars (Lyne & Smith 1989). Sa température est élevée ($T \sim 8000$ K) et sa densité très faible ($n \sim 0.3$ cm⁻³).

Il occupe plus de 15% du volume du MIS.

- Le *gaz coronal*, aussi appelé *Hot Ionized Medium* (HIM) est détecté à l'aide de raies d'absorption dans l'ultraviolet (en particulier [O VI], Jenkins 1978) et de rayons X mous (McCammon et al. 1983). La densité de cette phase est extrêmement faible ($n \sim 0.005 \text{ cm}^{-3}$), sa température très élevée ($T \sim 5 \times 10^5 \text{ K}$). D'après McKee & Ostriker (1977), ce gaz est chauffé par des explosions de supernovae, tandis que l'ionisation y est principalement collisionnelle. Moins de 50% du volume du MIS est occupé par ce gaz coronal.

1.3.2 Les nuages

Les nuages interstellaires sont le creuset de la formation des étoiles. C'est à partir de leurs coeurs denses que se contracte la matière qui donnera naissance aux proto-étoiles. Les densités des nuages interstellaires, essentiellement constitués d'hydrogène, sont extrêmement variées. De quelques atomes par centimètre cube en moyenne pour le gaz atomique, elle atteint plus de 10^{10} molécules par centimètre cube dans les nuages les plus denses. Les nuages d'hydrogène atomique ne remplissent qu'une très petite partie du volume Galactique (< 5%). Ils ne sont pas en équilibre gravitationnel, et sont probablement confinés par le gaz coronal. Leur température est de l'ordre de 10–100 K et leur densité typique de 10 cm^{-3} . Au voisinage du Soleil, ils représentent la principale composante du milieu interstellaire. Au delà du rayon Solaire (distance centre galactique - Soleil), l'hydrogène atomique reste la principale composante du milieu interstellaire, mais plus près du centre de la galaxie, c'est sous forme moléculaire que se trouve la majorité de la masse du milieu interstellaire.

Dès que le gaz est assez dense, l'hydrogène atomique se combine en molécules H_2 , d'où l'appellation de nuage moléculaire à partir de 10^3 à 10^4 atomes (ou molécules) par centimètre cube. Cet état n'est accessible que lorsque l'opacité d'un nuage devient suffisamment élevée pour le protéger du rayonnement ultraviolet ambiant qui dissocie facilement les molécules. Les conditions physiques au sein de ces nuages conduisent à former toutes sortes de molécules depuis les plus simples comme H_2 et CO, jusqu'aux plus complexes. A ce jour, 115 molécules différentes ont été détectées dans le milieu interstellaire. L'essentiel de la masse du milieu interstellaire de notre galaxie est sous la forme de ces nuages moléculaires denses (60% à 90%). Pourtant, alors que l'hydrogène atomique est facile à observer grâce à sa transition radio à 21 cm (une raie hyperfine qui résulte d'un couplage du moment magnétique du proton et de celui de l'électron), l'hydrogène moléculaire froid est invisible, car il ne rayonne pas. Seules des températures de plusieurs centaines de K permettraient à la molécule de rayonner, bien que faiblement.

Comment peut-on alors observer les nuages moléculaires? Une possibilité serait d'observer les transitions de la molécule H_2 en absorption sur la ligne de visée dans le domaine UV entre 1000 et 1100 Å. Ce rayonnement très énergétique est néanmoins filtré par l'atmosphère et nécessite des observations par satellite comme actuellement FUSE. Un moyen plus direct suivre cette molécule H_2 est d'observer les molécules présentes dans ces nuages à l'état de traces. La plus abondante d'entre elles est le monoxyde de carbone (CO) avec une abondance

d'environ une molécule de CO pour 10^4 molécules de H_2 .

Nous verrons dans les chapitres suivants la méthode utilisée afin de déterminer la quantité de CO sur la ligne de visée, permettant de mesurer la quantité de H_2 en supposant que la proportion relative de ces molécules reste constante. De plus, l'interprétation des raies de CO (respectivement HI) en termes de conditions physiques du gaz moléculaire (atomique) sera discutée plus tard.

Il existe toute une hiérarchie de nuages moléculaires depuis les plus petits, de masse de l'ordre de $1 M_\odot$ (Blitz, Magnani & Mundy 1984), jusqu'aux nuages moléculaires géants dont la masse avoisine les $10^6 M_\odot$. Les nuages moléculaires forment des structures imbriquées, hiérarchisées: les nuages plus gros contiennent des nuages plus petits et plus denses, et ainsi de suite (Falgarone & Puget 1986).

1.3.3 Les nébuleuses gazeuses

Les nébuleuses sont le témoignage le plus évident de la présence de matière dans l'espace interstellaire. Elles se répartissent au voisinage du disque galactique où est concentrée la majeure partie de la matière interstellaire. Les nébuleuses sont les manifestations variées de l'action des étoiles à différentes étapes de leur évolution sur la matière diffuse qui les environne. Cette interaction est en fait la plus forte au début et au terme de la vie d'une étoile. On distingue quatre types de nébuleuses: les régions HII, les nébuleuses par réflexion, les nébuleuses planétaires et les restes de supernovae.

Au voisinage d'une étoile massive et très chaude (de type O ou B), le milieu interstellaire est soumis à un fort rayonnement UV qui va ioniser les atomes d'hydrogène et créer une nébuleuse de gaz ionisé appelée région HII. Les régions HII sont relativement aisées à détecter, grâce aux raies de recombinaison et de structure fine qu'elles émettent ($H\alpha$, $H\beta$, [OII], [OIII], etc...). La température de ces régions s'échelonne de 5000 à 10000 K, et la densité de 50 à 1000 atomes par cm^{-3} . Dans la Voie Lactée, on estime que seulement 1% du gaz interstellaire se trouve sous cette forme.

Les nébuleuses par réflexion ont une toute autre origine. Ce sont des régions riches en poussières interstellaires, qui diffusent la lumière émise par des étoiles brillantes environnantes mais trop froides pour ioniser le gaz associé aux particules solides.

Les nébuleuses planétaires doivent leur nom à leur forme annulaire. Comme dans le cas des régions HII, il s'agit d'un nuage de gaz ionisé par une étoile très chaude que l'on observe toujours au centre de la nébuleuse. Ce gaz ionisé est le produit de l'éjection des couches superficielles de l'étoile parvenue au terme de son évolution et dont le coeur, mis à nu, évolue en naine blanche.

A la fin de leur vie, les étoiles très massives vont exploser en supernova, et créer un *reste de supernova*, visible principalement en rayons X et en continuum radio. Lors de l'explosion,

la supernova va ré-injecter dans le milieu interstellaire de larges quantités de matière enrichie en éléments lourds, et approvisionner la matière interstellaire en énergie grâce aux ondes de choc émises.

1.3.4 La poussière

Mélangés avec le gaz interstellaire, se trouvent des grains de poussière de taille variable mais inférieure à $1 \mu\text{m}$. Ces grains sont composés de particules solides, combinaisons de carbone (graphite ou diamant), oxygène, silicium, fer, magnésium, recouverts de glace et d'ammoniac. Cette composition explique les discontinuités de la courbe d'extinction: dans l'UV à 220 nm (carbone amorphe et graphite), dans l'IR à $3.1 \mu\text{m}$ (glace de H_2O), $9.8 \mu\text{m}$ et $18 \mu\text{m}$ (SiO_2 , MgO , FeO).

Ces poussières interstellaires sont formées lors des éjections gazeuses en fin d'évolution stellaire; les atomes sont projetés hors des étoiles, dans un milieu froid, et s'associent en molécules qui peuvent s'agréger. Le rapport de la masse de poussière à celle de gaz dans la Galaxie est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} (e.g. Bohlin, Savage & Drake 1978), si bien que la poussière ne représente qu'une petite fraction de la masse totale contenue dans le milieu interstellaire. Elle joue pourtant un rôle primordial dans la chimie du milieu interstellaire, puisque c'est sur les grains de poussière que les molécules H_2 vont se former. La poussière, omniprésente dans notre Galaxie, sous forme diffuse ou dans les régions denses de formation stellaire, est chauffée par le champ de rayonnement stellaire et acquiert une température qui se situe environ entre 15 et plusieurs centaines de Kelvins, selon la nature des particules et du champ de rayonnement. Ainsi, la poussière est opaque au rayonnement visible, mais émet dans le domaine infrarouge et submillimétrique entre $1 \mu\text{m}$ et 1 mm . Le processus de formation stellaire ayant lieu dans des cocons de poussières, notre galaxie émet naturellement dans le domaine infrarouge et submillimétrique, alors que les rayonnements UV et visible seront en grande partie absorbés. Les observations en IR lointain faites par le satellite IRAS ont permis de détecter divers types d'objets. Selon la composition chimique (silicates ou graphite) et la température des poussières, les couleurs infrarouges sont spécifiques d'étoiles, de galaxies, de régions HII, de nébuleuses planétaires, ou d'objets OH/IR à un stade évolutif précédant les nébuleuses planétaires.

Chapitre 2

Véhicule d'information

Sommaire

2.1	L'univers infrarouge et submillimétrique	17
2.2	Observations infrarouges et submillimétriques	18

2.1 L'univers infrarouge et submillimétrique

L'observation à l'oeil nu de notre Galaxie ne peut rien nous apprendre sur l'espace interstellaire, excepté qu'il semble être composé de vide. Cela s'est révélé être faux, notamment avec l'avènement des mesures spectroscopiques. Les atomes, les ions, les molécules qui composent le gaz interstellaire peuvent émettre ou absorber un rayonnement correspondant aux transitions entre leurs différents niveaux d'énergie. Cette matière interstellaire est fortement émettrice dans les domaines infrarouge et submillimétrique. Notre Galaxie émet environ 30% de son énergie dans ce domaine spectral correspondant à la présence de poussières et à la formation d'étoiles.

Le domaine infrarouge se situe entre $1 \mu\text{m}$ et $300 \mu\text{m}$. Le rayonnement dans ce domaine spectral est émis par tout objet ayant une température supérieure à 0 K (c'est-à-dire qui émet de la chaleur). Les objets "chauds", comme le Soleil avec une température de surface d'environ 5500 K, émettent préférentiellement à des longueurs d'onde plus courtes car plus énergétiques. Les objets "froids" (jusqu'à des températures de 3000 K) émettent la plus grande partie de leur énergie aux longueurs d'onde infrarouges, qui se révèlent être le meilleur terrain d'étude de l'Univers froid. Ces objets froids remplissent la Galaxie. Ainsi, les étoiles âgées, les planètes et la poussière n'émettant pas fortement dans le visible ne pouvaient pas être observées directement avant l'utilisation de détecteurs infrarouges sensibles.

Le domaine infrarouge se situe entre $1 \mu\text{m}$ et $300 \mu\text{m}$; la table 2.1 résume les différents domaines et quels objets on peut voir préférentiellement à ces longueurs d'onde. Le submillimétrique représente une frontière entre le domaine IR et le domaine radio entre $\sim 300 \mu\text{m}$ et $\sim 1 \text{mm}$.

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des domaines spectraux infrarouges.*

Région spectrale	λ (μm)	T (K)	Objets émetteurs
Proche IR	(0.7 - 1) - 5	740 - (3000 - 5200)	les étoiles rouges les plus froides, les géantes rouges, les PAHs, la poussière chaude
IR moyen	5 - (25-40)	(93 - 140) - 740	planètes, comètes, astéroïdes, la poussière chauffée par les étoiles, disques protoplanétaires.
IR lointain	(25 - 40) - (200 - 350)	(11 - 19) - (93 - 140)	émission de la poussière froide, les régions centrales des galaxies, les nuages moléculaires froids.

La poussière présente dans le milieu interstellaire est un réel fléau pour les observations optiques. La longueur d'onde de la lumière visible étant du même ordre de grandeur que la taille de la majorité des particules de poussière, le rayonnement est rapidement arrêté (diffusé) par la poussière. Par contre, la lumière infrarouge, de plus grande longueur d'onde, passe à travers cette poussière comme si elle était invisible.

Malheureusement pour nous, terriens, une grande partie du rayonnement infrarouge est absorbée par la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et l'ozone présents dans l'atmosphère de la Terre. Seules quelques bandes étroites sont transparentes à la lumière infrarouge et la rendent accessible aux télescopes au sol, situés en haut de montagnes sous un climat très sec (voir Fig. 2.1). De plus, l'atmosphère terrestre est fortement émettrice en infrarouge, avec une température caractéristique de $\sim 280^\circ\text{C}$, biaisant l'observation d'un corps céleste. Ainsi, le meilleur moyen de découvrir l'Univers infrarouge est de l'étudier à partir d'observatoires spatiaux.

2.2 Observations infrarouges et submillimétriques

La table 2.2 retrace les étapes clés de l'exploration de l'univers infrarouge et submillimétrique en nous limitant aux projets antérieurs à 2010.

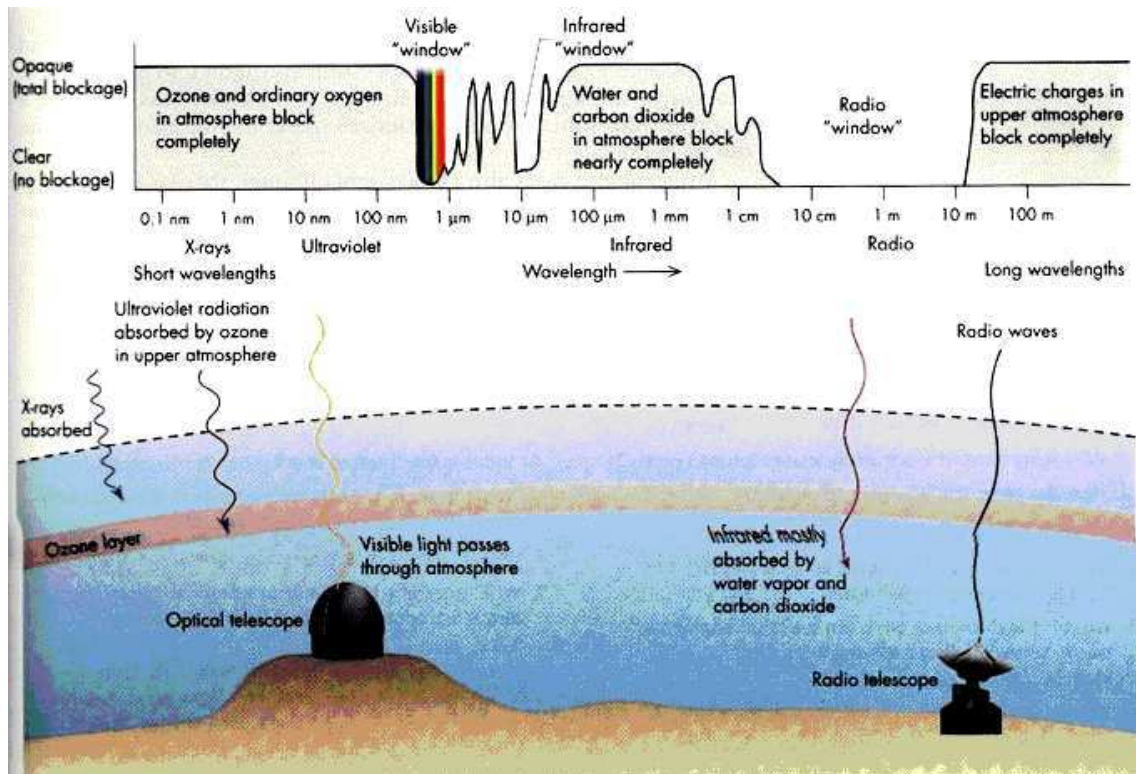


FIG. 2.1 – Absorption du rayonnement par les couches atmosphériques terrestres (Figure tirée du livre “Explorations”, par Thomas Arny, ©McGraw-Hill).

TAB. 2.2 – Développement de l'astronomie infrarouge et submillimétrique depuis la découverte du rayonnement IR par W. Herschel en 1800, ainsi que les missions à venir. La liste des acronymes se trouve dans les premières pages de ce manuscrit.

OBSERVATIONS AU SOL	VOLS BALLONS ET SATELLITES
<p>~ 1960: premières observations IR depuis le sol ($2\mu\text{m}$ Sky Survey)</p> <p>~ 1980: développement de détecteurs infrarouges matriciels</p> <p>1995: SHARC, caméra submillimétrique à haute résolution angulaire montée au CSO</p> <p>1996: débuts du projet DENIS</p> <p>1997: débuts du projet 2MASS</p> <p>1998: SCUBA monté sur le télescope JCMT à Hawaii</p> <p>1999: ISAAC monté au VLT</p>	<p>~ 1960: premiers télescopes IR embarqués à bord de ballons</p> <p>1970: télescopes lancés dans l'espace à bord de fusées</p> <p>1974: premières observations avec KAO</p> <p>1983: lancement du satellite IRAS</p> <p>1989: lancement du satellite COBE</p> <p>1994: 1er lancement du vol ballon PRONAOS</p> <p>1995: lancement du satellite IRTS</p> <p>1995: lancement du satellite ISO</p> <p>1997: NICMOS, caméra IR proche embarqué à bord du télescope spatial Hubble</p> <p>1998: lancement du satellite SWAS</p>
<p>2001: débuts de l'interférométrie infrarouge par relais entre les 2 télescopes Keck</p> <p>2002: débuts du VLTI</p> <p>2010: ALMA</p>	<p>2001: lancement du satellite ODIN</p> <p>2002: lancement de SIRTF</p> <p>2004: lancement de ASTRO-F/IRIS</p> <p>2006: premiers vols de SOFIA</p> <p>2007: lancement de Planck et Herschel</p> <p>2009: lancement du NGST</p>

Deuxième partie

**L'INSTRUMENT LWS: LONG
WAVELENGTH
SPECTROMETER**

Chapitre 1

Le spectromètre à grande longueur d'onde LWS

Sommaire

1.1	Introduction	23
1.2	Caractéristiques de l'instrument LWS	24
1.3	Comportement des détecteurs	28
1.4	Calibration en longueur d'onde	31
1.5	Calibration en flux	34

1.1 Introduction

Le satellite d'observations ISO (*Infrared Space Observatory*) a été lancé le 17 novembre 1995 depuis la base spatiale européenne de Kourou. Initialement conçu pour fonctionner environ 18 mois, sa durée de vie a été prolongée à 28 mois, grâce à un concours de circonstances favorables. ISO a donc été opérationnel jusqu'au mois de mai 1998. ISO a été développé, construit, intégré et testé par un consortium international, dont les principaux pays sont la France, l'Allemagne, les Pays-Bas et le Royaume-Uni.

D'autres missions spatiales, utilisant des instruments plus performants et précis, verront leur première lumière dans la prochaine décennie (SIRTF en 2002, SOFIA en 2006, Herschel en 2007). Le rayonnement infrarouge est un rayonnement thermique émit par tout corps même aux plus basses températures. Pour cette raison, le satellite ISO, qui fonctionna à des longueurs d'onde entre 2.5 et 197 μm , a pu observer des objets astronomiques invisibles aux télescopes optiques. De plus, les objets opaques car entourés par des nuages de poussières, ont été des cibles pour cet observatoire car le rayonnement infrarouge lointain, très peu absorbé par la poussière interstellaire, permet de sonder en profondeur de tels nuages et de nous dévoiler leur contenu.

L'observation de l'Univers froid requiert des détecteurs et éléments optiques refroidis à des

températures proches du zéro absolu (-273 degrés Celsius). Dans le cas d'ISO, cela a été rendu possible par l'utilisation d'un cryostat à hélium liquide refroidissant les instruments focaux à une température de 2 K et le télescope à 20 K environ. La durée de vie du télescope fut limitée par la réserve en hélium embarquée à bord du satellite qui s'épuisait au cours du temps. Le télescope de 0.6 mètre de diamètre alimentait en faisceaux infrarouges quatre instruments focaux:

- ISOCAM: caméra infrarouge couvrant la bande 2.5 - 17 μm et permettant de prendre des photos à haute résolution d'objets astronomiques,
- ISOPHOT: photo-polarimètre permettant de détecter le flux émit par une source entre 2.5 et 240 μm ,
- SWS: spectromètre à courte longueur d'onde entre 2.4 et 45 μm ,
- LWS: spectromètre à grande longueur d'onde entre 43 et 196.7 μm que nous allons décrire en détail.

1.2 Caractéristiques de l'instrument LWS

1.2.1 Architecture générale

Nous nous intéresseront uniquement au cours de ce travail au spectromètre à grande longueur d'onde (LWS) qui fonctionnait en un mode réseau de faible résolution ($R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 250$) et en un mode Fabry-Pérot à haute résolution ($R \sim 10000$).

L'instrument LWS est constitué de trois composantes principales, le plan focal (FPU) refroidit à la température de l'hélium liquide, et deux modules chauds: l'unité de traitement analogique (APU) qui commande les différents mécanismes, alimente les détecteurs dans le FPU, et traite les signaux reçus; l'unité de traitement numérique (DPU) qui commande le LWS par l'APU et réalise l'interface avec le système de télémétrie du satellite. Le FPU est lui même composé de trois sous-systèmes: l'optique, les détecteurs et les Fabry-Pérot. Le premier sous-système comprend un collimateur, un réseau et une optique de refocalisation qui éclaire le sous-système détecteur. La figure 1.1 montre le chemin optique du faisceau dans l'instrument avant intégration du Fabry-Pérot. Le champ de vue du télescope est réfléchi par le miroir 1 et arrive au plan focal du miroir 2. Ce dernier permet de restreindre le champ de vue du ciel à 1.65' (limite de diffraction du télescope à 118 μm). On verra plus loin que ce champ de vue est plus petit que cette valeur. Ce miroir est entouré d'un miroir concentrique de réjection afin de s'affranchir des problèmes dus à la lumière parasite. Le faisceau passe alors par les miroirs 3, 4 et 5 avant d'atteindre le sous-système Fabry-Pérot. Cette succession de miroirs a pour but de rendre le faisceau parallèle.

Le sous-système Fabry-Pérot est placé perpendiculairement au faisceau, et consiste en une roue supportant deux interféromètres Fabry-Pérot. La roue peut être réglée en quatre positions: dans l'une, le faisceau passe à travers le sous-système, alors qu'il est obscurci dans une autre (initialement prévu pour mesurer le courant d'obscurité). Dans les deux

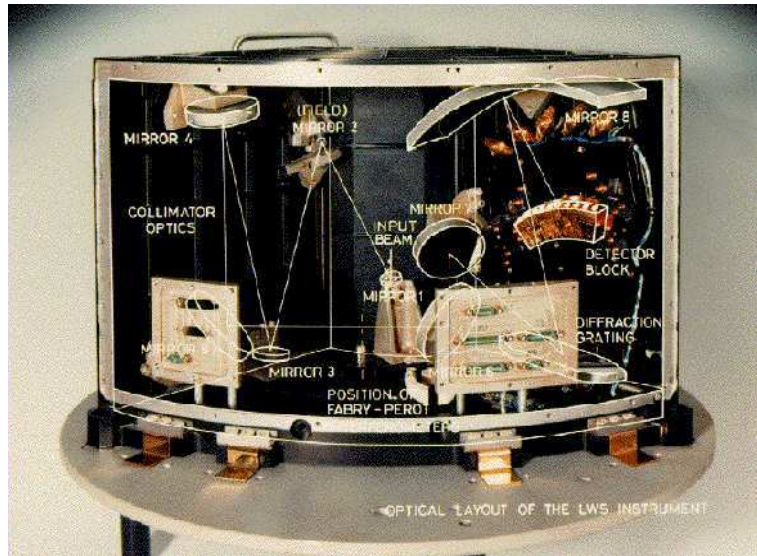


FIG. 1.1 – *Chemin optique du LWS.*

positions restantes, l'un ou l'autre des Fabry-Pérot est placé à travers le faisceau et permet une modulation spectrale (FPL pour les grandes longueurs d'onde et FPS pour les courtes longueurs d'onde). Le faisceau est alors réfléchi par les miroirs plans 6 et 7 sur le réseau qui disperse la lumière, par réflexion sur le miroir 8, sur dix détecteurs dont les caractéristiques sont établies dans le tableau 1.1. Le premier, SW1, est un détecteur en germanium dopé au beryllium, Ge:Be. Les cinq suivants, SW2-5 et LW1 sont des détecteurs en germanium non dopés au gallium. Les détecteurs à plus grande longueur d'onde (LW2-5) sont en germanium dopés au gallium.

TAB. 1.1 – *Type et domaine nominal de longueur d'onde des dix détecteurs du LWS. nd (respectivement d) signifie non dopé (respectivement dopé).*

Détecteur	Type	λ (μm)
SW1	Ge:Be	43-50.5
SW2	Ge:Ga(nd)	49.5-64
SW3	Ge:Ga(nd)	57-70
SW4	Ge:Ga(nd)	67-82
SW5	Ge:Ga(nd)	76-93
LW1	Ge:Ga(nd)	84-110
LW2	Ge:Ga(d)	103-128
LW3	Ge:Ga(d)	123-152
LW4	Ge:Ga(d)	142-171
LW5	Ge:Ga(d)	161-197

Cinq d'entre eux couvrent le domaine de longueur d'onde entre 43 et 93 μm avec une largeur de bande entre 7.5 et 17 μm . Les cinq autres couvrent les longueurs d'onde entre

84 et 197 μm avec une largeur de bande entre 26 et 36 μm . Le rayonnement provenant des premiers et seconds ordres de diffraction du réseau est focalisé sur des positions proches. Les détecteurs sont alternés pour répondre aux courtes et aux grandes longueurs d'onde. En conséquence, chaque détecteur reçoit sa propre longueur d'onde mais également les multiples de cette dernière provenant des autres ordres de diffraction du réseau. Celles-ci sont atténuées par des filtres passe-bande. Les détecteurs sont refroidis à la température de l'hélium liquide (1.8 K). Les photo-courants de chacun des détecteurs sont accumulés dans la capacité d'un amplificateur intégrateur et cinq émetteurs infrarouges sont utilisés pour contrôler la stabilité de la réponse des détecteurs.

1.2.2 Mode réseau

Lorsque le réseau est dans sa position au repos, le faisceau incident est incliné de 60° par rapport à la perpendiculaire au plan réseau. En faisant effectuer à ce dernier une rotation entre -7° et $+7^\circ$, le centre de la réponse spectrale du réseau est balayé dans une bande de longueur d'onde (figure 1.2). A l'origine, ce balayage devait être effectué autour d'un angle de 3.5° , de manière à ce que le domaine de longueur d'onde couvert par chaque détecteur recouvre son voisin de quelques microns. Le balayage étendu à 7° a permis, moyennant un coût en puissance dissipée plus élevée, d'obtenir un recouvrement partiel des huit détecteurs centraux par leurs proches voisins. Cela présentait un atout majeur dans le cas d'un mauvais fonctionnement d'un détecteur.

Tous les détecteurs sont actifs simultanément. En ce mode de moyenne résolution, la résolution spectrale de l'instrument est de 0.29 μm entre 43 μm et 94.6 μm , correspondant aux canaux de courtes longueurs d'onde (SW1 - SW5) et de 0.60 μm entre 94.6 μm et 196.9 μm , correspondant aux canaux de grandes longueurs d'onde (LW1 - LW5).

1.2.3 Mode Fabry-Pérot

Comme en mode réseau, tous les détecteurs sont actifs simultanément. Toutefois, le réseau est réglé pour que la transmission soit maximale à l'ordre du Fabry-Pérot approprié. Celui-ci est alors utilisé pour balayer un intervalle autour de la longueur d'onde optimisée (figure 1.2). Les données correspondantes à cet ordre du FP sont dites *prime*. Celles correspondant aux autres ordres sont dites *non-prime*. Les autres ordres peuvent tomber n'importe où sur la courbe de réponse spectrale du réseau, ce qui rend la calibration de ces données difficile. En ce mode de haute résolution spectrale, la puissance de résolution varie entre 8100 et 8500 pour l'intervalle de longueur d'onde 43 - 70 μm , et entre 6800 et 9700 pour l'intervalle 70 - 196.6 μm .

1.2.4 Modes observationnels de l'instrument (AOT)

Le spectromètre LWS possède sept modes d'observation (AOT): deux modes de résolution moyenne (L01, L02), deux modes de haute résolution (L03, L04), un mode de spectro-

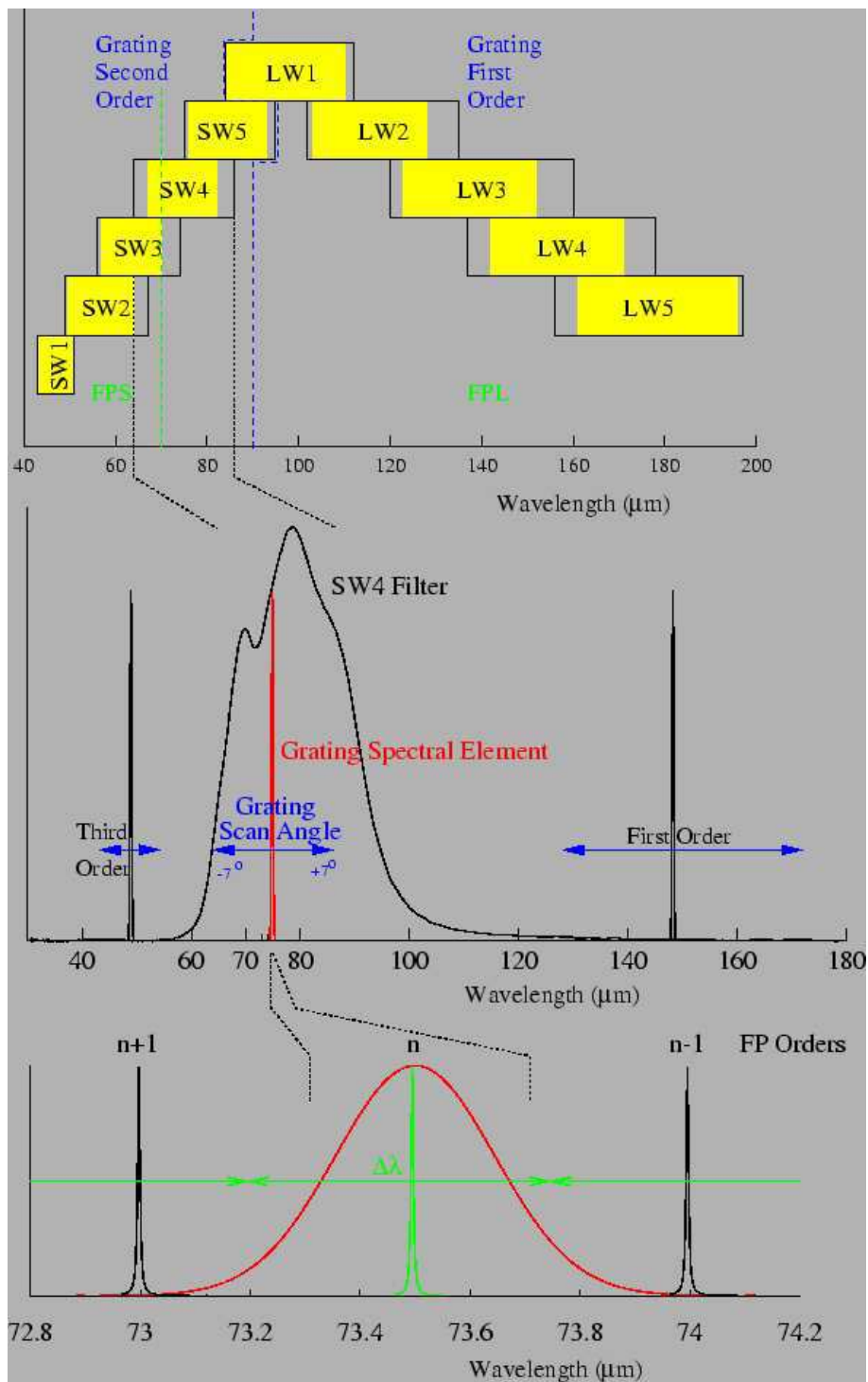


FIG. 1.2 – **Figure du haut:** Domaine de longueur d'onde couvert par chacun des détecteurs, par la rotation du réseau autour de sa position nominale, ainsi que les ordres du réseau et la roue FP utilisée. Les régions en jaune représentent les domaines de longueurs d'onde nominales. **Figure centrale:** Élément spectral du second ordre du réseau (en rouge) à un angle du réseau de -1.36° . Les ordres adjacents sont aussi représentés, ainsi que le filtre qui permet de sélectionner un seul ordre. **Figure du bas:** Profil d'Airy d'ordre n du FP superposé à la transmission du réseau. Le domaine de longueur d'onde pouvant être balayé par le FP par écartement des grilles est représenté par la flèche verte.

photométrie en bande étroite (L02), un mode parallèle permettant de réaliser des observations lorsqu'un autre instrument est actif et un mode appelé *Serendipity Mode* permettant d'observer lorsque le télescope change d'orientation. Ces différents modes sont résumés en figure 1.3.

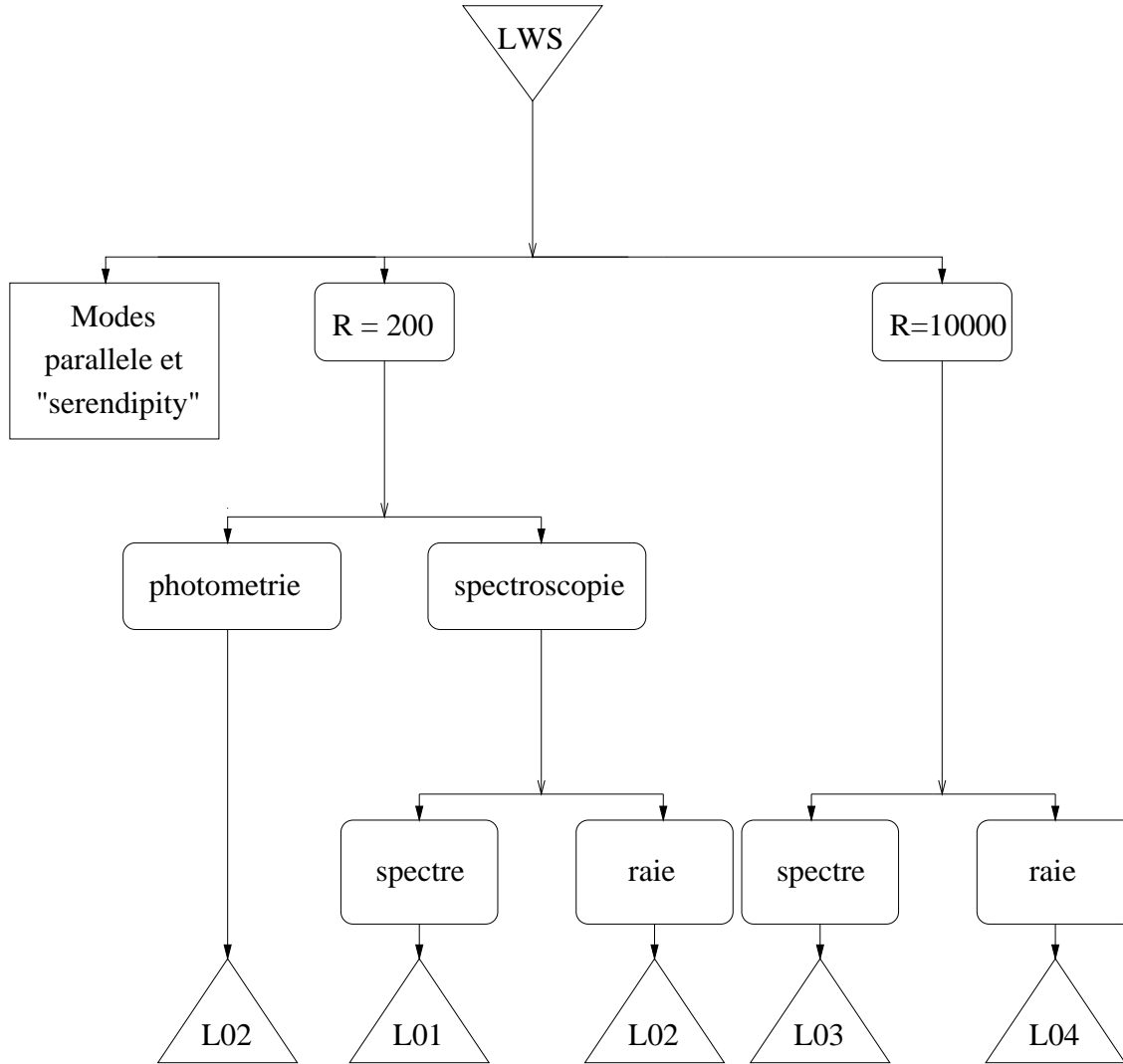


FIG. 1.3 – Différents modes observationnels du LWS (voir texte). Les notations “spectre” et “raie” permettent de différencier un balayage sur un intervalle en longueur d’onde plus ou moins court.

1.3 Comportement des détecteurs

1.3.1 Champ de vue

Le champ de vue de l’instrument est le produit de la convolution entre la PSF (*Power Spread Function*) et le profil instrumental pour chacun des détecteurs. Il est apparu qu’une

ouverture circulaire simple ne pouvait pas reproduire l'asymétrie observée du champ de vue de l'instrument. La modélisation de ce champ de vue nécessite une combinaison entre des ouvertures semi-circulaires et semi-elliptiques. Les estimations, en secondes d'arc et en stéradians, pour chacun des détecteurs sont reportées en table 1.2.

TAB. 1.2 – Variation du champ de vue de l'instrument en fonction des détecteurs utilisés.

Détecteur	Ouverture		Détecteur	Ouverture	
	"	stéradian		"	stéradian
SW1	78	1.14×10^{-7}	LW1	76	1.07×10^{-7}
SW2	84	1.30×10^{-7}	LW2	78	1.11×10^{-7}
SW3	86	1.35×10^{-7}	LW3	70	0.92×10^{-7}
SW4	82	1.17×10^{-7}	LW4	68	0.88×10^{-7}
SW5	80	1.14×10^{-7}	LW5	66	0.83×10^{-7}

1.3.2 Correction pour les sources étendues

Lorsque l'on observe des sources étendues, comme par exemple des nuages diffus interstellaires, les flux observés doivent être corrigés d'un facteur multiplicatif (f). Celui-ci est estimé sous l'hypothèse d'une distribution de flux homogène et très étendue, en tenant compte du couplage aux lobes secondaires des détecteurs. Ce facteur doit être manipulé avec précaution car dans la réalité, des structures dans le champ de vue peuvent induire des différences significatives dans l'estimation du flux. Ces facteurs varient d'un détecteur à un autre et sont reportés en table 1.3. Ils entraînent des différences de plus en plus importantes à longueur d'onde croissante.

TAB. 1.3 – Variation des facteurs correctifs en fonction des détecteurs utilisés pour l'observation de sources étendues.

Détecteur	f	Détecteur	f
SW1	0.88	LW1	0.69
SW2	0.88	LW2	0.69
SW3	0.84	LW3	0.62
SW4	0.73	LW4	0.55
SW5	0.70	LW5	0.48

1.3.3 Rayons cosmiques

Les "glitches" sont provoqués par des événements produits dans les détecteurs par des électrons à très grande vitesse ou bien par des ions piégés à l'intérieur du champ magnétique de la Terre. Ils se manifestent par un accroissement soudain du courant à travers la capacité qui provoque une "marche" dans la rampe de courant affectée. Ces effets se sont révélés plus

nocifs que prévu en raison du temps très long de relaxation des détecteurs. Ces évènements ont nécessité un traitement méticuleux de chacun des balayages acquis par les détecteurs afin d'éliminer tous les pics de flux non réels provoqués par l'arrivée aléatoire de particules cosmiques.

1.3.4 Franges

Certains des spectres obtenus en mode réseau sont affectés de modulations (franges) présentes sur une grande partie du spectre de la source observée. Ces franges apparaissent lorsque l'on observe des sources étendues ou lorsqu'une source intense est proche ($< 3'$) du champ visé par LWS. Ces modulations sinusoïdales de période à peu près constante sont dues à des irrégularités de la surface du miroir 2 entraînant un phénomène d'interférences plus important aux grandes longueurs d'onde qu'aux plus courtes. Ces franges peuvent être corrigées à travers l'utilisation d'un algorithme inclus dans le logiciel de traitement de données.

1.3.5 “Dark” et “Straylight”

Courant d'obscurité: “dark”

En l'absence de signal mesuré, les électrons des bandes de valence des détecteurs ont une probabilité non nulle d'être excités thermiquement vers les bandes de conduction. Il en résulte un courant de fuite de l'ordre de 10^{-16} ampère appelé “dark”, caractéristique du détecteur utilisé.

“Straylight”

De la lumière parasite provient du faisceau hors champ qui n'est pas correctement réduit par le miroir de champ. L'intensité de cette lumière parasite varie avec la longueur d'onde observée.

Contamination par les ordres adjacents du FP

Au courant de dark et à la lumière parasite s'ajoute un problème de contamination par d'autres ordres du FP. En effet, certains ordres du FP sont insuffisamment séparés par le réseau, et au signal provenant d'un ordre du FP peut s'ajouter ceux provenant d'ordres adjacents (voir Figure 1.2).

Détermination du courant de dark et straylight

Les valeurs de dark et de straylight ont été déterminés à partir des observations FP. Sur les données non-prime, le réseau n'est pas accordé au maximum de transmission et le continuum mesuré présente une allure particulière due à la fonction de transmission de l'instrument. Cette fonction de transmission est celle du réseau (une gaussienne) convoluée par la réponse du FP (un peigne de Dirac). Entre deux pics, la transmission du FP est nulle et le continuum

mesuré provient donc du dark et de la lumière parasite.

A chaque observation, on procède à une série d'illuminations par les émetteurs IR. En mode grating, deux de ces illuminations doivent être faites en position fermée, de manière à ce que la source n'apparaisse plus dans le champ de vue. En mode FP toutes les illuminations sont effectuées en position fermée. Ces illuminations sont précédées et suivies par une mesure du courant comprenant le dark et le straylight. Ce courant est alors soustrait à la valeur du photo-courant dans chaque détecteur.

Les courants mesurés étant variables en fonction de la longueur d'onde et du détecteur, ils ont été déterminés pour chaque détecteur à plusieurs longueurs d'onde pour la source Sagittarius B2, et ils ont également été utilisés pour des sources comme W49N (cf. Table 1.4)

1.4 Calibration en longueur d'onde

1.4.1 Mode réseau

La calibration en longueur d'onde s'est effectuée en mode réseau par observation de sources émettrices de raies connues et de forte intensité. Les sources utilisées sont des régions HII, des nébuleuses planétaires et nébuleuses par réflexion, qui fournissent sept transitions dispersées entre $51 \mu\text{m}$ et $158 \mu\text{m}$. Cette calibration a été vérifiée tout au long de la durée de vie du satellite, révélant un caractère parfaitement stable de l'instrument, à l'exception d'une déviation à partir de la révolution 346. L'étude a montré que cette calibration en longueur d'onde est plus précise que $1/4$ de l'élément de résolution du réseau, soit $0.068 \mu\text{m}$ entre 43 et $95 \mu\text{m}$, et $0.145 \mu\text{m}$ entre 95 et $197 \mu\text{m}$ (cf. *ISO LWS Handbook*, Gry et al. 2001).

1.4.2 Mode Fabry-Pérot

L'incertitude de la calibration en fonction de la longueur d'onde, a été calculée en mesurant les vitesses héliocentriques pour plusieurs raies observées en direction d'une même source. Nous avons pris en compte trois sources utilisées pour cette calibration: la nébuleuse par réflexion NGC 7023 ($l = 104.06^\circ$, $b = 14.2^\circ$), la nébuleuse planétaire NGC 7027 ($l = 84.93^\circ$, $b = -3.5^\circ$) et la région HII G 0.6-0.6 ($l = 0.57^\circ$, $b = -0.62^\circ$). Sept transitions très intenses d'espèces ioniques et atomiques ont été intégrées entre les révolutions 258 et 867: [OIII] $52 \mu\text{m}$, [NIII] $57 \mu\text{m}$, [OI] $63 \mu\text{m}$, [OIII] $88 \mu\text{m}$, [NII] $122 \mu\text{m}$, [OI] $145 \mu\text{m}$ et [CII] $157 \mu\text{m}$.

Deux types de vitesses radiales sont utilisées dans notre étude: la vitesse dans le repère standard au repos (V_{LSR}^1) et la vitesse héliocentrique ($V_{h\acute{e}lio}$) c'est à dire la vitesse radiale par rapport au Soleil. Si on compare la longueur d'onde d'une raie observée à sa longueur d'onde au repos, on peut en déduire la vitesse radiale de la source observée, connaissant la vitesse de déplacement du récepteur. Le repère standard au repos (LSR) représente le repère dans lequel le soleil et son cortège de planètes se déplacent par rapport aux étoiles voisines à 19.5 km/s vers une région proche de Véga, appelé *ApeX*, de coordonnées $\alpha_{\odot} = 18\text{h}03\text{m}50.24\text{s}$

1. Local Standard of Rest

TAB. 1.4 – Valeur de la contamination par le courant d'obscurité, la lumière parasite et les ordres adjacents du Fabry-Pérot, en fonction de la longueur d'onde et du détecteur considéré pour les observations de Sgr B2.

Détecteurs	Longueur d'onde (μm)	Courant de contamination (10^{-16} A)
LW5	160–195	1.3 ± 0.1
LW4	145–170	2.5 ± 0.25
LW3	155	0.8 ± 0.2
	150	1.0 ± 0.2
	145	1.2 ± 0.2
	140	1.35 ± 0.3
	135	1.5 ± 0.4
	130	2.0 ± 0.5
LW2	135	0.6 ± 0.2
	130	0.9 ± 0.3
	125	1.3 ± 0.3
	120	1.7 ± 0.3
	115	2.5 ± 0.3
	110	3.3 ± 0.4
	105	4.1 ± 0.4
LW1	105	4.7 ± 0.3
	100	5.9 ± 0.6
	95	7.0 ± 0.7
	90	7.5 ± 0.8
	85	8.0 ± 0.1
SW5	85	2.0 ± 0.2
	80	2.2 ± 0.2
	75	2.6 ± 0.2
SW4	80	1.7 ± 0.2
	75	2.4 ± 0.3
	70	3.1 ± 0.3
SW3	57–70	2.3 ± 0.2
SW2	51–57	2.0
SW1	47–51	4.6

et $\delta_{\odot} = 30^{\circ}00'16.8''$. La vitesse héliocentrique des raies mesurée par le satellite ISO peut être convertie en V_{LSR} en corrigeant du mouvement radial dû au déplacement du Soleil dans le repère au repos exprimé par:

$$V_{corr} = 19.5 * (\cos\alpha_{\odot}\cos\delta_{\odot}\cos\alpha\cos\delta + \sin\alpha_{\odot}\cos\delta_{\odot}\sin\alpha\cos\delta + \sin\delta_{\odot}\sin\delta) \text{ km/s} \quad (1.1)$$

où α_{\odot} et δ_{\odot} sont les coordonnées (en degrés) de l'*Apex* et α , δ sont les coordonnées (en degrés) de la source observée, dans le même système de référence.

Les sources ont une V_{LSR} de: 3 km s⁻¹ pour NGC 7023 (Fuente et al. 1992, Gérin et al. 1998), 24 km s⁻¹ pour NGC 7027 (Schneider et al. 1983) et 17 km s⁻¹ pour G 0.6-0.6 (Shaver et al. 1983). Cela correspond, compte tenu de l'équation 1.1, à une vitesse héliocentrique de -10.5 km s⁻¹ pour NGC 7023, 8.7 km s⁻¹ pour NGC 7027 et 6.9 km s⁻¹ pour G 0.6-0.6.

Les vitesses centrales sont représentées en figure 1.4 pour chacune des raies pour les différents objets en fonction de la révolution. Il apparaît que pour un même objet, la vitesse d'une même raie est très stable, avec une déviation standard de l'ordre de 2 km s⁻¹, bien qu'il existe des grandes différences en comparant les vitesses d'un même objet pour différentes raies, et qu'il a une bonne cohérence avec les vitesses connues de ces sources. Les déviations standard pour chacune des raies sont calculées en table 1.5.

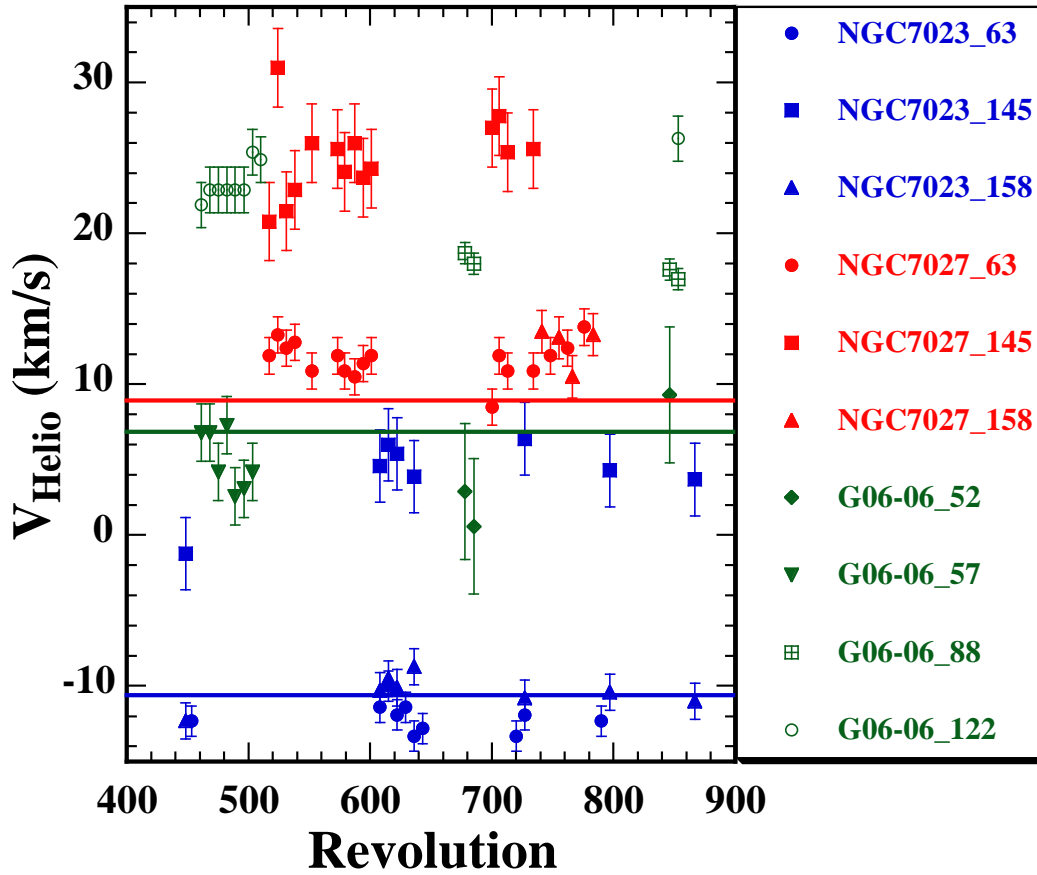


FIG. 1.4 – Vitesse héliocentrique en fonction de la période de révolution pour différentes raies très intenses émises par trois sources de calibration: G 0.6-0.6 (vert) NGC 7023 (bleu) et NGC 7027 (rouge). Les traits horizontaux représentent la valeur de la vitesse héliocentrique des 3 sources.

Il apparaît, à la vue de ces observations, que l'écart entre les vitesses héliocentriques sur chacune des transitions d'un même objet pourrait être due à un écartement des grilles du FP trop important aux longueurs d'onde plus grandes. Ainsi, à $88 \mu\text{m}$, $122 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$ la différence varie entre 10 et 15 km/s, mais n'est jamais plus grande que la moitié de l'élément de résolution. Ce problème est actuellement l'objet d'une étude qui devrait nous permettre de comprendre si cette différence est un problème intrinsèque à l'instrument, ou à une mauvaise connaissance de la vitesse au repos des raies de la source observée. L'incertitude absolue du LWS-FP pour la calibration en longueur d'onde est donc déterminée à $\pm 12 \text{ km s}^{-1}$.

TAB. 1.5 – *Déviations standard calculées pour chacune des raies observées.*

Raie	G 0.6-0.6	NGC 7023	NGC 7027
$52 \mu\text{m}$	4.5 km/s		
$57 \mu\text{m}$	1.9 km/s		
$63 \mu\text{m}$		1 km/s	1.2 km/s
$88 \mu\text{m}$	0.7 km/s		
$122 \mu\text{m}$	1.5 km/s		
$145 \mu\text{m}$		2.4 km/s	2.6 km/s
$157 \mu\text{m}$		1.2 km/s	1.4 km/s

1.5 Calibration en flux

1.5.1 Définitions

La fonction de réponse spectrale relative (RSRF) et la calibration en flux des observations LWS en mode réseau sont basées essentiellement sur les observations de la planète Uranus qui joue le rôle de calibrateur principal. Ce choix est basé sur le fait que cette planète est la seule source brillante uniforme pouvant être modélisée simplement dans tout l'intervalle en longueur d'onde du LWS à la résolution spectrale du réseau. La RSRF du LWS a été calculée sur 36 scans d'observations LWS01 d'Uranus pendant 5.7 heures, entrecoupées de mesures du courant d'obscurité au cours de la révolution 317 du 28 septembre 1996. Cette observation a été suivie par une série d'illuminations pour permettre la détermination de la ligne de base. Cette opération permet de prévenir toute dérive de réponse des détecteurs en fonction du temps. Les observations se réfèrent à la relation entre le photo-courant et le flux calculé en prenant le rapport entre le signal mesuré lors d'une illumination au cours d'une observation et le signal mesuré lors d'une illumination au cours de l'observation de calibration sur Uranus. Afin de s'assurer que la puissance fournie par les illuminateurs n'a pas varié au cours de la mission, des observations ont été effectuées chaque semaine sur une série de sources connues. Le modèle du spectre d'Uranus par Griffin et Orton (1993) avec un offset de 0.5 K a été utilisé dans les dernières versions de réduction de données OLP v8.7 afin de déterminer la conversion entre les photo-courants et le flux absolu. La précision de ce modèle est de l'ordre

de 7% à toutes les longueurs d'onde.

1.5.2 Fabry-Pérot

La calibration en flux du mode d'observation utilisant les Fabry-Pérot (FP) est plus complexe que celle utilisant le mode réseau. Normalement, la relation entre les photo-courants et le flux aurait pu être déterminée directement en observant des sources de caractéristiques spectrales connues. Néanmoins la transmission des FPs ne permet de le faire que pour des sources très brillantes comme Jupiter et Saturne. Or ces deux planètes n'ont pas de spectres FIR bien connus à une résolution de 10^4 .

Dans ce mode haute résolution, la précision photométrique fut déterminée en comparant les flux intégrés des raies observées en FP avec ceux observés en mode réseau ou bien ceux publiés dans la littérature. Pour les raies très intenses, cette précision est de l'ordre de 30% alors qu'elle est d'un facteur 2 pour les raies faibles. Cela est dû à la suppression du courant d'obscurité qui s'avère être un problème important pour des signaux de faible intensité.

L'observation d'une source très brillante avant l'observation d'une source plus faible entraîne une augmentation du courant d'obscurité qui va décroître au cours de cette observation.

1.5.3 Méthode utilisée

Nous avons vu que la valeur du continuum des observation FP peut être complètement faussée par la soustraction du courant d'obscurité et du straylight. Il nous a donc fallu établir une méthode afin d'obtenir des spectres FP "fiables". Parfois, à la sortie du logiciel de réduction de données, certains spectres FP présentent un continuum négatif...

La procédure permettant de lire les fichiers de données brutes a été utilisée afin d'obtenir les données calibrées en longueur d'onde. Les pics de flux provoqués par des rayons cosmiques dans chacun des scans sont enlevés afin d'améliorer le rapport signal sur bruit avant de les moyenner. Le courant de contamination (estimé d'après les observations de SgrB2, voir table 1.4) est soustrait au signal avant de normaliser le continuum de ce signal à l'unité. Pour se recalculer au continuum mesuré en mode réseau, il suffit alors de multiplier ce dernier spectre par la valeur mesurée du continuum à la longueur d'onde appropriée. On obtient donc un fichier calibré en longueur d'onde et en flux. Il est alors important de vérifier que le flux de la raie observée en mode FP grâce à cette méthode est égal au flux mesuré en mode réseau afin de valider la méthode utilisée. La procédure décrite ici a été utilisée pour les sources W49N et Sagittarius B2, ayant des intensités de continuum très semblables.

Chapitre 2

Détermination des profils instrumentaux du LWS-FP

Sommaire

2.1	Remarques préliminaires	37
2.2	Observations	38
2.3	Méthode	39
2.4	Réponse théorique des Fabry-Pérot	39
2.5	Résultats et discussion	40
2.6	Remarques complémentaires	45

2.1 Remarques préliminaires

Un des principaux problèmes auquel on doit se confronter est la détermination de la réponse instrumentale du spectromètre LWS en mode Fabry-Pérot. La lenteur temporelle de cette réponse engendre des effets de mémoire responsables de la distorsion des spectres dans l'aile "rouge" (c'est à dire à plus grande longueur d'onde) en raison du balayage systématique en longueur d'onde croissante utilisé lors des observations.

Afin de séparer les effets instrumentaux comme les effets de mémoire appelés "transients" des caractéristiques intrinsèques à la source, et donc à son spectre, il convient donc de déterminer les profils instrumentaux $P(\lambda)$ pour quelques longueurs d'onde. Le spectre observé d'une source de spectre quelconque intrinsèque I_0 est donné par la convolution:

$$I(\lambda) = P(\lambda) * I_0(\lambda) \quad (2.1)$$

Si la fonction d'appareil est connue avec suffisamment de précision et si le spectre observé bénéficie d'un rapport signal-sur-bruit élevé, il est possible de déterminer $I_0(\lambda)$ par une opération de déconvolution.

TAB. 2.1 – Sources, raies et nombre de scans utilisés pour la calibration du Spectromètre à grande longueur d’onde en mode Fabry-Pérot

Sources	Coordonnées (l,b)	Raies μm	Détecteur	Nb. scans
NGC 7023	104.1 14.20	[OI] 63.184	SW3	393
		[OI] 145.525	LW3	362
G0.6-0.6	0.57 -0.63	[CII] 157.741	LW4	549
		[OIII] 51.815	SW2	63
		[NIII] 57.330	SW2	189
		[OII] 88.356	LW1	63
		[NII] 121.889	LW2	189
		[CII] 157.741	LW4	21

2.2 Observations

De nombreuses sources ont été sélectionnées pour la calibration des données LWS en mode Fabry-Pérot, selon leur luminosité, visibilité, et connues pour la finesse de leur raies. Nous avons retenu deux d’entre elles, NGC 7023 et G 0.6-0.6 selon des critères que nous allons développer. Il est important de choisir des sources émettant aux transitions qui nous intéressent et dont les raies sont très étroites par rapport à la largeur à mi-hauteur (FWHM) de l’instrument.

D’après l’équation 2.1 et en considérant grossièrement que l’on a affaire à des profils gaussiens, on peut aisément démontrer que:

$$\sigma^2(I(\lambda)) = \sigma^2(P(\lambda)) + \sigma^2(I_0(\lambda)) \quad (2.2)$$

où le premier terme représente la largeur spectrale de la raie observée, le second terme représente la largeur de la réponse instrumentale, et le troisième terme représente la largeur de la raie émise par la source. Il apparaît clairement que plus la raie émise par la source est étroite, plus la raie observée se rapproche de la PSF.

La source G 0.6-0.6 possède d’étroites raies de recombinaison radio H110 α (Planesas et al. 1991), H109 α , H137 β et He109 α (Shaver et al. 1983) de l’ordre de 14 km/s, très peu élargies par la turbulence du milieu. De plus, l’observation de la molécule CO J = 1 \rightarrow 0 de cette même source présente une largeur de raie de 10 km s $^{-1}$ (Planesas et al. 1991). NGC 7023 possède des raies fines (< 3 km s $^{-1}$) en ^{12}CO , ^{13}CO et NH_3 mesurées par Fuente et al. (1990, 1993) et Gérin et al. (1998).

Afin d’augmenter le rapport signal-sur-bruit dans l’élaboration de cette réponse impulsionnelle, il est aussi important de regrouper le plus grand nombre d’observations et donc le plus grand nombre de scans.

On utilisera par la suite la nébuleuse par réflexion NGC 7023 pour les transitions 63.184

μm ([OI]), $145.525 \mu\text{m}$ ([OI]) et $157.741 \mu\text{m}$ ([CII]) et la région HII G0.6-0.6 pour les transitions $51.815 \mu\text{m}$ ([OIII]), $57.330 \mu\text{m}$ ([NIII]), $88.356 \mu\text{m}$ ([OIII]) et $121.889 \mu\text{m}$ ([NII]), qui regroupent les caractéristiques de meilleur rapport signal-sur-bruit et de finesse des raies.

2.3 Méthode

Toutes les observations de ces deux sources acquises durant le processus de calibration du LWS ont été utilisées. Ces observations de calibration ont été obtenues durant 29 révolutions (entre 258 et 867) regroupées en 52 fichiers. Chaque scan de chacun des fichiers a été soigneusement “nettoyé” des glitches provoqués par l’impact de rayons cosmiques sur les détecteurs à toutes les longueurs d’onde qui nous intéressent. Pour chaque observation, après soustraction d’une ligne de base, on moyenne les scans afin d’approximer la longueur d’onde centrale, et l’intensité de la raie. Comme l’incertitude absolue du LWS en mode Fabry-Pérot pour la calibration en longueur d’onde est d’environ 12 km s^{-1} , à chacune des révolutions le centre de la raie peut varier de $\pm 12 \text{ km s}^{-1}$. On recentre chacune des observations sur une longueur d’onde de référence, et on les divise par l’intensité estimée de la raie. Cette procédure a été effectuée pour chacune des observations. On regroupe ensuite toutes ces observations, raie par raie, normalisées à l’unité en intensité, recentrées à une longueur d’onde de référence. Afin de réduire le bruit sur les ailes du spectre obtenu, on peut éventuellement augmenter le pas en longueur d’onde dans les ailes par rapport au pic central d’émission. Il convient alors de recentrer le spectre obtenu sur la longueur d’onde appropriée, normaliser à l’unité, et définir un pas constant.

Cette méthode a donc été utilisée pour construire les réponses instrumentales à $52 \mu\text{m}$, $57 \mu\text{m}$, $63 \mu\text{m}$, $88 \mu\text{m}$, $122 \mu\text{m}$, $145 \mu\text{m}$ et $158 \mu\text{m}$.

2.4 Réponse théorique des Fabry-Pérot

Comparons maintenant ces PSF à celles que l’on attend théoriquement. La réponse d’un spectromètre Fabry-Pérot est déterminée par une fonction d’Airy pouvant être décrite de la manière suivante:

$$A(\lambda) = \frac{1}{1 + f \times \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.3)$$

où f est le coefficient de finesse du Fabry-Pérot, défini par:

$$f = \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \quad (2.4)$$

où F est la finesse du Fabry-Pérot.

On définit la fonction périodique δ par:

$$\delta = 4\pi \left(\frac{gap}{\lambda}\right) \quad (2.5)$$

TAB. 2.2 – Paramètres des profils d’Airy pour sept raies

Raies (μm)	R	n	F	f	gap (μm)
51.815	8450	106	79.72	2575.50	2746.20
57.330	8450	96	88.02	3140.01	2751.84
63.184	8200	87	94.25	3600.39	2748.50
88.356	9700	115	84.35	2883.42	5080.47
121.889	9600	83	115.66	5421.84	5058.39
145.525	9250	70	132.14	7076.97	5093.38
157.741	8900	64	139.06	7837.55	5047.71

Le gap est la distance entre les deux grilles du Fabry-Pérot. On peut alors déterminer la finesse en utilisant la résolution R et l’ordre d’interférence n à travers la relation :

$$R = nF \quad (2.6)$$

sachant que n peut être déterminé par :

$$n = \text{partie entière} \left(2 \times \frac{\text{gap}}{\lambda} \right) \quad (2.7)$$

Les gaps évoluent entre une valeur minimale et une valeur maximale. On utilise une valeur intermédiaire entre ces deux valeurs, à courte longueur d’onde (FPS) et à grande longueur d’onde (FPL) afin de déterminer n :

$$\text{gap}(FPL) = 5064.38 \quad \mu\text{m} \quad (2.8)$$

$$\text{gap}(FPS) = 2754.52 \quad \mu\text{m} \quad (2.9)$$

La valeur exacte du gap permettant de calculer δ est alors calculée à une longueur d’onde précise de manière à ce qu’un ordre du FP tombe exactement sur la longueur d’onde étudiée. On a :

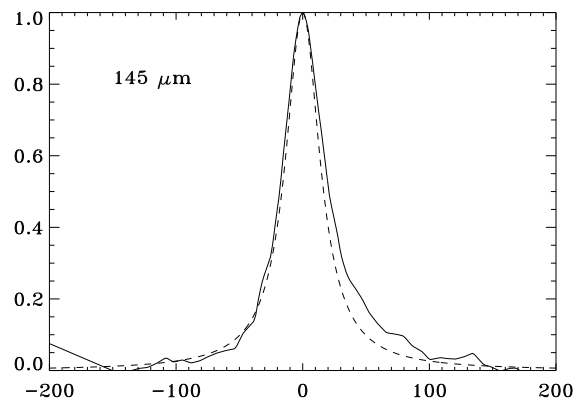
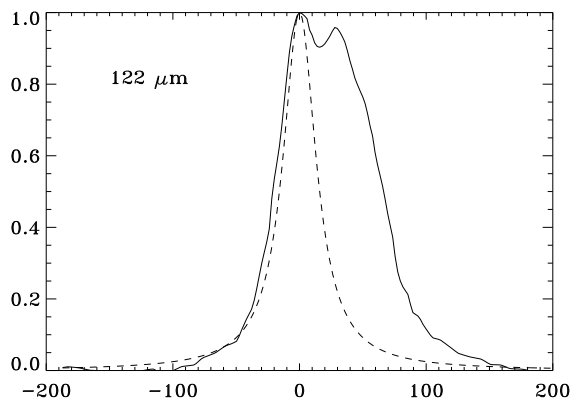
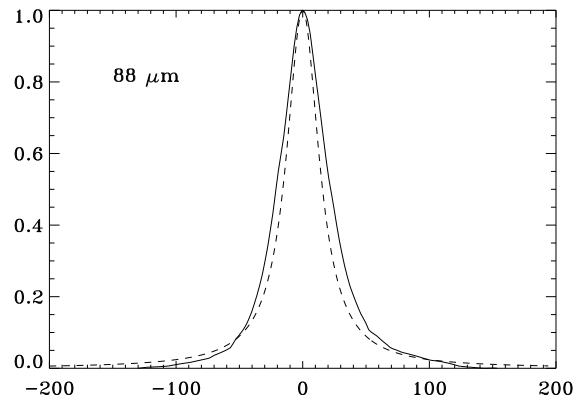
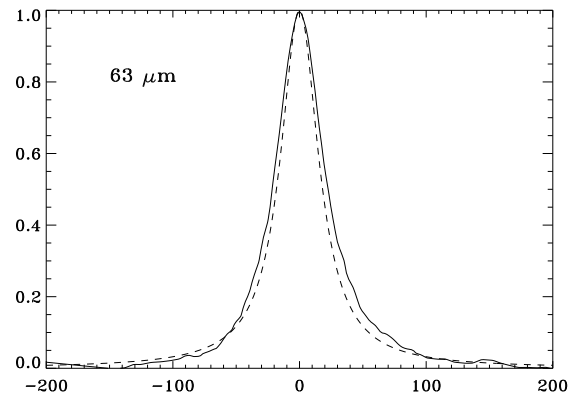
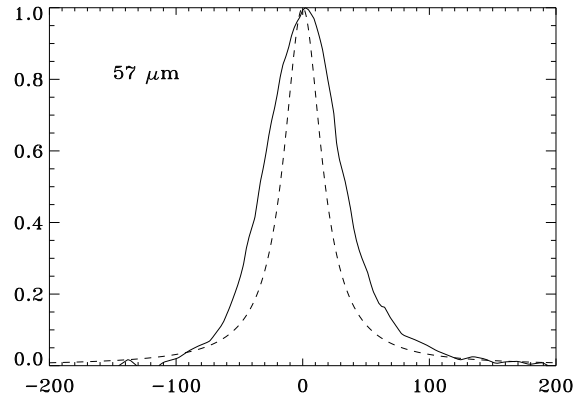
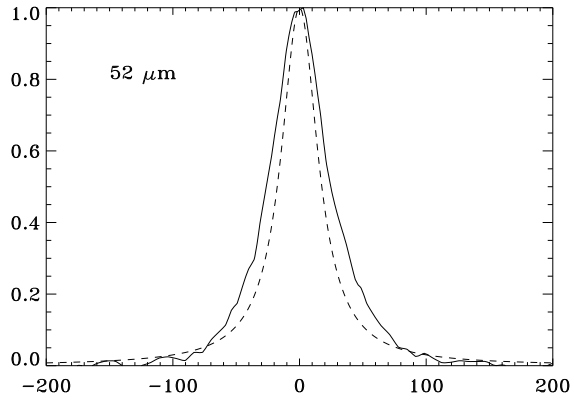
$$\text{gap} = \lambda_c \times \frac{n}{2} \quad (2.10)$$

Tous ces paramètres, listés dans le tableau 2.2 vont nous permettre de calculer la réponse instrumentale du LWS-FP à toutes les longueurs d’onde qui nous intéressent, réponse que l’on attend être parfaitement symétrique.

2.5 Résultats et discussion

Les profils des raies sont représentés en figure 2.1 avec, en traits pleins les profils construits, et en traits pointillés les réponses instrumentales. Les largeurs à mi-hauteur (FWHM) pour

chacune des raies théoriques et observées sont comparées dans le tableau 2.3. On constate un élargissement systématique par rapport au profil d'Airy, plus important à courte qu'à grande longueur d'onde.



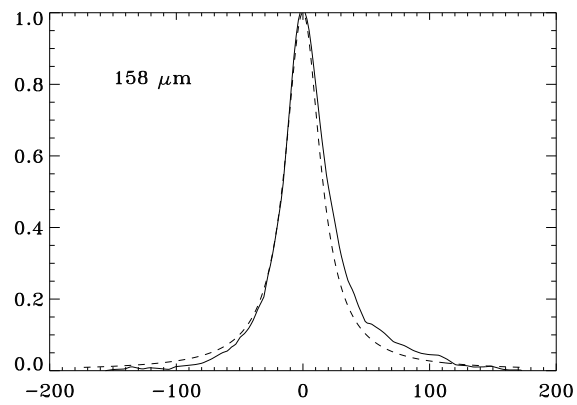


FIG. 2.1 – Comparaison entre les profils instrumentaux observés (traits pleins) et théoriques (traits pointillés). L'axe des ordonnées est en unités arbitraires et l'axe des abscisses est exprimée en vitesse (km/s).

TAB. 2.3 – Comparaison entre profils théoriques et observés. La limite supérieure dans la dernière colonne représente la largeur de raie observée. La limite inférieure de la largeur observée a été calculée en déconvoluant le profil observé des largeurs déduites des observations CO (voir le texte).

Raies (μm)	Sources	FWHM theo. (km s^{-1})	FWHM obs. (km s^{-1})
[OIII] 51.815	G 0.6-0.6	35.5	49.0 - 50.0
[NIII] 57.330	G 0.6-0.6	35.5	70.0 - 71.0
[OI] 63.184	NGC 7023	36.6	43.8 - 43.9
[OIII] 88.356	G 0.6-0.6	30.9	41.8 - 43.0
[NII] 121.889	G 0.6-0.6	31.2	36.2 - 37.6
[OI] 145.525	NGC 7023	32.4	39.1 - 39.2
[CII] 157.741	NGC 7023	33.7	37.0 - 37.1

Un problème se pose pour deux de ces transitions: à $57 \mu\text{m}$ et $122 \mu\text{m}$. La réponse à $57 \mu\text{m}$, bien qu'obtenue avec un grand nombre de scans, présente un profil très bruité et très élargi par rapport à sa réponse théorique. Cette asymétrie ne semble pas être intrinsèque au détecteur SW2 car la transition à $52 \mu\text{m}$, elle aussi observée par ce détecteur, ne présente pas un élargissement aussi important. Cette distorsion du spectre à cette longueur d'onde ne peut pas être expliquée pour le moment, mais ne provoque pas de lacune dans notre étude du fait que la raie de [OIII] à $52 \mu\text{m}$ pourra être utilisée comme réponse instrumentale du détecteur SW2.

Un problème plus grave se pose pour la réponse instrumentale du détecteur LW2: l'unique transition utilisée pour sa calibration est la transition de structure fine de [NII] à $122 \mu\text{m}$, qui présente une structure hyperfine à six composantes se différenciant par leur intensités relatives à des longueurs d'onde différentes (Townes et Schawlow, 1975; Cooksy, Hovde et Saykally 1986) dont les caractéristiques sont représentées Table 2.4.

TAB. 2.4 – Caractéristiques des transitions de ^{14}NII

J_i, F_i, J_f, F_f	longueur d'onde (μm)	intensité relative (%)
2,3,1,2	121.8888	46.6
2,2,1,1	121.9022	25.0
2,2,1,2	121.9026	8.3
2,1,1,1	121.9123	8.3
2,1,1,2	121.9127	0.6
2,1,1,0	121.9129	11.1

On tente alors de reproduire le spectre obtenu à $122 \mu\text{m}$ en utilisant six fonctions d'Airy

à la résolution théorique du LWS ($R = 9600$), aux longueurs d'ondes et intensités théoriques décrites ci-dessus. Cette modélisation ne permettant pas de reproduire le spectre observé, on change la résolution de l'instrument jusqu'à une meilleur concordance. Chacune des six fonctions d'Airy utilisées doit avoir une FWHM de l'ordre de 37.6 km s^{-1} afin de reproduire le spectre LWS à $122 \mu\text{m}$ (voir Figure 2.2), soit un écart de 6.4 km s^{-1} par rapport à la largeur théorique. Si l'on tient compte de la largeur de 10 km s^{-1} observée pour la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule CO (Planesas et al. 1991), la largeur de raie de la fonction d'Airy à $122 \mu\text{m}$ est alors de 36.2 km s^{-1} , réduisant l'écart avec la largeur théorique à 5 km s^{-1} .

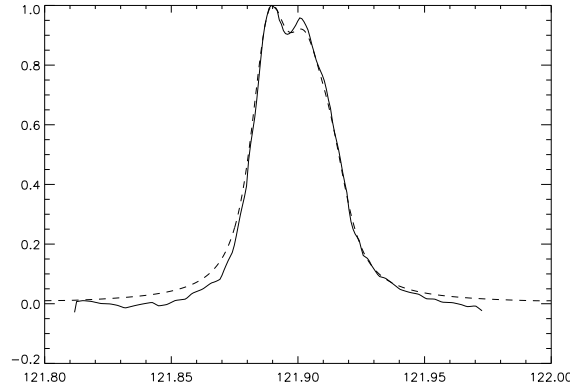


FIG. 2.2 – Comparaison entre le profil observé normalisé à l'unité (traits pleins) et le profil modélisé (traits pointillés) avec six profils d'Airy convolués avec une gaussienne de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$. Les unités en abscisses sont en microns.

Remarquons que, dans le tableau 2.3, la limite supérieure dans la dernière colonne correspond à la FWHM observée. La limite inférieure a été calculée en déconvoluant les profils observés par des profils de FWHM de l'ordre de 3 km s^{-1} pour la source NGC 7023 et de l'ordre de 10 km s^{-1} pour la source G 0.6-0.6. On voit alors l'incidence que peut avoir cette valeur sur la largeur observée.

2.6 Remarques complémentaires

La combinaison des observations au sol et en vol a très récemment apporté de nouvelles informations sur le pouvoir de résolution de chacun des détecteurs dont les caractéristiques sont classées en tableau 2.5.

Les largeurs de raies calculées par cette méthode ne tiennent pas compte des effets de mémoire des détecteurs car ont été déterminées sur des scans acquis sur des temps plus longs que ceux utilisés en direction de NGC 7023 et G 0.6-0.6. On peut noter néanmoins une très bonne concordance à $63.184 \mu\text{m}$ en mode FPS, entre la nouvelle FWHM mesurée et celle déterminée par l'observation de la source NGC 7023.

TAB. 2.5 – Paramètres des profils d’Airy pour sept raies

Raies (μm)	mode	R	FWHM (km s^{-1})	n	F	f	gap (μm)
51.815	FPS	6697	44.8	106	63.18	1617.74	2746.20
57.330	FPS	6810	44.0	96	70.94	2039.44	2751.84
63.184	FPS	6908	43.4	87	79.40	2555.21	2748.50
	FPL	5800	51.7	160	36.25	532.57	5054.72
88.356	FPL	8395	35.7	115	73.00	2159.76	5080.47
121.889	FPL	8926	33.6	83	107.54	4687.25	5058.39
145.525	FPL	8348	35.9	70	119.26	5764.07	5093.38
157.741	FPL	8711	34.4	64	136.11	7508.21	5047.71

La figure 2.3 résume les différences établies entre les valeurs des résolutions spectrales de l’instrument LWS en fonction de la longueur d’onde. La courbe en trait plein représente les résolutions spectrales mesurées au sol, avant le lancement du satellite, et à ce jour encore inscrites dans le manuel “LWS handbook” (Gry et al., juillet 2001). Ces valeurs sont comparées à celles déterminées en FPS et FPL en combinant les mesures au sol et en vol. Remarquons que ces valeurs ne tiennent évidemment pas compte de la distorsion du spectre dans son aile rouge. Très récemment, une étude a été effectuée au CESR afin de corriger ces effets de mémoire. La méthode dite de Fouks-Schubert a été utilisée et a permis de mettre en place une procédure de correction qui sera exécutée automatiquement dans les prochaines versions de LIA. Cette méthode se base sur l’utilisation de spectres L04 exceptionnellement observés avec des scans aller et retour.

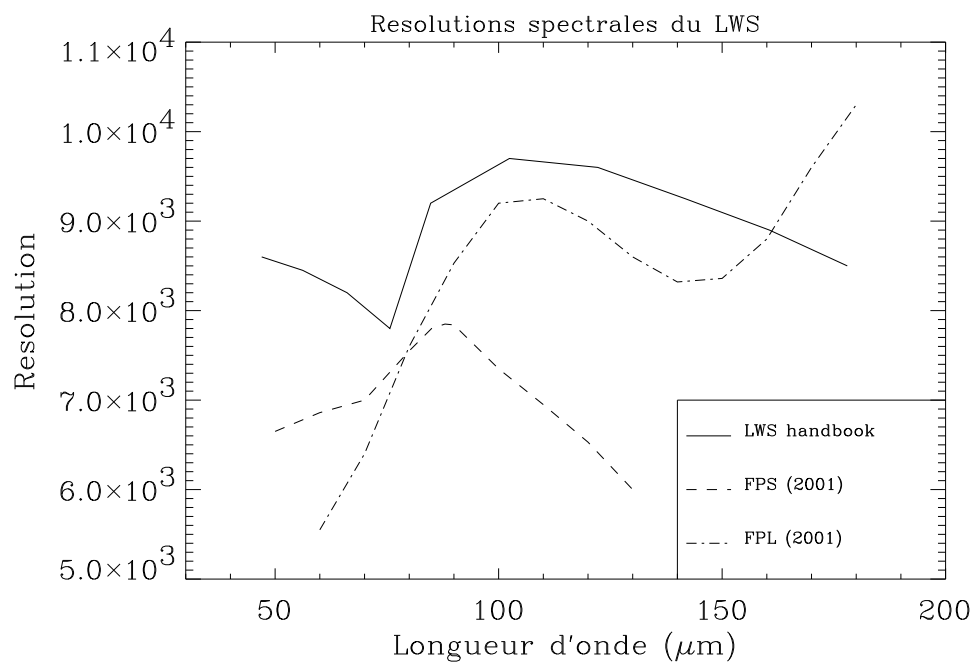


FIG. 2.3 – Comparaison entre deux séries de valeurs des résolutions spectrales de l'instrument LWS. La courbe ——— représente les résolutions spectrales mesurées au sol. La courbe - - - (respectivement - · - · -) représente les nouvelles valeurs des résolutions spectrales FPS (respectivement FPL) en combinant des mesures effectuées au sol et en vol.

Troisième partie

**L'OXYGENE DANS LE MILIEU
INTERSTELLAIRE**

**A) La chimie de l'oxygène dans le
MIS**

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Principaux réservoirs de l'oxygène	53
1.2 Chimie de l'oxygène dans les nuages moléculaires	54

1.1 Principaux réservoirs de l'oxygène

L'oxygène et le carbone sont les éléments les plus abondants dans l'Univers après l'hydrogène et l'hélium, et constituent les briques de fondation de la vie telle que nous la connaissons. Les molécules formées par l'interaction de ces deux atomes, avec le très abondant atome d'hydrogène, dominent la chimie du milieu interstellaire et établissent le bilan énergétique des nuages interstellaires. Ces interactions chimiques gouvernent la formation d'un grand nombre de molécules et jouent un rôle important dans le processus d'effondrement des nuages qui formeront les étoiles et les planètes.

Les nuages moléculaires sont les objets les plus froids ($T \sim 10$ K) que l'on connaisse de notre galaxie. Ils contiennent à peu près la moitié de la masse du milieu interstellaire et par conséquent une large fraction de la masse de notre galaxie. Ces nuages moléculaires sont les sites de formation stellaire et la compréhension du processus de formation stellaire passe par la connaissance de l'évolution de ces nuages. Il est donc fondamental de déterminer précisément la structure chimique et physique des nuages moléculaires.

La majorité des modèles théoriques prédisent que l'oxygène, dans les nuages interstellaires, doit être majoritairement sous forme de O, CO, H₂O, O₂ et OH (Graedel, Langer & Frerking 1982; Langer & Graedel 1989; Millar, Herbst & Charnley 1991; Le Bourlot et al. 1995) à moins que le rayonnement cosmique devienne important et photo-dissocie les molécules (Gredel et al. 1989; Le Bourlot et al. 1993; Sternberg & Dalgarno 1995). Les modèles prédisent qu'au bord du nuage moléculaire l'oxygène atomique est abondant, mais que lorsque l'on pénètre plus profondément à l'intérieur du nuage, le rayonnement ultraviolet est de plus en plus atténué et CO devient l'espèce porteuse d'oxygène la plus abondante. A environ 4 magnitudes d'extinction visuelle, O₂ atteint son pic d'abondance ($> 10^{-4}$) alors que H₂O

est présent à une abondance beaucoup plus faible à 10^{-6} (Tielens & Hollenbach 1985; Lee 1996). De cette manière, H_2O et O_2 pourraient être les principaux agents de refroidissement des nuages moléculaires (Goldsmith & Langer 1978; Neufeld, Lepp & Melnick 1995).

1.2 Chimie de l'oxygène dans les nuages moléculaires

Les deux principales sources de chauffage du milieu interstellaire moléculaire sont le rayonnement ultraviolet et les rayons cosmiques de basse énergie (principalement les protons dans la gamme d'énergie 10–100 MeV, Goldsmith & Langer 1978), tandis que le refroidissement est principalement assuré par les raies de CO elles-mêmes tant que la température est assez basse. Lorsqu'un nuage moléculaire est soumis de l'extérieur à un flux UV, il apparaît au bord du nuage une interface où l'on trouve, de l'extérieur vers l'intérieur, des ions (C^+ , O^+ , etc.), des atomes (C, O, etc.) puis les molécules (CO, etc.), avec des recouvrements entre les différentes couches.

1.2.1 Les couches externes

La destruction rapide des molécules par le rayonnement externe maintient l'oxygène sous sa forme atomique. La chimie de l'oxygène est initiée par les réactions: endothermiques



où H_2^* représente la molécule d'hydrogène excitée par pompage FUV. Les molécules OH produites par ces réactions sont rapidement photo-dissociées:



Dans le gaz chaud, l'eau est produite par:



puis rapidement détruite par photo-dissociation:



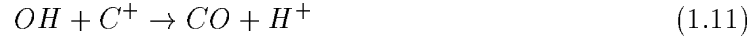
O_2 est produite par la réaction:



et détruite par photo-dissociation:



La source principale de protons dans le gaz chaud provient de la réaction:



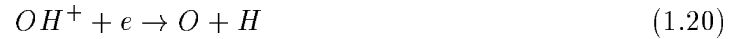
qui vont être transformés par transfert de charge:



qui va initier la séquence:



La réaction 1.16 est une source négligeable de H_2O . Lorsque la densité d'électrons (respectivement H_2) est élevée (respectivement faible), on a les réactions suivantes:



L'oxygène dans les couches externes des nuages moléculaires va donc essentiellement se maintenir sous sa forme atomique, les molécules OH , H_2O et O_2 étant détruites par photo-dissociation.

1.2.2 Les coeurs moléculaires

Dans les couches les plus internes du nuage, le flux FUV incident est complètement atténué et les photons externes ne dominent plus ni n'influencent la chimie du nuage. Cette atténuation provient d'une part des grains de poussière, et d'autre part, sélectivement, par les molécules (en particulier CO et H_2) qui absorbent aux longueurs d'onde de leurs raies de rotation. En conséquence, l'atténuation aux longueurs d'onde des transitions de CO et H_2 est plus efficace que dans le continuum, et ces molécules s'auto-protègent par l'opacité de leurs raies (self-shielding). Il en résulte que la photo-dissociation de ces deux espèces est un phénomène non-linéaire: plus elles sont abondantes et moins elles seront détruites. H_2 étant plus abondant que CO par un facteur $\sim 10^4$, il est plus efficacement protégé du rayonnement UV, et il existera des zones où CO sera encore dissocié tandis que H_2 pourra survivre. De

même, CO est présent plus près de la surface du nuage que ses substituts isotopiques moins abondants, même si dans le cas de ^{12}CO et ^{13}CO , cet effet est en partie compensé par la réaction de substitution isotopique exothermique ($^{13}\text{C} + ^{12}\text{CO} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{13}\text{CO} + \text{NRJ}$).

Dans les coeurs moléculaires, la chimie de l'oxygène est initiée par l'ionisation de la molécule H_2 par le rayonnement cosmique qui donne lieu à la formation de l'ion H_3^+ . Cet ion réagit alors avec O et mène à la formation de l'ion H_3O^+ . La recombinaison dissociative de H_3O^+ avec les électrons ambiants entraîne une série de réactions:



La réaction 1.21 est la principale source de production d'eau qui est dissociée par le rayonnement cosmique et produit OH. La formation de O_2 se fait par réaction entre O et OH puis est dissociée par interaction avec le rayonnement cosmique. Différents modèles de variation des abondances chimiques en fonction du temps ont été élaborés afin de reproduire la chimie dans les nuages interstellaires denses. Ces modèles prennent en compte uniquement la chimie en phase gazeuse (Graedel et al. 1982; Bergin et al. 1995; Lee, Bettens & Herbst 1996; Millar, Farquhar & Willacy 1997) sans s'intéresser aux réactions sur les grains.

La figure 1.1 retrace le réseau d'interaction entre les principaux porteurs de l'oxygène étudiés ici.

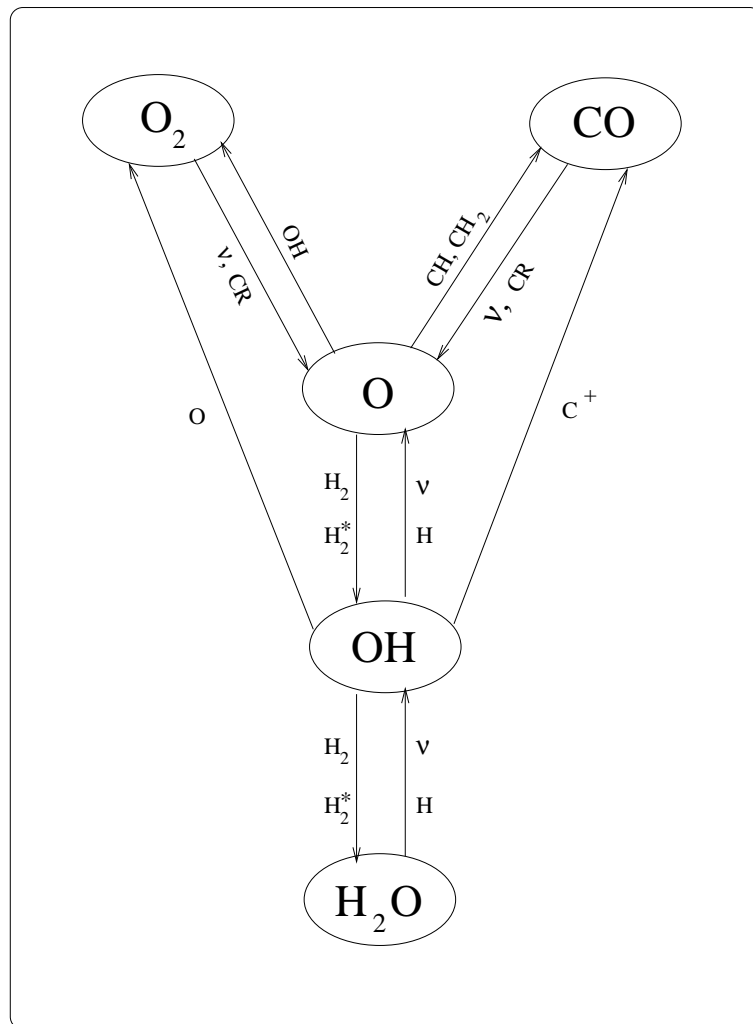


FIG. 1.1 – Chaîne simplifiée de réactions de l'oxygène. CR représente l'interaction avec le rayonnement cosmique.

Chapitre 2

Approche observationnelle

Sommaire

2.1	Introduction	59
2.2	L'oxygène moléculaire et l'eau	59
2.3	L'oxygène atomique	61
2.4	L'hydroxyle	62
2.5	Contraintes sur la chimie de l'oxygène	63

2.1 Introduction

Le budget total de l'oxygène peut être contraint par les observations dans les nuages diffus de transitions dans l'ultraviolet, vues en absorption par rapport au continuum intense émis par l'étoile visée. Meyer, Jura & Cardelli (1998) ont calculé une abondance cosmique d'oxygène en phase gazeuse de $\sim 3.2 \times 10^{-4}$ par rapport à H dans le milieu interstellaire. De nombreuses observations en direction d'étoiles de type O/B et de régions HII ont permis de mettre en évidence un gradient d'abondance de l'oxygène dans notre Galaxie que nous utiliserons plus tard dans ce manuscrit. Le tableau 2.1 présente un résumé des différentes observations qui ont permis de mettre en évidence un gradient galactocentrique de l'oxygène.

2.2 L'oxygène moléculaire et l'eau

L'absorption atmosphérique a toujours empêché aux observatoires terrestres d'observer les molécules O_2 et H_2O . Le lancement du satellite ISO (1995) a enfin rendu possible la détection des raies de l'eau dans le milieu diffus et en direction de régions de formation d'étoiles. Le satellite SWAS (1998) a ouvert une nouvelle fenêtre spectrale en donnant accès à l'observation des transitions de basse énergie de l'eau (sous sa forme ortho) et de l'oxygène moléculaire en direction des coeur denses des nuages moléculaires. Grâce à ces observations, on a pu mesurer avec une grande sensibilité et résolution la transition fondamentale ortho à 556.936 GHz ($1_{10} \rightarrow 1_{01}$) de la molécule H_2O . La transition $N_J = 3_3 \rightarrow 1_2$ à 487.249 GHz de la molécule O_2

TAB. 2.1 – Résumé des différentes observations ayant mis en évidence un gradient d’abondance de l’oxygène dans la Galaxie. Le gradient en dex représente la variation de $\log(O/H)$ en fonction de la distance galactocentrique.

Etude	Gradient (dex kpc ⁻¹)	R _⊙ (kpc)	Intervalle (kpc)	Objets
Shaver et al. 1983	-0.07 ± 0.015	10	5 - 13	régions HII
Fitzsimmons et al. 1992	-0.03 ± 0.02	8.5	6 - 13	étoiles de type B
Kaufer et al. 1994	-0.000 ± 0.009	8.5	6 - 17	étoiles de type B
Afflerbach et al. 1997	-0.064 ± 0.009	8.5	0 - 12	régions HII
Smartt et al. 1997	-0.07 ± 0.01	8.5	6 - 18	étoiles de type B
Gummersbach et al. 1998	-0.07 ± 0.02	8.5	5 - 14	étoiles de type B
Deharveng et al. 2000	-0.039 ± 0.005	8.5	5 - 15	régions HII
Rolleston et al. 2000	-0.067 ± 0.008	8.5	6 - 18	étoiles de type B

n’a par contre pas été détectée en direction de régions de formation d’étoiles et d’un grand nombre de nuages ne présentant pas ou peu d’activité de formation stellaire. Le satellite ISO était, contrairement à SWAS, sensible principalement au milieu chaud (~ 100 K), à proximité des objets stellaires jeunes où l’abondance de H₂O est accrue en raison de l’évaporation des glaces et de la présence de chocs. Pour ces milieux, elle peut atteindre $\sim 10^{-4}$ (Liseau et al. 1996; Harwit et al. 1998; Ceccarelli et al. 2000; Nisini et al. 2000). Les observations ISO-SWS (Vandenbussche et al. 1999) ont permis de placer des limites supérieures à l’abondance de O₂ solide qui représente moins de 6% de l’abondance totale d’oxygène dans les nuages interstellaires denses.

Les observations SWAS ont montré par exemple dans le nuage moléculaire d’Orion que H₂O et O₂ gazeux ne sont pas les principaux réservoirs d’oxygène. Leur abondance ne représente que moins de 1% de l’abondance totale d’oxygène. Néanmoins, dans les régions les plus denses du milieu interstellaire, une fraction importante de l’oxygène est stockée sur le manteau des grains sous forme de glace d’eau.

Contrairement aux prédictions avancées par certains modèles (voir chapitre précédent), les résultats SWAS ont indiqué des abondances de H₂O et O₂ au coeur de nuages moléculaires denses particulièrement basses: de 6×10^{-10} à 10^{-8} pour H₂O et moins de quelques 10^{-7} pour O₂ (Ashby et al. 2000; Snell et al. 2000; Goldsmith et al. 2000). Bergin et al. (2000) ont résumé les contraintes placées par les observations ISO et SWAS:

1. l’abondance de O₂ doit être inférieure à $\sim 10^{-6}$ dans les nuages moléculaires;
2. dans les coeurs denses dépourvus d’étoiles, l’abondance de H₂O doit être inférieure à 7×10^{-8} ;
3. dans les régions de faible densité, H₂O en phase gazeuse est relativement abondant ($\sim 10^{-6}$) alors que O₂ n’est pas détecté ($< 10^{-6}$);
4. l’abondance d’eau sous forme de glace est $\sim 10^{-4}$ dans les coeurs denses où $10^3 \leq n_H$

$(\text{cm}^{-3}) \leq 10^6$ et $T_{\text{gaz}} < 50$ K (Schutte 1998).

Par ailleurs, d'autres études observationnelles ont pu écarter la possibilité que l'oxygène moléculaire puisse être un réservoir important de l'oxygène: Pagani et al. (1993) et Maréchal et al. (1997) à travers la tentative de détection de la molécule $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ en direction de L134N et d'autres nuages sombres; Olofsson et al. (1998) à travers la tentative de détection de O_2 dans les régions NGC 7538 et W51.

Bergin et al. (2000) ont remarqué que la faible abondance de l'eau dans les régions de formation d'étoiles ne peut pas être expliquée par la photo-dissociation provoquée par le champ de rayonnement intense. En effet, d'autres espèces seraient alors détruites comme la molécule NH_3 , observée en abondance dans ces régions.

2.3 L'oxygène atomique

Au cours des cinq dernières années, de nombreuses observations ont été acquises afin de détecter les transitions les plus basses de l'atome d'oxygène en direction de régions HII où règnent des températures et densités favorisant l'émergence de ces raies. Poglitsch et al. (1996) ont détecté pour la première fois la transition de structure fine à $63 \mu\text{m}$ (voir figure 2.1) à haute résolution spectrale, en direction de la région HII DR21 avec le spectromètre FIFI à bord du KAO. Le spectre observé présente une émission large et une absorption étroite provoquée par la présence d'un nuage moléculaire sur la ligne de visée. Le calcul de la densité de colonne permet de déterminer que l'oxygène en phase gazeuse dans ce nuage est majoritairement sous forme atomique. La seconde détection de cette raie en absorption a été faite en direction de la région de formation d'étoiles NGC 6334V (Kraemer et al. 1998) également avec KAO-FIFI. Une limite inférieure de la densité de colonne d'oxygène atomique a été mesurée en direction de cette source. L'absorption à $63 \mu\text{m}$ est vraisemblablement due à la présence de nuages moléculaires sur la ligne de visée. Une troisième détection de cette raie en absorption a été effectuée avec ISO-LWS en direction de la région de formation d'étoiles Sagittarius B2 (Baluteau et al. 1997). Ce spectre, bien que obtenu dans un mode faible résolution spectrale (réseau: $R \sim 250$), a permis de calculer une limite inférieure à la densité de colonne d'oxygène atomique et de conclure que plus de 40% de l'oxygène en phase gazeuse est sous forme atomique dans les nuages moléculaires sur la ligne de visée de Sgr B2.

Nous utilisons par la suite la nomenclature suivante: O se réfère à l'oxygène atomique du point de vue de l'espèce chimique; [O] indique l'abondance de l'oxygène atomique; [OI] $63 \mu\text{m}$ et [OI] $145 \mu\text{m}$ indiquent les transitions de structure fine de l'oxygène atomique.

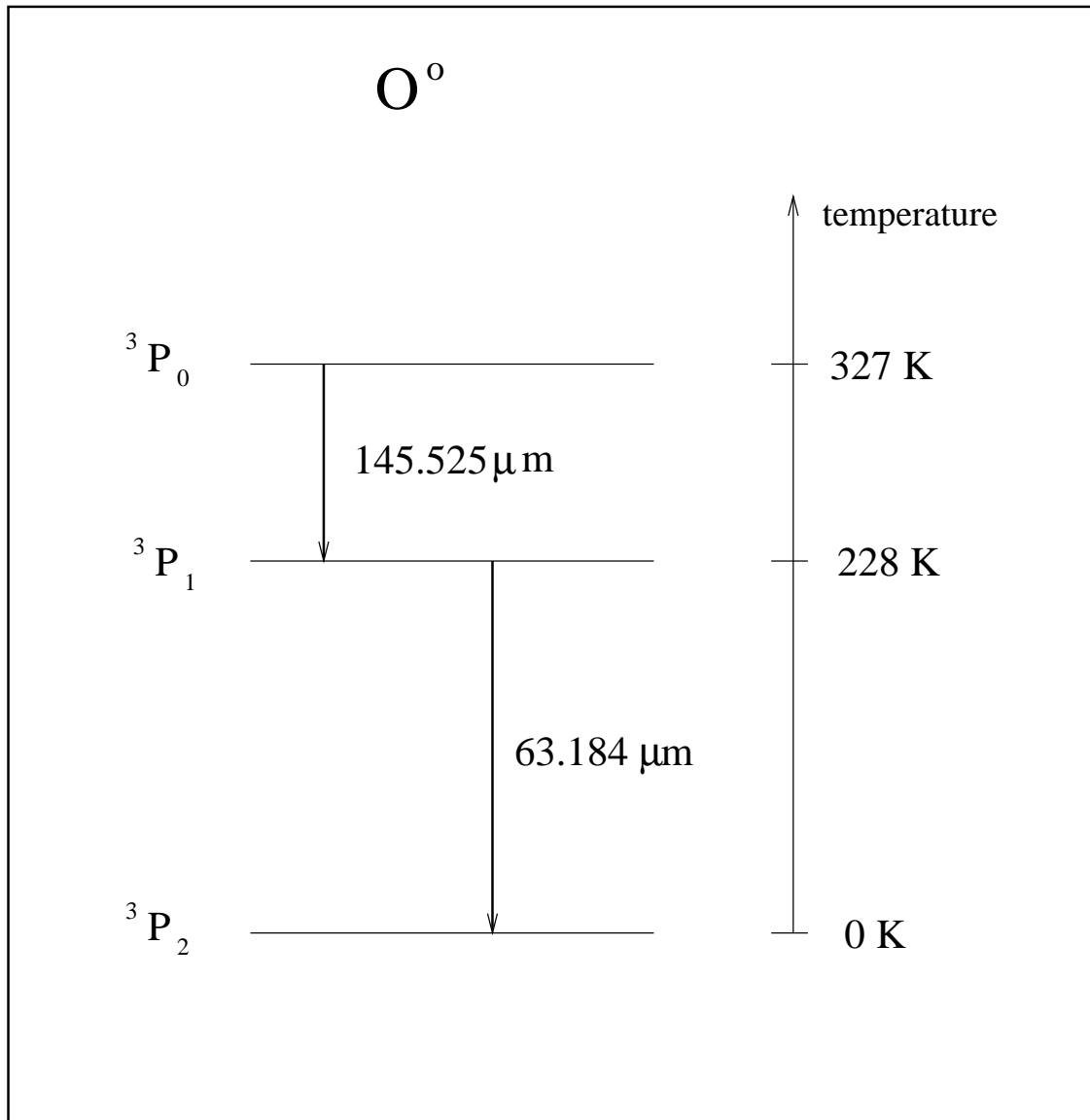


FIG. 2.1 – Premiers niveaux d'énergie et transitions de structure fines de l'atome d'oxygène.

2.4 L'hydroxyle

La molécule OH a été largement observée dans le milieu interstellaire depuis 1963 grâce à la transition à 1650 MHz (18 cm). Les observations des régions de formation d'étoiles à travers les transitions de la molécule OH peuvent être séparées en trois catégories. La première catégorie regroupe les observations d'émission maser entre les niveaux de structure hyperfine des doublets Λ , dans les niveaux rotationnels les plus bas. La seconde regroupe les observations ne présentant pas d'amplification maser, comprenant les absorptions et émissions thermiques entre les mêmes niveaux de structure hyperfine. La troisième et dernière catégorie comprend les observations de transitions entre les niveaux rotationnels de la molécule OH. Ces transitions sont encore peu connues car elles sont émises dans l'infrarouge lointain, domaine

non accessible depuis le sol. Ainsi, les transitions IR de cette molécule ont été détectées avec le KAO (Storey et al. 1981; Melnick et al. 1990) en direction de la région de formation d'étoiles Orion, mais aussi avec ISO, notamment en direction des galaxies M82 (Colbert et al. 1999), NGC 253 (Bradford et al. 1999), IRAS 20100-4156 et 3Zw35 (Kegel et al. 1999), et de la région de formation d'étoiles W49N.

2.5 Contraintes sur la chimie de l'oxygène

Les contraintes apportées par les observations ISO et SWAS représentent un défi pour les théoriciens. Tout d'abord, pourquoi les modèles prédisent d'aussi grandes abondances de O_2 et H_2O gazeux à l'état quasi-stationnaire? Où se trouve l'oxygène dans les nuages sombres et dans les régions de formation d'étoiles de faible et de grande masse? Les modèles chimiques à venir doivent ainsi pouvoir reproduire:

- les abondances gazeuses de O_2 et H_2O mesurées avec SWAS,
- l'abondance de glace d'eau mesurée avec ISO,
- les abondances des espèces simples et complexes porteuses d'oxygène et de carbone mesurées grâce aux télescopes au sol,
- les abondances dans des milieux aussi différents que les nuages moléculaires sans étoiles et les régions de formation d'étoiles de faible et de grande masses.

Les modèles dépendant du temps décrits au chapitre III.1 nécessitent environ 10^5 années pour atteindre les limites supérieures établies par les observations SWAS dans les régions centrales avec une densité comprise entre 10^3 et 10^5 cm^{-3} . Les intérieurs de ces nuages semblent donc très "jeunes", à peine cohérent avec les temps de formation de nuages moléculaires.

Une méthode permettant d'abaisser les abondances de O_2 et H_2O en phase gazeuse est d'augmenter le rapport C/O de la valeur solaire de 0.4 à l'unité (Bergin et al. 2000; Maréchal et al. 1997). La quantité d'oxygène disponible afin de former H_2O et O_2 est alors limitée et une grande quantité d'atomes de carbone et d'ions comme H^+ , He^+ , C^+ et H_3^+ sont présents et permettent la destruction de H_2O et O_2 .

Les modèles en phase gazeuse dépendant du temps ont été étendus afin d'inclure une chimie des grains (par exemple Hasegawa & Herbst 1993). Les mécanismes de déplétion à la surface des grains, ainsi que les processus de désorption ne sont pas totalement maîtrisés mais peuvent expliquer les faibles abondances de H_2O et O_2 dans les nuages sombres. Malgré cela, les résultats observationnels de Vandebussche et al. (1999) montrent que l'oxygène moléculaire à la surface des grains ne représente pas une part importante de l'oxygène.

On montrera au cours de ce travail que les grandes quantités d'oxygène atomique observées en direction de nuages moléculaires ne permettent pas de confirmer ces modèles.

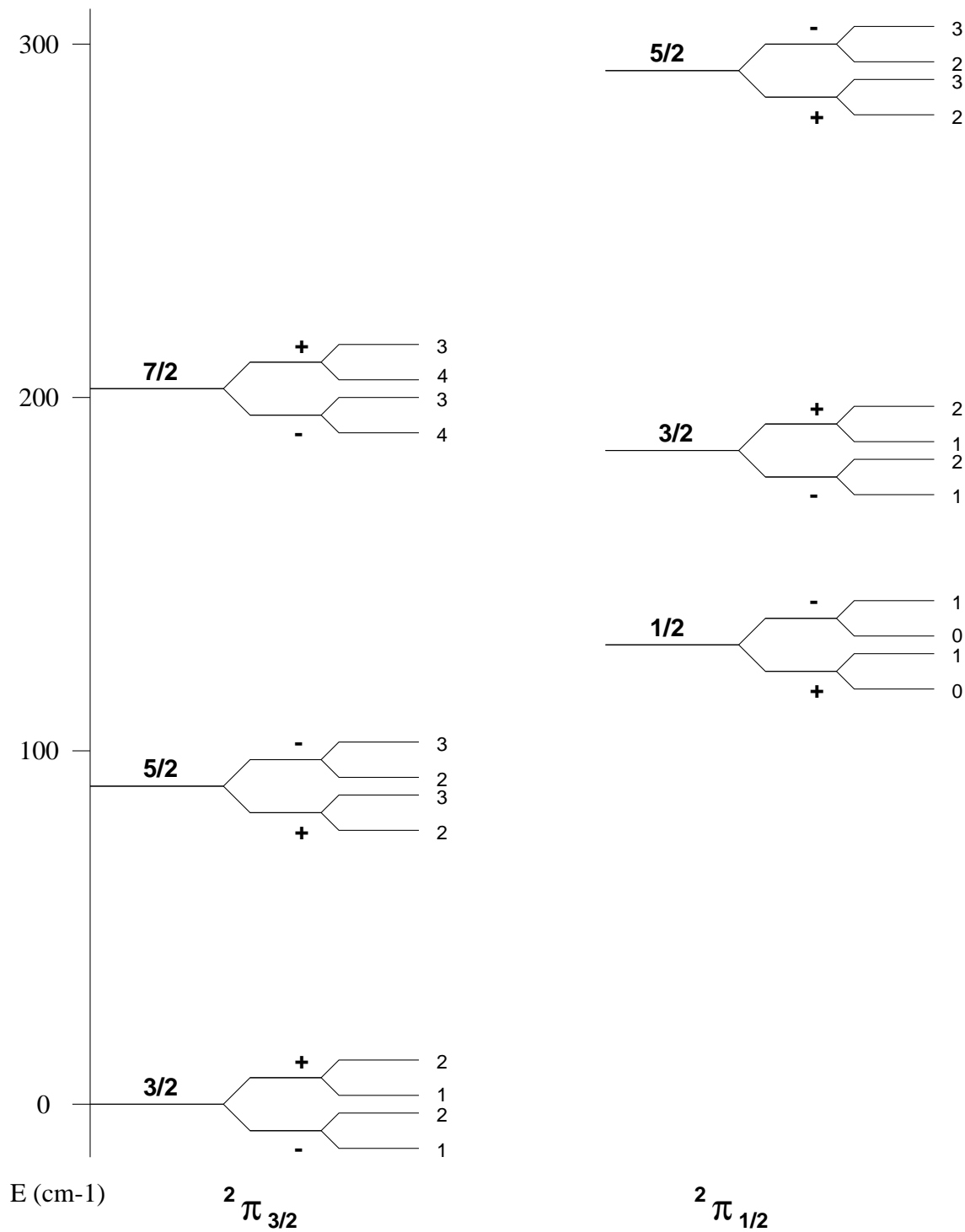


FIG. 2.2 – Premiers niveaux d'énergie de la molécule OH.

Les nuages moléculaires géants ont très souvent une nature inhomogène, c'est à dire fragmentée. L'apparente "jeunesse" de ceux-ci peut être produite par un mélange turbulent ou bien par un brassage de matière entre des phases à faible et forte densité (Chièze & Pineau des Forêts 1989; Charnley et al. 1988; Xie, Allen & Langer 1995). Ainsi, dans ces

modèles, les abondances de O_2 et H_2O peuvent être réduites de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux valeurs données pour un état stationnaire alors que les abondances de C et C^+ sont augmentées (Xie, Allen & Langer 1995). Les effets de turbulence au sein des nuages permettent de mélanger les couches externes avec les couches les plus internes. Ce mixage peut aussi être provoqué par des vents stellaires, la présence de champs magnétiques, une contraction gravitationnelle lente ou encore des instabilités thermiques. Ces études ne prennent malheureusement pas en compte les interactions gaz-poussières avec ses processus de déplétion et de désorption, nécessitant une nouvelle génération de modèles.

B) L'oxygène dans les nuages moléculaires

Chapitre 3

Le nuage moléculaire L1689N

Sommaire

Le nuage ρ Ophiucus est l'une des régions de formation stellaire de faible masse les plus étudiées. Il est situé à une distance d'environ 120 pc (Knude & Hog 1998; Bontemps et al. 2001), et comprend les nuages dits "sombres" L1688, L1689N et L1689S. Nous nous intéresserons dans cette étude au nuage L1689N. Il couvre un champ de $16.5' \times 16'$ (Bontemps et al. 2001) et entoure une source infrarouge proto-stellaire IRAS 16293-2422 qui semble être la plus jeune étoile dans le complexe ρ Ophiucus. Un flot moléculaire bipolaire a été mis en évidence (Wootten & Loren 1987) et des cartes dans le domaine millimétriques de cet objet ont permis de mettre en évidence la présence d'un disque de poussières en rotation (Mundy, Wilkins & Myers 1986). Des cartes à très haute résolution effectuées avec le VLA ont mis en évidence 2 sources distinctes ionisantes A1 et A2 séparées de 47 unités astronomiques ($1 \text{ UA} \sim 1.5 \times 10^{11} \text{ m}$) (Wootten 1989). Nous avons effectué des observations spectroscopiques ISO-LWS des transitions infrarouges de l'oxygène atomique [OI] à $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$, du carbone ionisé [CII] à $158 \mu\text{m}$ et de la molécule d'eau H_2O à $179 \mu\text{m}$ du nuage moléculaire L1689N. En utilisant les flux observés des raies de [OI], on déduit une température moyenne du gaz de $(26 \pm 0.5) \text{ K}$, une densité de H_2 supérieure à $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et une densité de colonne d'oxygène atomique supérieure à $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. La densité de colonne de la molécule CO dans cette direction a été calculée à partir d'observations de la molécule C^{18}O (van Dishoeck et al. 1995). Cela nous a permis de déterminer un rapport [O]/CO de l'ordre de 50 dans le nuage moléculaire.

On peut alors se demander quelle est la contribution à ce rapport d'une région de photodissociation (PDR) autour du nuage L1689N. L'extinction visuelle de la couche externe d'une PDR classique (cf par exemple Hollenbach & Tielens 1999) est de l'ordre de 4 jusqu'au moment où le carbone ionisé se recombine pour former du carbone atomique puis du monoxyde de carbone. L'étude du nuage moléculaire L1689N a permis de calculer une extinction visuelle totale de l'ordre de 25 d'après les observations de la molécule CO. On en déduit que la densité de colonne d'oxygène atomique dans la PDR émettrice autour de L1689N est négligeable par

rapport à N(O) dans le nuage moléculaire. On peut alors quantifier la contribution directe de la PDR par rapport au nuage moléculaire.

L'observation directe des transitions fondamentales de C⁺ et C sur la position centrale en direction de IRAS 16293 (Ceccarelli et al. 1998) a permis d'estimer un champ de rayonnement FUV relativement faible avec $G_0 \sim 6$ en unité de Habing (1968). La transition fondamentale de l'oxygène atomique à 63 microns étant facilement optiquement épaisse, nous allons utiliser le rapport [OI] 145 μm /[CII] 158 μm afin de déterminer la contribution de la PDR. Ce rapport observationnel est de 0.077 +/- 0.015 et peut être comparé aux rapports résultants du travail de modélisation de PDR de Kaufman et al. (1999). Ces résultats sont accessibles sur le site:

<http://dustem.astro.umd.edu/wits/pdrt/o145ciiweb.html>

Pour une densité de $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (Walker et al. 1990) et un facteur G_0 de 6, on trouve un rapport [OI] 145 μm /[CII] 158 μm égal à 0.2%, valeur à comparer avec celle, observationnelle, de 0.077. Cette différence d'un facteur 40 permet finalement d'affirmer que la contribution de la PDR est négligeable par rapport au nuage moléculaire. En effet le carbone ionisé émettant à 158 μm provient de la PDR, et est inexistant au sein du nuage moléculaire. Le résultat de la modélisation des raies de l'oxygène à 63 μm et 145 μm n'est donc pas biaisé par la contribution de la PDR et le rapport O/CO caractérise bien le nuage moléculaire. Ce rapport met en évidence que dans ce nuage moléculaire, environ 98% de l'oxygène en phase gazeuse est sous forme atomique. De plus, si on suppose que tout le carbone en phase gazeuse est sous forme de CO, cela implique que le carbone est sous-abondant d'un facteur 24 par rapport à l'abondance cosmique.

Il serait néanmoins intéressant dans le futur d'observer L1689N par la transition à 609 μm du carbone atomique afin de quantifier la contribution de la couche de transition C⁺/C/CO. La mise en évidence d'une fragmentation au sein du nuage moléculaire permettrait par exemple d'expliquer la température relativement élevée (26 K) pour un nuage sombre trouvée dans ce nuage. Les effets des processus de déplétion sur l'équilibre thermique de nuages moléculaires ont été étudiés par Goldsmith (2001) à travers le couplage entre le gaz et la poussière. A des densités inférieures ou égales à $10^{3.5} \text{ cm}^{-3}$, la température du gaz peut être augmentée de manière significative en raison de la déplétion des espèces responsables du refroidissement comme le monoxyde de carbone. Le facteur de déplétion de cette molécule, trouvé supérieur à 24 dans le nuage moléculaire L1689N, pourrait ainsi rendre compte de la température du gaz.

Nous demanderons au lecteur de se reporter à l'article décrivant ce travail en annexe: "Large atomic oxygen abundance towards the molecular cloud L1689N".

Chapitre 4

Description du complexe W49N

Sommaire

4.1	Description de la source	71
4.2	Choix de cette source	72
4.3	Les bras spiraux de la Galaxie	74

4.1 Description de la source

La région de formation d'étoiles W49N est l'une des plus lumineuses de notre Galaxie ($\sim 10^7 L_{\odot}$: Harvey, Campbell et Hoffman 1977) et contient un nuage moléculaire très massif ($10^6 M_{\odot}$: Scoville & Solomon 1973; Mufson & Liszt 1977). Des observations radio à haute résolution ont révélé que ce nuage moléculaire contient une douzaine de régions HII très compactes, chacune d'elles étant associée à au moins une étoile de type O, dans un anneau de diamètre ~ 2 pc (Welch et al. 1987). L'observation de puissants masers de la molécule d'eau émis par W49N (Gwinn, Moran et Reid 1992) a permis d'évaluer la distance de cette source par rapport au Soleil à 11.4 ± 1.2 kpc en adoptant une distance entre le Soleil et le centre galactique de 8.1 ± 1.1 kpc. Les coordonnées de cette source sont:

$$\begin{cases} \alpha_{2000} = 19^h 06^m 14^s.06 \\ \delta_{2000} = 9^{\circ} 06' 22.3'' \end{cases}$$

Cette région étant totalement opaque en visible, de nombreuses observations moléculaires ont été effectuées dans l'intervalle $[-5 \text{ km s}^{-1}, +20 \text{ km s}^{-1}]$, présentant à la fois des absorptions et émissions: C_3H_2 (Matthews et al. 1985, 1986), ^{12}CO et ^{13}CO (Mufson et Liszt 1977; Phillips et al. 1981; Scoville et al. 1986; Jaffe, Harris et Genzel 1987); CS (Nyman 1984; Miyawaki, Hayashi et Hasegawa 1986; Miyawaki, Hasegawa et Hayashi 1988; Serabyn, Gusten et Schulz 1993); C_2H (Nyman 1984); HCO^+ (Nyman 1983; Welch et al. 1987); HCN (Nyman 1983); H_2CO (Bieging, Wilson et Downes 1982).

Différents modèles cinématiques ont été proposés afin d'expliquer l'origine de la formation stellaire très intense au sein du complexe W49N. Dans un premier temps, Mufson & Liszt

(1977) ont proposé un modèle de collision entre deux nuages, dans lequel le processus de formation d'étoiles est déclenché au niveau de la région d'interaction entre ces deux nuages. Ils ont observé à des résolutions entre $1'$ et $2'$ la molécule CO à 2.6 mm, H₂CO à 2 cm et la raie de recombinaison H76 α traçant le gaz ionisé chaud supposé être émis par la région HII associée. Ces observations semblent favoriser l'image d'une région HII à une vitesse de 8 km s⁻¹ comprise entre deux nuages moléculaires massifs à des vitesses de 4 km s⁻¹ et 12 km s⁻¹.

Welch et al. (1987) ont proposé un scénario différent basé sur leurs observations du continuum à 6 cm, de la raie de recombinaison H76 α et de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule HCO⁺. Celui-ci prend en compte un nuage moléculaire unique en effondrement amenant les régions HII multiples de cette région à se regrouper en "anneau" en rotation autour du centre d'effondrement du nuage. Cette hypothèse vient du fait que la raie de HCO⁺ présente une absorption vers le rouge et une émission vers le bleu. Plus de 10 régions HII ultra-compactes sont détectées dans le complexe W49N.

Serabyn et al. (1993) se sont ralliés au modèle proposé par Mufson & Liszt (1977) après leurs observations à très haute résolution de sept raies de rotation des molécules CS et C³⁴S au 30 m de l'IRAM et au CSO. Ces observations ont permis de mettre en évidence la présence de deux nuages moléculaires denses à 12 km s⁻¹, et d'un nuage moléculaire unique à 4 km s⁻¹. Ils proposent que le processus de formation stellaire dans le complexe W49N soit initié par la collision entre ces nuages moléculaires et rejettent l'hypothèse d'effondrement d'un seul nuage.

De Pree et al. (1997) ont observé les raies de recombinaison H92 α , He92 α , H66 α et H52 α en direction de W49A qui tracent les régions HII ultracompactes. A travers ces observations, celles-ci ne présentent pas de mouvement ordonné comme le mouvement de rotation suggéré par Welch et al. (1987). Par contre, les régions individuelles semblent être associées aux nuages moléculaires observés en CS par Serabyn et al. (1993).

4.2 Choix de cette source

L'observation de la région HII W49N entre dans un programme d'observations du temps garanti ISO-LWS qui regroupe notamment les régions HII Sgr B2, W33A, IRAS 15502, IRAS 17455 et NGC 6334I situées dans le plan galactique à $|b| < 1^\circ$. Ces sources ont tout d'abord été observées avec ISO-LWS en mode réseau (c'est-à-dire à faible résolution spectrale) et présentent la particularité de faibles rapports [OI] 63 μ m/[OI] 145 μ m et [OI] 63 μ m/[CII] 158 μ m. Tielens and Hollenbach (1985a) ont construit un modèle théorique tenant compte de l'équilibre thermique et de la chimie dans une région de photo-dissociation homogène uni-dimensionnelle soumise à un flux ultraviolet. Ce modèle considère une couche parallèle semi-infinie illuminée d'un côté par un champ de rayonnement UV intense. Le modèle

plus récent développé par Wolfire, Tielens et Hollenbach (1990) présente l'intensité relative de plusieurs raies de refroidissement IR et du rapport raie sur continuum. Les résultats du modèle sont présentés en fonction de la densité moyenne dans cette PDR et du champ de rayonnement UV. Ce flux UV incident, G_0 , est exprimé en unité du flux ultraviolet lointain ($= 1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ soit $1.3 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$; Habing 1968)

La figure 4.1 situe les régions HII étudiées en fonction de leurs rapports 63/145 et 63/158. Au vu de ce graphe, on constate que ces sources résident en dehors des limites que l'on peut qualifier de raisonnables, en ce qui concerne le paramètre G_0 . Si l'on considère que ces rapports sont réels, ces sources devraient être caractérisées par un G_0 plus grand que 10^6 . Or cette valeur semble être très improbable dans ce type de région (cf. Tielens & Hollenbach 1985a; Wolfire, Tielens and Hollenbach 1990). La source Sgr B2 ne figure pas sur cette figure ni dans le tableau 4.1. En effet, cette région HII, située à moins de 100 pc du centre galactique et de coordonnées galactiques ($l = 0.67^\circ$, $b = -0.04^\circ$) a la particularité de présenter, en mode basse résolution, une forte absorption à la transition de l'oxygène atomique à $63 \mu\text{m}$ et sera l'objet d'une étude au chapitre III.5.

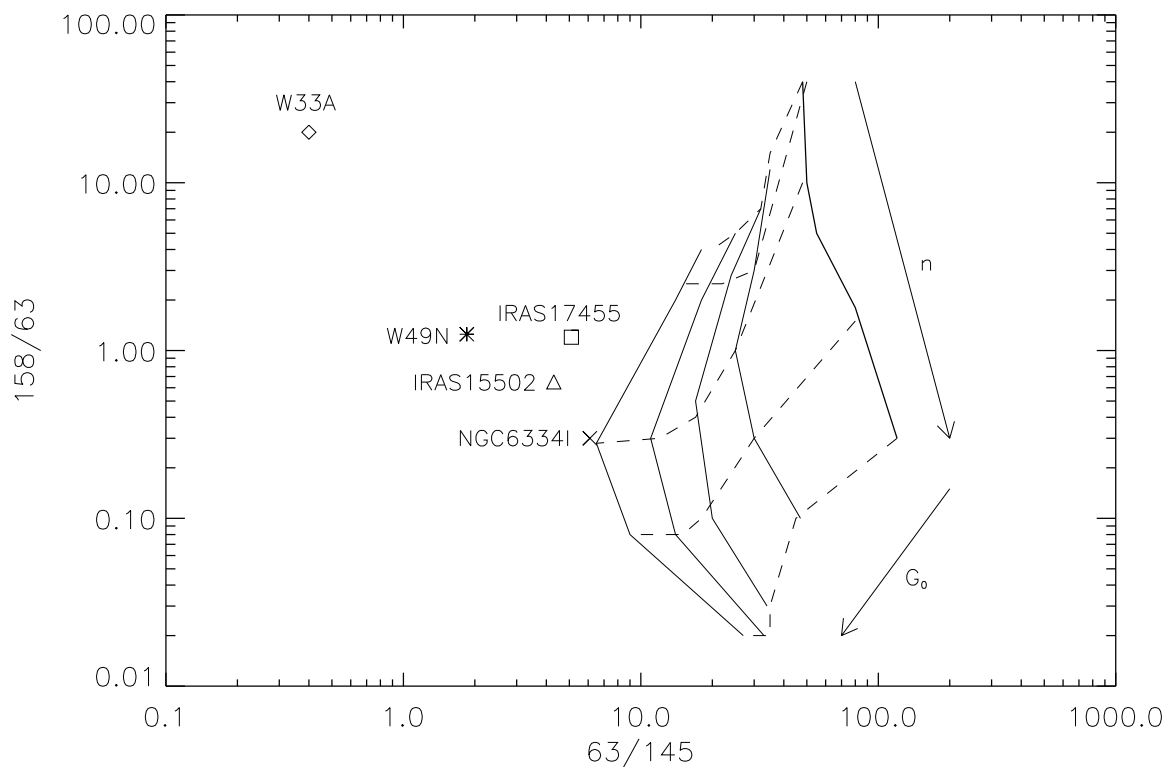


FIG. 4.1 – Evolution des rapports $[CII] 158\mu\text{m}/[OI] 63\mu\text{m}$ et $[OI] 63\mu\text{m}/[OI] 145 \mu\text{m}$ en fonction de la densité n et du champ de rayonnement FUV incident paramétré par G_0 . Les densités varient entre 10^2 et 10^6 cm^{-3} , et G_0 varie entre 10^2 et 10^6 .

Le tableau 4.1 donne la distance de ces sources par rapport au Soleil, leur coordonnées galactiques et leurs rapports 63/145 et 158/63 obtenus en mode réseau (faible résolution).

TAB. 4.1 – *Caractéristiques des régions HII observées: distance, coordonnées galactiques, rapports 63/145 et 158/63 obtenus en mode réseau (faible résolution). Le paramètre d représente la distance par rapport au Soleil.*

Source	d (kpc)	coordonnées galactiques (l,b)	63/145	158/63
W49N	11.4	(43.17 , 0.01)	1.85	0.8
W33A	4.0	(12.91 , -0.26)	0.4	20
NGC 6334I	1.7	(351.42 , 0.65)	5.8	0.5
IRAS 15502	~ 8.5	(328.31 , 0.43)	5.9	0.6
IRAS 17455	~ 8.5	(1.13 , -0.11)	5.1	1.2

La plupart des données observationnelles ne vérifient pas le domaine théorique permis pour des raies en émission optiquement minces, c'est-à-dire pour $[OI] 63 \mu\text{m}/[OI] 145 \mu\text{m} > 12.8$ (Tielens et Hollenbach 1985a). La première hypothèse permettant d'expliquer les faibles rapports 63/145 obtenus avec nos observations ISO est que la raie à $63 \mu\text{m}$ soit optiquement épaisse. Une seconde hypothèse implique la présence de nuages moléculaires sur la ligne de visée entre l'observatoire et la source. Cette hypothèse est vérifiée dans le cas des régions HII W49N et SgrB2. La première source est située à 11.4 kpc du Soleil, dans le plan galactique à 43.2° de longitude galactique: la ligne de visée traverse par deux fois le bras spirale du Sagittaire, site intense de formation stellaire. La figure 4.2 place les différentes sources étudiées dans le plan galactique.

Des observations à plus haute résolution (c'est-à-dire en mode Fabry-Pérot) ont alors été proposées pour les sources W49N, Sgr B2 et IRAS 15502, qui présentent une absorption importante décalée par rapport à la vitesse centrale de la source. Nous nous intéressons dans un premier temps à la source W49N.

4.3 Les bras spiraux de la Galaxie

Les distances dans notre Galaxie sont basées sur la connaissance de la courbe de rotation galactique sous l'hypothèse d'un mouvement circulaire simple. Cette approximation n'est pas totalement vraie mais est nécessaire en raison de la complexité de l'analyse.

Sous l'hypothèse d'un mouvement circulaire d'un objet autour du centre galactique, on peut relier la vitesse circulaire d'un objet dans le plan galactique de longitude l et de distance galactocentrique R à sa vitesse radiale par rapport au soleil:

$$V(R, l) = \Omega(R)R \cos\left(\frac{\pi}{2} - l - \theta\right) - \Omega_0(R)R_0 \cos\left(\frac{\pi}{2} - l\right) = R_0(\Omega(R) - \Omega_0) \sin(l) \quad (4.1)$$

R_0 et Ω_0 représentent la distance galactocentrique de l'observateur dans son repère standard au repos et sa vitesse angulaire respectivement. La figure 4.3 permet de démontrer cette

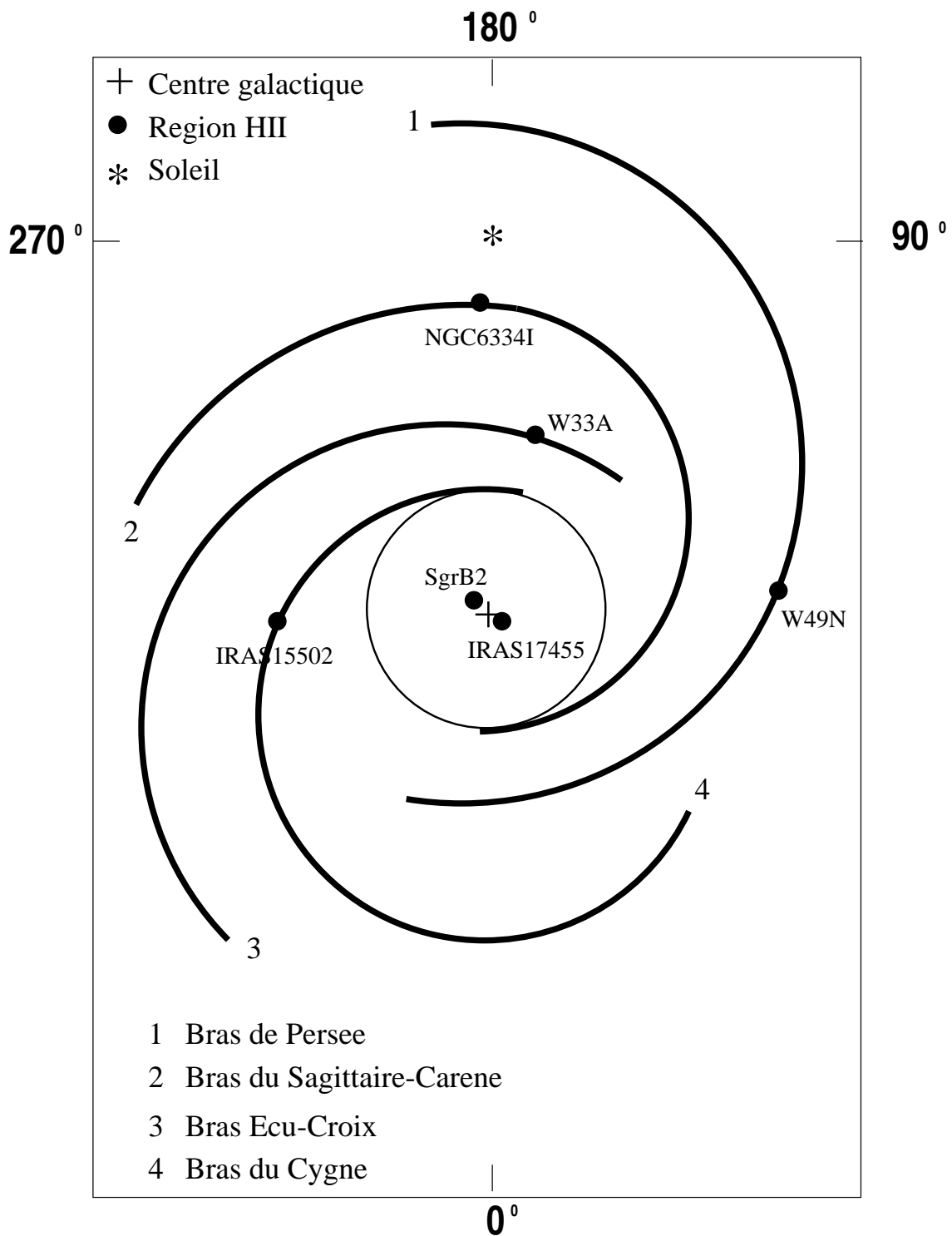


FIG. 4.2 – Structure schématique du plan de notre galaxie. Le sens de rotation est dans le sens trigonométrique inverse (d'après Georgelin & Georgelin 1976). Le cercle central représente l'anneau de matière à 3 kpc du centre galactique.

équation comme étant une différence de projection des vitesses entre le soleil et l'objet sur la ligne de visée.

Chacun des nuages présents sur une ligne de visée peut être distingué des autres s'il possède une vitesse radiale unique. Le profil observé est alors une somme des profils d'émission des objets décalés d'une valeur dépendante de leur vitesse radiale.

Lorsque l'observateur est situé au voisinage proche de la Terre, la détermination théorique de la vitesse LSR est contrainte par la connaissance des constantes galactiques R_0 (distance galactocentrique du Soleil) et Ω_0 (vitesse angulaire du Soleil). Les valeurs standard sont proposées à $R_0 = 8.5$ kpc et $\Theta_0 = \Omega_0 R_0 = 220$ km s⁻¹ par l'IAU Commission 33. La détermination de la courbe de rotation galactique est alors primordiale afin de relier la vitesse radiale (LSR) à la longitude et distance galactiques. Elle peut être définie par (Brand 1986):

$$\Theta(R) = \Theta_0 \left(1.0074 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0.0382} + 0.00698 \right) \quad (km \ s^{-1}) \quad (4.2)$$

Burton (1988) a calculé (voir sa figure 7.7) les contours de vitesse radiale dans le repère standard au repos (LSR) en fonction de la longitude galactique et de la distance par rapport au soleil. Cette figure peut donc être utilisée comme graphe de conversion afin d'associer une distance à des objets de faible latitude galactique dont on a mesuré la vitesse radiale (LSR), en supposant les mouvements gouvernés par une simple rotation circulaire. Nous utiliserons cette conversion dans les chapitres suivants, en utilisant la relation trigonométrique:

$$R^2 = R_0^2 + d^2 - 2R_0 d \cos(l) \quad (4.3)$$

afin de déterminer la distance au centre galactique de nuages sur une ligne de visée.

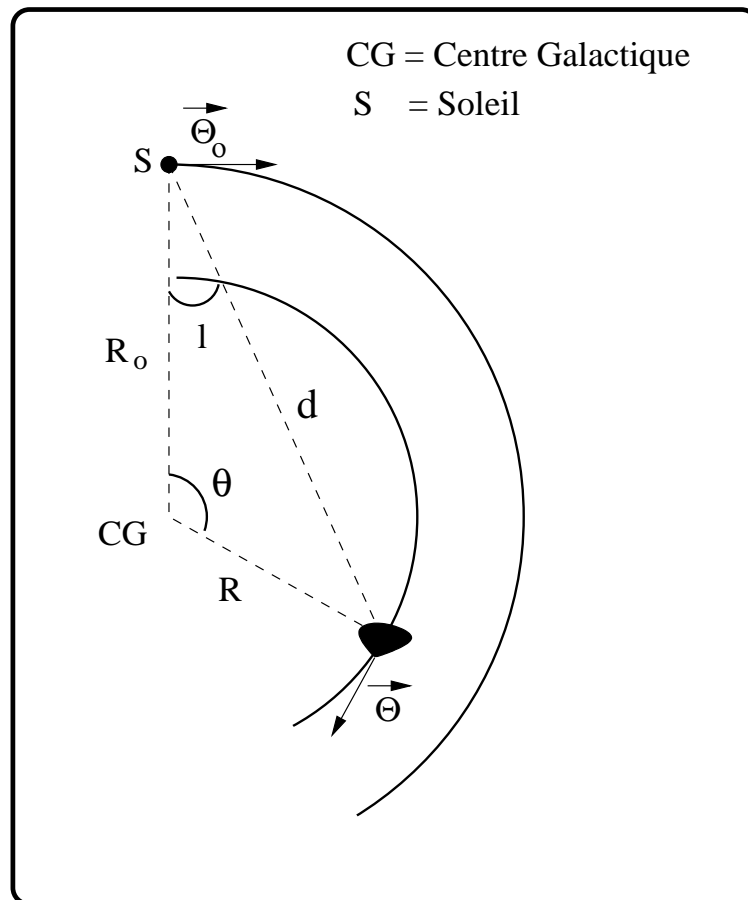


FIG. 4.3 – Vue schématique d'une partie de la Galaxie, sous l'hypothèse d'un mouvement circulaire. R_0 représente la distance entre le centre galactique (CG) et le Soleil (S), R la distance galactocentrique d'un nuage dans un bras spiral, d la distance entre ce nuage et le Soleil et l est la longitude.

Chapitre 5

Etude des nuages moléculaires en direction de W49N

Sommaire

5.1	Introduction	79
5.2	Observations	80
5.3	Calcul des densités de colonne	82
5.4	Implications sur la chimie du milieu interstellaire	92

5.1 Introduction

Les nuages moléculaires sont généralement observés par les transitions rotationnelles de certaines molécules comme CO. Les nuages présents dans les bras spiraux de la Galaxie peuvent être détectés à travers l'observation de certaines raies visibles en absorption par rapport à une source intense de radiation comme une région HII. Dans ces nuages, la température d'excitation (T_{ex}) des différentes molécules de traçage est généralement proche de la température du fond cosmologique à 2.7 K. Par conséquent, les raies d'émission sont très faibles (à l'exception des transitions de CO à faible J qui sont facilement excitées). Lorsque ces nuages se trouvent sur la ligne de visée d'une source de continuum millimétrique intense, les raies sont facilement détectées en absorption comme par exemple les transitions de CS, HCO^+ , C_3H_2 . Ces absorptions permettent alors de définir la chimie et la structure de ces nuages qui sont peut-être les précurseurs de coeurs froids dans lesquels se formeront des étoiles massives. Par conséquent, l'observation de raies en absorption permet de mettre en évidence la composition chimique initiale des nuages qui plus tard formeront des étoiles.

W49N a été l'objet d'un grand nombre d'études de raies moléculaires en absorption qui ont révélé la présence de nuages moléculaires sur la ligne de visée à des vitesses entre 15 et 80 km s^{-1} : H_2CO (Scoville 1973, Bieging et al. 1982), CH (Sume & Irvine 1977), HCO^+ et HCN ($1 \rightarrow 0$) (Nyman 1983), C_2H ($1 \rightarrow 0$) (Nyman 1984), C_3H_2 (Matthews 1985, 1986), CS ($1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$) (Miyawaki et al. 1988), CN et HCN ($1 \rightarrow 0$) (Nyman & Millar 1989), SO, H_2S et

NH_3 (Tieftrunk et al. 1994), OH à 18 cm (Pastchenko & Slysh 1973; Cohen & Willson 1981). Miyawaki et al. (1988) ont calculé des densités entre 6×10^3 et $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ dans les nuages moléculaires sur la ligne de visée de W49N en utilisant un modèle LVG pour les transitions de la molécule CS. Tieftrunk et al. (1994) ont placé une limite supérieure de 20 K pour la température cinétique d'un nuage sur cette ligne de visée, en utilisant des observations de NH_3 . Ces nuages moléculaires ont aussi été observés à travers leurs raies d'émission de ^{12}CO et ^{13}CO par Scoville et al. (1986) et Nyman et al. (1984).

5.2 Observations

5.2.1 Oxygène atomique

Nous avons utilisé les observations du spectromètre à grande longueur d'onde d'ISO des transitions de structure fine de l'oxygène atomique. Ces raies à $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$ ont été observées en mode haute résolution L04, décrit au chapitre II. Ces observations, obtenues durant la révolution 513, regroupent six scans par raie, échantillonnés à un quart de l'élément de résolution du Fabry-Pérot. Le temps total d'intégration sur chacun des points était de 2.4 secondes. Les données ont été traitées avec la version 7 du pipeline (OLP) et la version 7.3 du LIA. L'analyse finale a été effectuée grâce à la version 1.6 du progiciel ISAP. La figure 5.1 présente les transitions de [OI] à 63 et $145 \mu\text{m}$ et [CII] à $158 \mu\text{m}$ obtenues après traitement en direction de W49N.

Alors que la raie à $145 \mu\text{m}$ présente uniquement une composante en émission, la raie à $63 \mu\text{m}$ présente à la fois une émission et une absorption. Remarquons que l'incertitude absolue sur la calibration en longueur d'onde du LWS est de $\pm 12 \text{ km s}^{-1}$ (voir le chapitre II.1) mais que l'incertitude relative est plus petite (inférieure à 2.5 km s^{-1}), ce qui permet de déterminer assez précisément la séparation en vitesse des composantes en émission et absorption.

Le spectre à $63 \mu\text{m}$ présentant une forte absorption entre $+15$ et $+100 \text{ km s}^{-1}$ ne semble pas posséder de contrepartie à $145 \mu\text{m}$. La faible distorsion de l'aile "rouge" de ce dernier spectre ainsi que celui de [CII] $158 \mu\text{m}$ ne correspond en fait qu'à un problème d'effet de mémoire du détecteur évoqué au chapitre II.2 et non à une émission intrinsèque à une source sur la ligne de visée. Dans le cas d'un gaz froid entre nous et une source de continuum, on s'attend à ce que la raie à $63 \mu\text{m}$ soit absorbée et pas celle à $145 \mu\text{m}$, car le niveau d'énergie de cette dernière est à une température cinétique de 326 K et par conséquent a très peu de chance d'être peuplé dans un nuage froid (voir la figure 2.1 du chapitre III). La plupart des atomes dans ce gaz sont sur leur niveau le plus bas où ils peuvent absorber les photons à $63 \mu\text{m}$ issus du continuum de la source chaude. Il est par conséquent raisonnable de penser à la présence de nuages moléculaires froids sur la ligne de visée de W49N.

Notre discussion va donc porter dans un premier temps sur l'étude des composantes responsables de l'absorption à $63 \mu\text{m}$ et donc du faible rapport 63/145 évoqué au chapitre précédent.

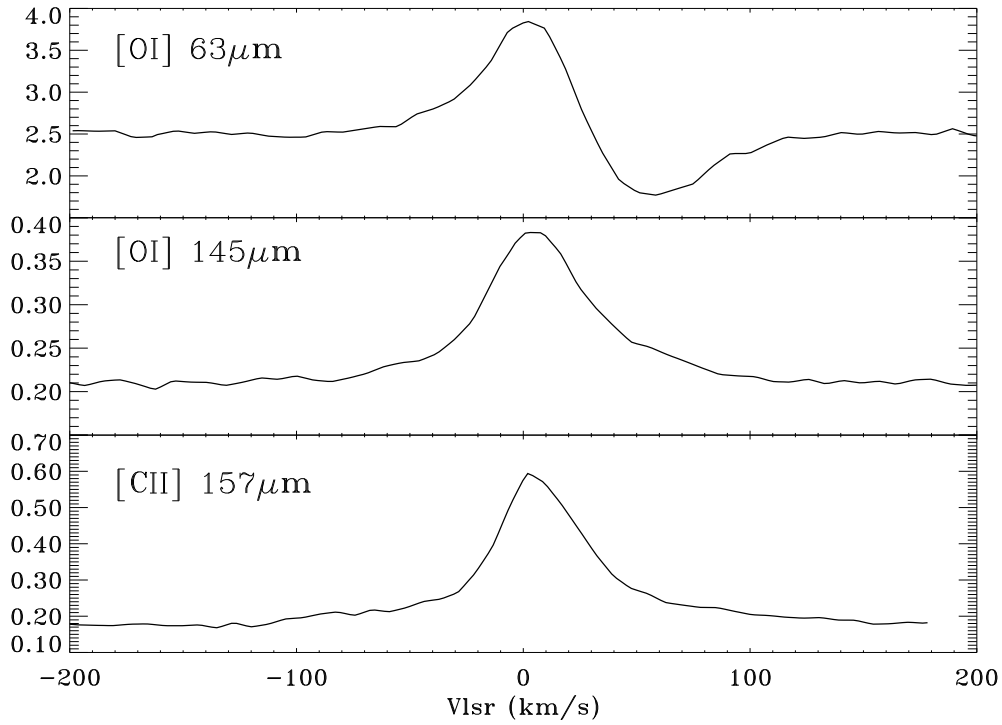


FIG. 5.1 – Spectres LWS-FP de l’oxygène atomique à $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$, ainsi que du carbone ionisé obtenus en direction de W49N. Les unités sont en $10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$.

5.2.2 Observations de la molécule CO

Les observations présentées dans ce paragraphe pour les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ des molécules ^{12}CO et ^{13}CO , ont été effectuées au cours des mois de mai et novembre 1999, avec l’antenne submillimétrique SEST (*Swedish ESO Submillimeter Telescope*) de 15 mètres de diamètre installé sur le site de *La Silla* au Chili. Nous avons utilisé simultanément deux récepteurs SIS (superconducteur-isolant-superconducteur) à 115 GHz et 230 GHz, connectés à un spectromètre acousto-optique ayant un échantillonnage en fréquence de 43 kHz dans les deux bandes, c’est à dire 0.105 km/s dans la bande à 115 GHz et 0.217 km/s dans la bande à 230 GHz. Lors des opérations, la température système était comprise entre 190 K et 250 K, et entre 250 K et 380 K dans ces deux bandes respectivement. Le champ de vue est de $45''$ à 115 GHz et $23''$ à 230 GHz. Le pointage et la mise au point du télescope ont été contrôlés régulièrement, et les erreurs de pointages sont inférieures à $\sim 3''$.

Le but de ces observations est d’obtenir des spectres des différentes transitions de CO intégrées dans le champ de vue du détecteur LWS afin de les comparer aux observations de l’oxygène atomique. Pour cela, on a effectué cinq points de mesure en étoile autour de la position centrale correspondant à la région HII, avec un espacement de $30''$ entre les points.

Les cinq spectres ont alors été convolués avec une gaussienne pondérée en fonction de la distance par rapport au centre afin de dégrader la résolution du champ de vue du SEST à celle d’ISO-LWS (80’’).

La figure 5.2 représente les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ des molécules ^{12}CO et ^{13}CO , à des vitesses supérieures à 25 km s^{-1} . C’est en effet à ces vitesses que la transition à $63 \mu\text{m}$ de l’oxygène atomique est vue en absorption par rapport au continuum émis par la région III. La première difficulté est de séparer les contributions à cette absorption de plusieurs nuages qui, par un simple accident de perspective, se trouvent dans la même direction d’observation. Les spectres ^{12}CO révèlent la présence de sept composantes à des vitesses différentes dont les paramètres sont établis en table 5.1. Ces composantes correspondent à sept nuages moléculaires présents sur la ligne de visée en direction de la source observée W49N. Trois de ces nuages sont aussi détectés en ^{13}CO . Les quatre nuages restant sont invisibles en ^{13}CO ce qui laisse penser que les raies de ^{12}CO sont optiquement fines ou bien que l’émission se produit sur une étendue beaucoup moins large que le champ de vue du télescope SEST.

TAB. 5.1 – V_{LSR} , température “main beam” au pic (T_{mb}) et largeur à mi-hauteur (FWHM) des raies de CO moyennées dans le champ de vue du LWS pour les sept composantes en vitesse détectées sur la ligne de visée de l’objet W49N. FWHM se réfère aux raies de ^{13}CO , quand elles sont détectées, ou aux raies de ^{12}CO , quand elles ne sont pas détectées.

Nuage	V_{LSR} km/s	^{12}CO (K)		^{13}CO (K)		FWHM km s $^{-1}$
		(1-0)	(2-1)	(1-0)	(2-1)	
abs1	34.7	1.30	0.30	<0.083	<0.118	1.9
abs2	40.8	3.71	3.08	1.19	0.52	1.7
abs3	53.5	0.43	0.24	<0.083	<0.118	1.9
abs4	56.0	0.90	0.76	<0.083	<0.118	1.7
abs5	61.0	1.24	1.20	0.26	0.14	2.2
abs6	64.7	2.61	2.50	0.93	0.67	1.6
abs7	70.5	0.29	0.38	<0.083	<0.118	1.9

5.3 Calcul des densités de colonne

Le but de notre étude est de déterminer le rapport $[\text{OI}]/[\text{CO}]$ dans les nuages moléculaires sur la ligne de visée de W49N. Les observations présentées vont nous permettre de calculer les densités de colonne de O et CO. Néanmoins, la résolution spectrale de nos observations LWS de la raie à $63 \mu\text{m}$ n’est pas suffisante et ne permet pas de distinguer et d’identifier les différentes composantes qui sont susceptibles d’absorber à cette longueur d’onde. Les observations CO mettent en évidence la présence de sept nuages moléculaires pouvant absorber

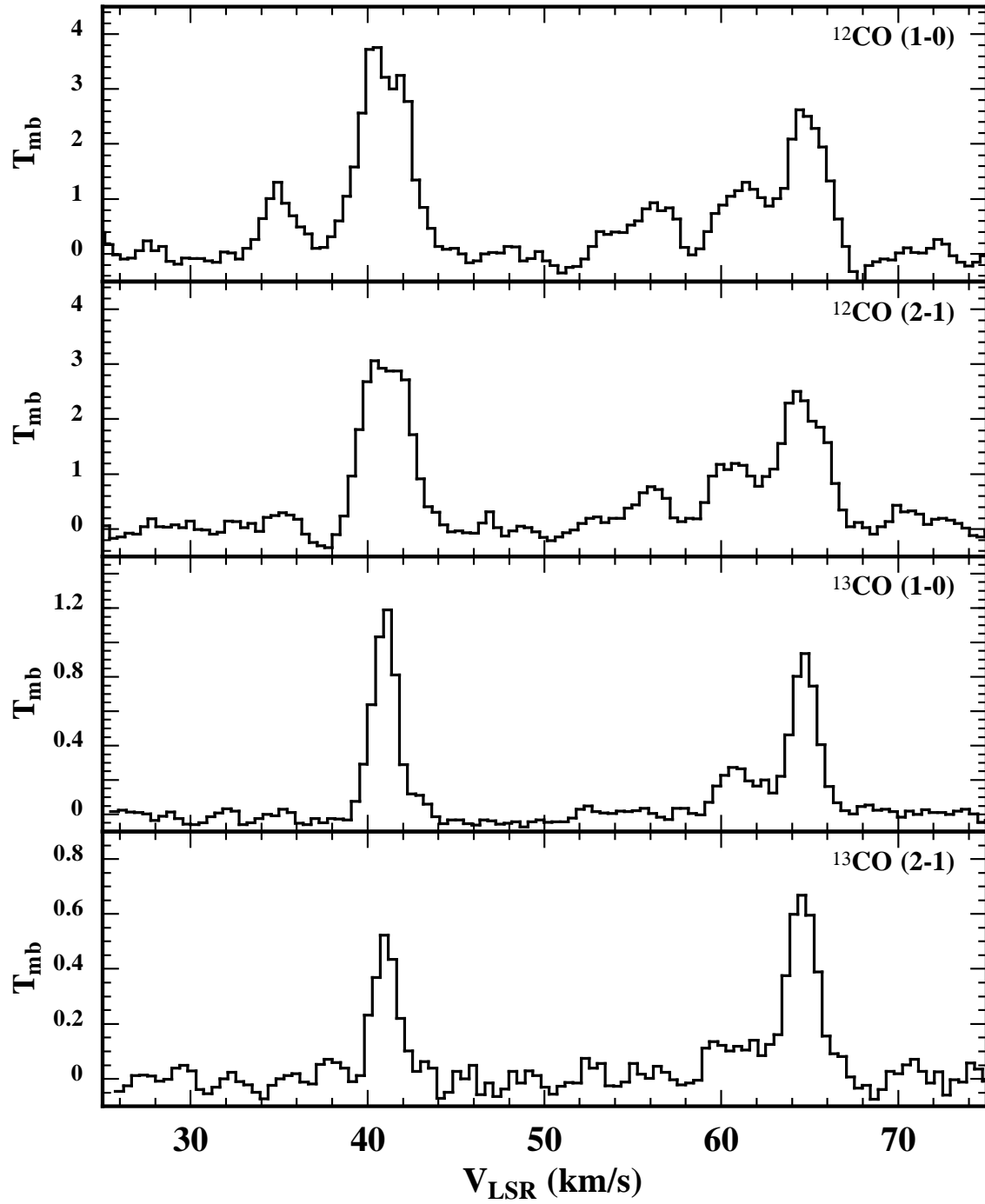


FIG. 5.2 – Spectres des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule ^{12}CO et de son isotope ^{13}CO dégradés au champ de vue du LWS. La résolution en vitesse est de 0.4 km/s.

les photons à $63 \mu\text{m}$, mais il faut aussi tenir compte des nuages d'hydrogène atomique HI, également présents sur la ligne de visée. Afin d'estimer un rapport $[\text{OI}]/[\text{CO}]$, il est important de quantifier l'absorption due aux atomes d'oxygène dans les nuages moléculaires froids tracés par CO, de l'absorption due aux atomes d'oxygène dans les nuages HI. Dans les paragraphes suivants nous allons calculer les densités de colonne de HI dans chaque nuage atomique puis CO dans chaque nuage moléculaire et déterminer la densité de colonne d'oxygène atomique qui leur est associée afin de déterminer la contribution des différents nuages à l'absorption de la raie de $[\text{OI}]$ à $63 \mu\text{m}$.

5.3.1 Hydrogène atomique HI

L'hydrogène atomique neutre (HI) est une composante importante du milieu interstellaire. Contrairement à la molécule H_2 , elle n'est pas seulement regroupée au sein des régions moléculaires galactiques mais occupe entre 20% et 90% de l'espace interstellaire galactique. Notre connaissance des propriétés du gaz HI vient de l'observation de la transition à 21 cm de longueur d'onde de l'hydrogène atomique. Celui-ci possède une probabilité de transition (coefficient A_{ij} d'Einstein) très faible de l'ordre de 10^{-15} s^{-1} . Cette probabilité d'occurrence est tellement négligeable qu'il nous serait impossible d'observer cette transition si les atomes d'hydrogène n'étaient pas si abondants. On peut décrire le peuplement des niveaux par une température d'excitation appelée température de spin T_s :

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} \times \exp\left[\frac{-h\nu_{ul}}{kT_s}\right] \quad (5.1)$$

Des observations de la raie de HI à 21 cm ont été effectuées en direction de W49N (Lockhart & Goss 1978) avec l'interféromètre d'Owens Valley. La résolution spectrale est de 0.84 km s^{-1} , dans un champ de vue d'environ $2'$, comparable à celui d'ISO/LWS. Le spectre, observé en absorption, est ici reproduit en Figure 5.3, et présente l'opacité de la raie à 21 cm en fonction de la V_{LSR} .

Si l'on suppose que T_s est constante sur la ligne de visée alors on trouve (Rohlfs & Wilson 1999) une relation entre la densité de colonne de HI et la profondeur optique:

$$N(\text{HI}) = 1.8224 \times 10^{18} \times T_s \int \tau(v) dv \quad (5.2)$$

où v est en km s^{-1} et T_s en Kelvins.

L'incertitude concerne la température de spin à utiliser dans l'équation précédente. T_s peut couvrir un intervalle de température entre 30 et 80 K (Kulkarni & Heiles 1988) et a été trouvée inférieure à 50 K dans un grand nombre de nuages galactiques froids (Gibson et al. 2000). Kuchar & Bania (1990) ont montré qu'il existe une corrélation entre les profondeurs optiques mesurées et la température de spin suivant la loi:

$$T_s = 60 \times (1 - e^{-\tau})^{-0.83} \text{ K} \quad \text{pour} \quad 0.1 \leq (1 - e^{-\tau}) \leq 1.0. \quad (5.3)$$

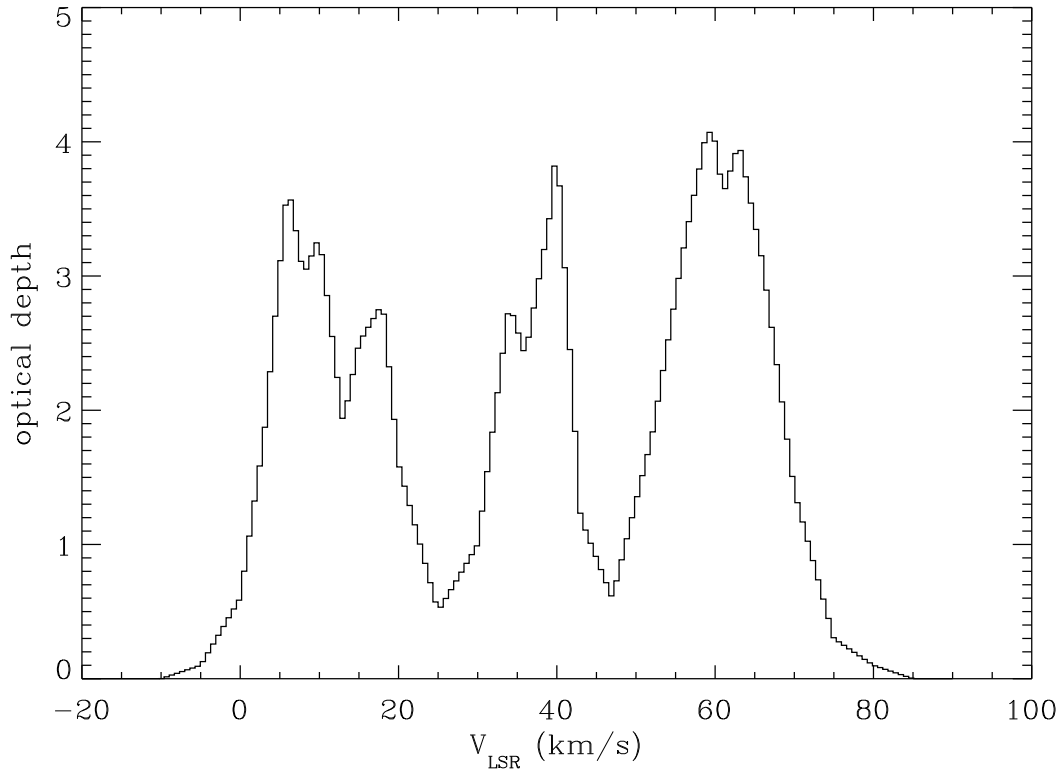


FIG. 5.3 – Spectre de l'opacité de HI en fonction de la vitesse (V_{LSR}).

Brogan & Troland (2001) ont estimé que, en direction de W49N dans l'intervalle -5 à $+17$ km s $^{-1}$, il est vraisemblable d'avoir $20 \leq T_s \leq 150$ K. Dans l'intervalle $25 - 80$ km s $^{-1}$, les composantes HI ne sont pas physiquement associées à la région HII, mais proviennent du bras spiral du Sagittaire qui est traversé par deux fois par la ligne de visée en direction de W49N. Il est extrêmement difficile de déterminer la température de spin pour ces nuages HI. La comparaison avec les traceurs moléculaires que sont CS, H $_2$ CO et les isotopes de la molécule CO, montrent que le gaz HI est directement associé au gaz moléculaire. Ces nuages atomiques tracent certainement les régions de photo-dissociation (PDR) dans une coquille autour des nuages moléculaires plus denses tracés par le CO. Néanmoins, en ETL la température de spin est à peu près égale à la température cinétique du nuage HI (Kulkarni & Heiles 1989). On peut alors raisonnablement utiliser comme limite supérieure $T_s \leq 50$ K, en tenant compte des valeurs trouvées dans d'autres nuages HI citées plus haut et des températures froides obtenues pour les nuages moléculaires. De plus, le spectre HI présenté en figure 5.3, confirme cette température de spin, en comparant la profondeur optique de chacune des composantes avec la formule 5.3. L'absence d'émission ou d'absorption de la raie de [CII] à $158 \mu\text{m}$ à ces vitesses, est cohérente avec la présence de nuages HI froids. En raison du grand nombre de composantes HI, cette température sera supposée constante dans les différents nuages.

TAB. 5.2 – Paramètres physiques des quatre composantes HI identifiées en direction de W49N et leur densités de colonne associées.

V_{LSR} (km s ⁻¹)	FWHM (km s ⁻¹)	τ_{HI}	N(HI) (10 ²¹ cm ⁻²)	N(O) (10 ¹⁸ cm ⁻²)	$\tau_0(O)$
35	10	2.5	2.4	1.4	0.6
40	5	2.3	1.1	0.6	0.6
59.8	17	3.0	4.9	2.7	0.8
63.5	12	1.3	1.5	0.8	0.3

Les densités de colonne calculées pour les quatre composantes à $V_{LSR} \geq 25$ km s⁻¹, qui se rapportent au bras spiral du Sagittaire, sont présentées en tableau 5.2. Il est intéressant de voir que les observation HI effectuée par Lockhart & Goss (1978) à une résolution de 2' sont en bon accord avec celles, plus récentes, effectuées au VLA à une résolution de 25'' (Brogan & Troland 2001).

5.3.2 Monoxyde de carbone CO

A partir des observations de ¹²CO et ¹³CO, nous avons calculé les densités de colonne dans chacun des sept nuages moléculaires listés en Table 5.1 en utilisant un modèle *Large Velocity Gradient* (LVG) standard décrit au chapitre III.3. Dans les trois nuages présentant une émission de l'isotope ¹³CO (abs2, abs5 et abs6), nous avons calculé simultanément la densité, la température et la densité de colonne, en utilisant les transitions 1 → 0 et 2 → 1 du ¹²CO et ¹³CO (Table 5.3). Dans les quatre autres nuages moléculaires nous avons supposé une température du gaz de 7 K, correspondant à la température moyenne dans les trois premiers nuages, et une densité de 5×10^3 cm⁻³, valeur standard dans ce type de nuage moléculaire. Néanmoins, il n'est pas nécessaire dans nos calculs de déterminer précisément cette densité, les raies étant thermalisées très rapidement. On peut alors évaluer une limite supérieure pour la densité de colonne dans ces quatre nuages en introduisant en entrée du code LVG une température T_{mb} égale à trois fois le RMS de nos observations de ¹³CO (Table 5.1). Nous avons utilisé dans nos calculs un rapport isotopique ¹²CO/¹³CO égal à 60 (Wannier 1980). Les densités de colonne de CO obtenues pour chacune des composantes sont reportées en Table 5.3. Ces valeurs ont été déterminées en ne tenant pas compte de l'éventuelle dilution de ces raies dans le continuum intense émis par W49N. Il est malheureusement très difficile de quantifier ce processus. Néanmoins, au vu des cartes du continuum de cette source à 1300 μ m et 3.3 mm (Sievers et al. 1991), le facteur multiplicatif à apporter aux densités de colonne de CO est inférieur à 1.7. Même si cette correction est réelle la conclusion de notre étude reste inchangée.

Pour comparaison, nous avons calculé ces densités de colonne en équilibre thermodyna-

mique local en utilisant la méthode décrite en Annexe I. Les valeurs obtenues sont de 2.6×10^{15} , 1.3×10^{17} , 1.7×10^{15} , 1.6×10^{15} , 3.3×10^{16} , 9×10^{16} et $5.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ pour les nuages de 34.7 km s^{-1} à 70.5 km s^{-1} . Ces valeurs sont cohérentes avec celles calculées à travers le modèle LVG à 10% près pour les trois nuages émettant en ^{13}CO et inférieures aux limites supérieures calculées pour les quatre autres nuages.

5.3.3 Oxygène atomique O

Le calcul de la densité de colonne d'oxygène atomique à partir la raie de [OI] à $63 \mu\text{m}$ est théoriquement direct lorsque l'on connaît la largeur de raie de la région qui absorbe et en supposant que dans cette région tous les atomes d'oxygène sont dans l'état fondamental. Cette hypothèse est correcte au vu des températures calculées par la molécule CO précédemment. La profondeur optique τ au centre de la raie est directement proportionnelle à la densité de colonne d'oxygène atomique $N(\text{O})$ (Spitzer 1978) :

$$\tau_0 = \frac{s\lambda N_l(\text{O})}{b\sqrt{\pi}} \quad (5.4)$$

où s est défini par :

$$s = \frac{h\nu B_{lu}}{c} \quad (5.5)$$

et b représente la vitesse d'élargissement par turbulence ($b = \text{FWHM}/(2\sqrt{\ln 2})$).

On a alors la relation suivante :

$$N(\text{O})_{min} = \frac{g_l}{g_u} \frac{8\pi}{\lambda^3 A_{ul}} \tau_0 \sqrt{\pi} \frac{\Delta v}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (5.6)$$

où g_u (respectivement g_l) est le poids statistique du niveau u (respectivement l), $A_{ul} = 8.46 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ est le coefficient d'Einstein de la transition à $63 \mu\text{m}$ de l'oxygène atomique (Baluja & Zeppen 1988).

L'application numérique donne alors :

$$N(\text{O}) = 2.1 \times 10^{17} \times \tau_0 \times \text{FWHM} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (5.7)$$

où FWHM représente la largeur de la raie d'oxygène en absorption.

La ligne de visée de W49N intercepte à la fois des nuages HI et des nuages CO. L'oxygène atomique étant présent à la fois dans les nuages atomiques diffus et dans les nuages moléculaires plus froids (cf. Figure 5.4) il convient de séparer l'absorption due à ces deux composantes et de la quantifier.

L'absorption de [OI] à $63 \mu\text{m}$ par les nuages HI

L'absorption de [OI] à $63 \mu\text{m}$ due aux nuages HI peut être déterminée en convertissant les densités de colonne de HI de la Table 5.1 en densité de colonne d'oxygène atomique. Cette conversion ne peut être faite que par la connaissance de l'abondance d'oxygène dans les différents nuages HI. Différentes études ont montré une variation de l'abondance d'oxygène

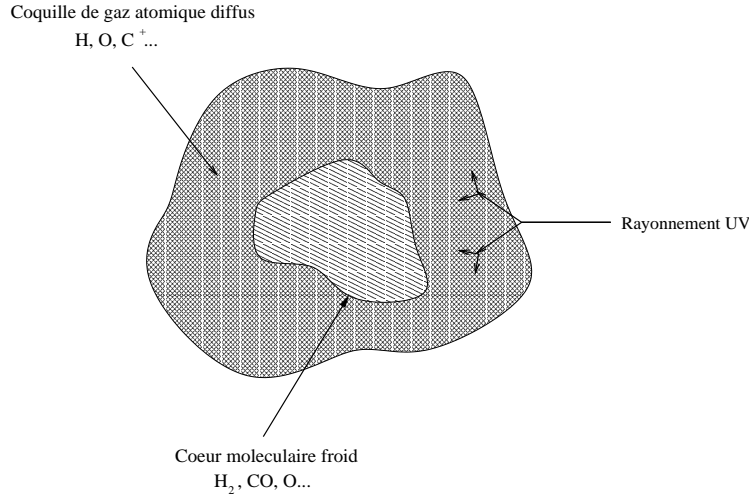


FIG. 5.4 – Schéma d’un nuage moléculaire typique. Les régions les plus internes et plus froides sont celles où se déclenchent à long terme les processus de formation d’étoiles.

en fonction de la distance galactocentrique. Ces études se basent sur l’observation de régions HII (Afflerbach et al. 1997, Shaver et al. 1983) et d’étoiles récemment formées (Smartt et al. 1997, Kaufer et al. 1994). Les étoiles de type B sont de très bons indicateurs de la composition actuelle du milieu interstellaire car sont récemment formées, peuvent être observées à grande distance et sont plus “faciles” à modéliser que des étoiles plus chaudes de type O.

A travers l’observation de nombreuses régions HII compactes une relation entre l’abondance d’oxygène par rapport à l’hydrogène atomique en fonction de la distance galactocentrique a été établie (Afflerbach et al. 1997):

$$\left[\frac{O}{H}\right] = (-2.85 \pm 0.06) - (0.064 \pm 0.009) \times D_G \quad (5.8)$$

Ce gradient doit être utilisé avec précaution à des distances galactocentriques inférieures à ~ 4 -5 kpc en raison du faible nombre de points de mesures dans cette partie de la Galaxie. Les nuages sur la ligne de visée de W49N appartiennent au bras spiral du Sagittaire à une distance galactocentrique estimée entre 5.6 kpc et 6.6 kpc (voir chapitre III.4). La Figure 5.5 regroupe toutes les observations apparues dans la littérature relatives à l’abondance de l’oxygène atomique dans un intervalle de 5.6 kpc à 6.6 kpc (les références pour chacun des points sont reportées sur cette même figure). L’abondance d’oxygène moyenne à la distance des nuages responsables de l’absorption, obtenue grâce à ces observations est alors de 5.6×10^{-4} . Cette valeur est cohérente avec la valeur de 5.8×10^{-4} calculée à une distance de 6 kpc en utilisant la formule 5.8 établie sur un intervalle plus grand.

Nous adoptons alors cette valeur de 5.6×10^{-4} et supposons que tout l’oxygène est sous forme atomique afin de convertir les densités de colonne $N(\text{HI})$ en densité de colonne $N(\text{O})$ dans les nuages HI. Ces dernières sont reportées dans la Table 5.2. On peut alors en déduire les profondeurs optiques de chacune des raies en absorption en utilisant la relation 5.7.

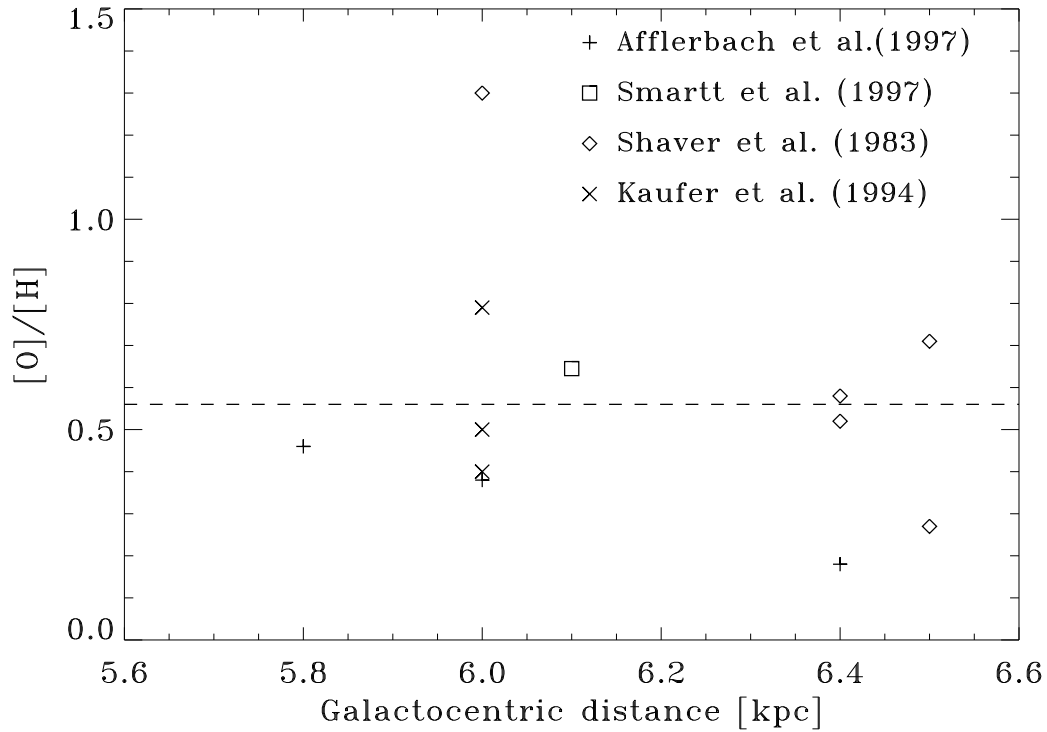


FIG. 5.5 – Valeurs observationnelles de l’abondance d’oxygène (en unité 10^{-3}) en fonction de la distance galactocentrique entre 5.6 et 6.6 kpc. Les points donnés par Shaver et al. (1983) ont été recalés afin de tenir compte de la distance galactique du Soleil de 8.1 kpc. La valeur moyenne de l’abondance d’oxygène est aussi représentée à 5.6×10^{-4} .

Le spectre intrinsèque émis par un atome comme l’atome d’oxygène a un profil Lorentzien, encore appelé *profil naturel* de la raie. Or la distribution des atomes dans un milieu soumis à une agitation thermique suit un profil Gaussien provoquant alors un élargissement par *effet Doppler*. La convolution de ces deux profils donne lieu à un profil dit de *Voigt*. La largeur naturelle d’une raie caractérise la durée de vie de l’état excité. Elle résulte du principe d’incertitude d’Eisenberg, à savoir que l’intervalle en énergie (ΔE) et en temps (Δt) doit satisfaire la relation:

$$\Delta E \times \Delta t \sim \hbar \quad (5.9)$$

où Δt représente le temps de relaxation de l’atome. Le coefficient d’Einstein de la transition de [OI] à $63 \mu\text{m}$ étant de $8.46 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Baluja & Zeippen 1988), la largeur naturelle de cette transition est de l’ordre de $10^{-16} \mu\text{m}$, c’est à dire négligeable par rapport à un profil gaussien provoqué par un simple élargissement Doppler. On peut donc modéliser nos différentes raies par des simples profils gaussiens. Les profils en absorption vont alors être déterminés selon le formalisme suivant:

$$I_\lambda = I_C \times \exp(-\tau_\lambda) \quad (5.10)$$

où I_λ est le signal mesuré, I_C est le continuum émis par la source et τ_λ l'opacité en fonction de la longueur d'onde. On a :

$$\tau_\lambda = \tau_0 \times \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (5.11)$$

où λ_0 est la longueur d'onde au centre de la raie, $\sigma = \text{FWHM}/2.354$ et τ_0 est l'opacité au centre de la raie. En utilisant les paramètres de la Table 5.2, on peut alors modéliser l'absorption due aux nuages HI obtenue après convolution avec le profil instrumental (cf. Figure 5.6). Cette figure montre que l'oxygène atomique associé aux nuages HI n'est responsable que d'une petite fraction de l'absorption et ne peut pas reproduire entièrement l'absorption à $63 \mu\text{m}$. Seule une abondance d'oxygène atomique de 1.3×10^{-3} dans ces nuages HI permettrait de provoquer une telle absorption. Bien que l'on ne puisse totalement exclure une telle possibilité, il est assez improbable d'atteindre cette valeur à plus de 3σ de la valeur moyenne calculée. Rappelons que nous avons déjà utilisé dans nos calculs une limite supérieure pour la densité de colonne de HI, ce qui semble renforcer nos conclusions.

L'absorption de [OI] à $63 \mu\text{m}$ par les nuages CO

On peut alors estimer l'absorption due aux atomes d'oxygène présents dans les nuages moléculaires simultanément avec celle due aux atomes d'oxygène présents dans les nuages atomiques. La première peut être paramétrée, connaissant les vitesses et les largeurs de raie de CO, par l'opacité de chacune des raies.

En raison du nombre de nuages sur la ligne de visée, il est préférable de faire varier globalement le rapport [O]/[CO] pour chacun des nuages moléculaires afin de reproduire au mieux le profil de nos observations. Le rapport obtenu suivant cette procédure est une valeur moyennée sur les sept nuages mais cela permet de minimiser le nombre de paramètres libres de l'ajustement. La composante en émission est un paramètre libre et est modélisée par une gaussienne de FWHM égale à celle de la raie à $145 \mu\text{m}$, soit 16 km s^{-1} . On convolue alors le profil final modélisé avec le profil instrumental construit (cf Chapitre II.2). On peut noter qu'une variation de plus ou moins 15% de la largeur de la gaussienne en émission ne permettrait pas de reproduire le profil observé. Le meilleur ajustement est obtenu pour un rapport [O]/[CO] ~ 90 et reproduit en Figure 5.6. Les densités de colonne d'oxygène atomique sont alors reportées en Table 5.3. Le rapport [O]/[CO] étant une valeur moyenne, on ne peut exclure la possibilité que certains des sept nuages aient un rapport plus faible, plus compatible avec la valeur canonique de ~ 1 dérivée des modèles chimiques standards. Cela impliquerait un rapport encore plus élevé pour les autres nuages.

Le rapport [O]/[CO] dans les nuages moléculaires est en fait fortement contraint par la fraction de l'absorption à $63 \mu\text{m}$ due aux nuages HI, c'est à dire de l'abondance d'oxygène

TAB. 5.3 – Paramètres physique et chimique caractérisant chacun des sept nuages moléculaires.

V_{LSR} (km s ⁻¹)	T (K)	n_{H_2} (10 ³ cm ⁻³)	N(¹² CO) (10 ¹⁵ cm ⁻²)	$\tau_0(O)$	N(O) (10 ¹⁷ cm ⁻²)	N(HI) (10 ²¹ cm ⁻²)	A_v
34.7	7	5	< 18	< 4.0	< 16.5	< 2.9	< 1.6
40.8	7	4.2	140	35.0	126.0	23.0	12.2
53.5	7	5	< 18	< 4.0	< 16.5	< 2.9	< 1.6
56.0	7	5	< 18	< 4.5	< 16.5	< 2.9	< 1.6
61.0	5	87	41	8.1	37.5	6.7	3.6
64.7	9	80	100	27.0	91.5	16.0	8.5
70.5	7	5	< 18	< 4.0	< 16.5	< 2.9	< 1.6

atomique dans ceux-ci.

Il convient alors de faire une étude statistique de la variation de l'abondance d'oxygène dans l'intervalle [5.6 kpc - 6.6 kpc] (cf. Figure 5.5). La valeur moyenne est, nous l'avons vu, $\bar{x} = 5.6 \times 10^{-4}$. Supposons que l'on est en présence d'une loi normale de distribution, de moyenne \bar{x} et d'écart type σ : $N(\bar{x}, \sigma)$. σ est défini par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} = 2.8 \times 10^{-4} \quad (5.12)$$

On effectue le changement de variable $t = \frac{x - \bar{x}}{\sigma}$ afin de se ramener à une loi normale réduite. La probabilité pour que la variable normale réduite t soit inférieure à une valeur x est définie par :

$$P(t < x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{s^2}{2}} ds \quad (5.13)$$

On en déduit que :

$$P(|t| < 1.5) \sim 0.90 \quad (5.14)$$

D'après le changement de variable effectué, cette valeur représente la probabilité pour l'abondance d'oxygène d'être comprise entre $-1.5\sigma + \bar{x}$ et $1.5\sigma + \bar{x}$. Ainsi, en figure 5.7, la droite verticale délimite la valeur supérieure de l'abondance d'oxygène en dessous de laquelle la probabilité d'occurrence est de l'ordre de 90%. Cette figure nous montre que la probabilité d'avoir un rapport [O]/[CO] inférieur à ~ 15 en moyenne dans les nuages moléculaires sur la ligne de visée de W49N est inférieure à 10%.

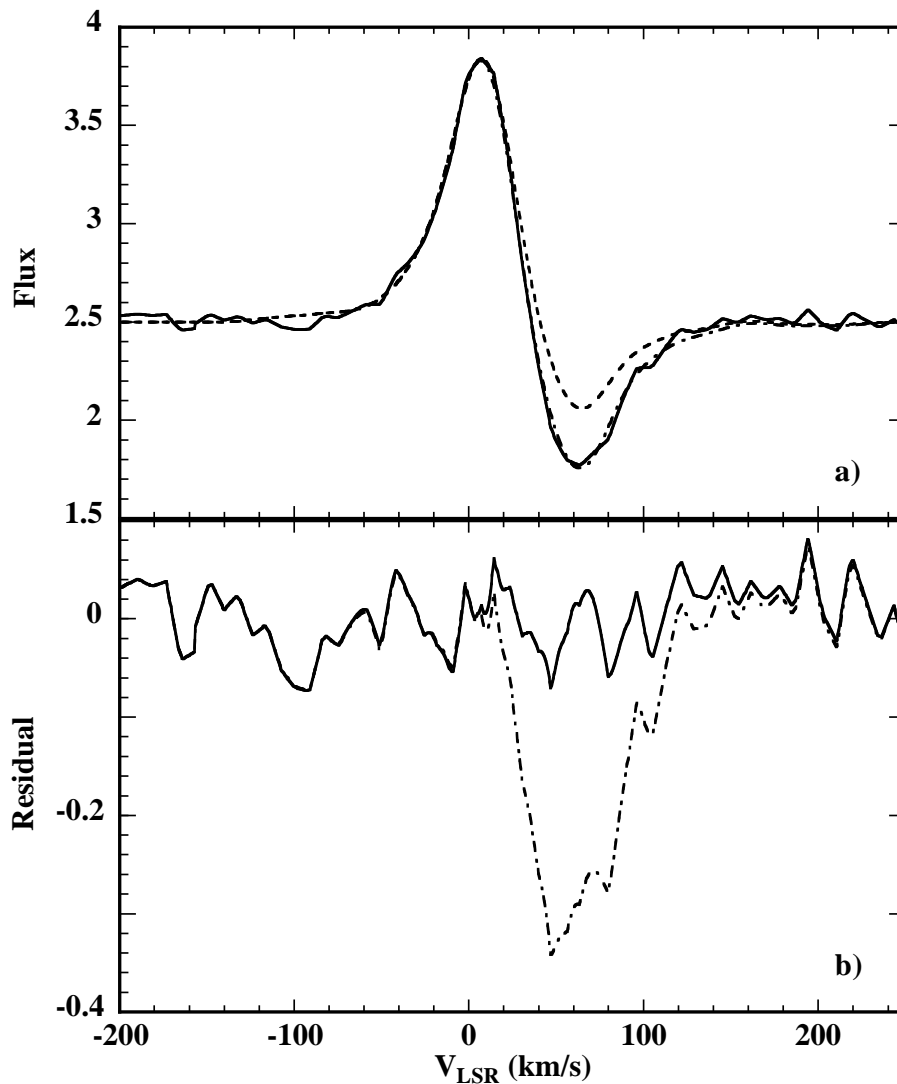


FIG. 5.6 – a) Comparaison entre le spectre observé (trait plein), le spectre établi en utilisant le CO et le HI (tirets-pointillés) et le spectre établi en utilisant uniquement le HI (trait tireté); b) résidus entre le spectre observé et le spectre construit: CO et HI (trait plein) et HI seulement (tirets-pointillés); les unités sont en $10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$.

5.4 Implications sur la chimie du milieu interstellaire

Nous venons de voir que l'absorption de [OI] à $63 \mu\text{m}$ ne peut être totalement attribuée aux nuages HI présents sur la ligne de visée de W49N. La densité de colonne totale d'oxygène dans les nuages moléculaires froids est de $2.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, ce qui représente environ 83% de la densité de colonne totale d'oxygène atomique sur la ligne de visée.

La densité de colonne moyenne d'oxygène est de l'ordre de $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ dans les nuages détectés en ^{13}CO et cinq fois moindre dans les autres. Dans ces nuages, le rapport [O]/[CO] est ~ 90 , si une abondance moyenne d'oxygène de 5.6×10^{-4} est utilisée dans les nuages

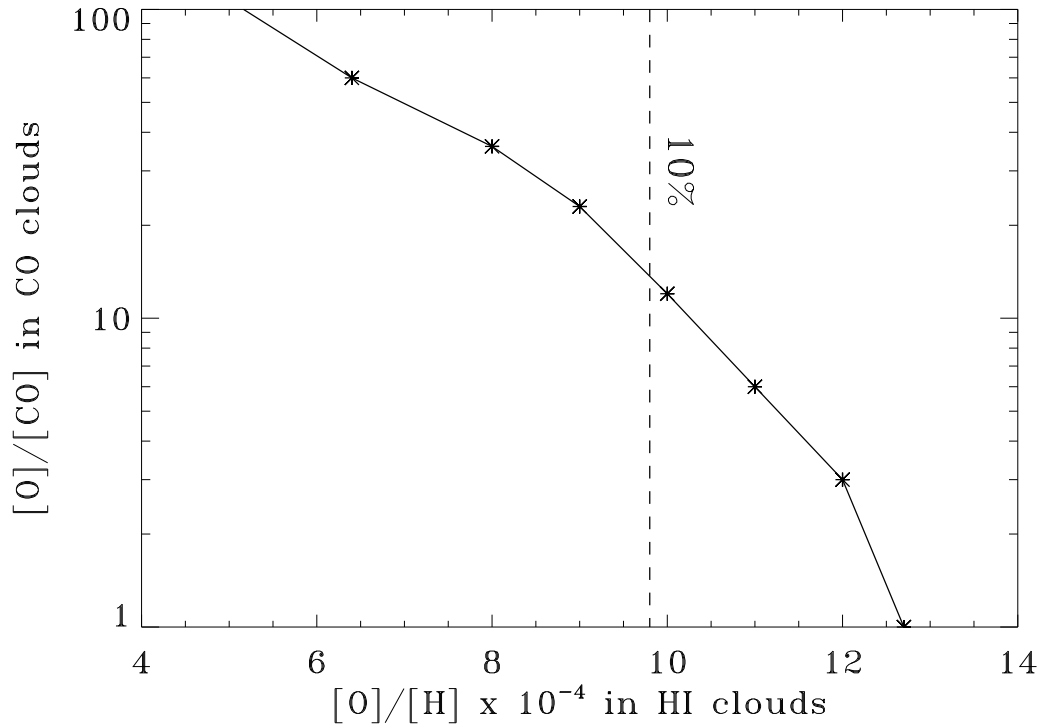


FIG. 5.7 – Valeurs du rapport $[O]/[CO]$ dans les nuages CO en fonction de l’abondance d’oxygène dans les nuages HI.

diffus associés. Néanmoins, par des considérations statistiques, ce rapport doit être supérieur à 15 (voir paragraphe précédent). Cette valeur est bien plus grande que celle (< 1) prédite par les modèles chimique standards (Langer et Graedel, 1989; Lee, Bettens & Herbst 1996). Cela implique que la majeure partie de l’oxygène gazeux ($\geq 94\%$) est sous forme atomique dans les nuages moléculaires en direction de W49N :

$$\frac{OI}{CO} > 15 \quad (5.15)$$

avec $O = OI + CO$, ce qui entraîne que :

$$\frac{OI}{O} > 0.94 \quad (5.16)$$

En utilisant la valeur moyenne de l’abondance d’oxygène à la distance galactocentrique de ~ 6 kpc, on trouve une densité de colonne d’hydrogène entre $2.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $2.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ dans chaque nuage moléculaire (voir table 5.3). En supposant une valeur standard du rapport entre l’extinction visuelle et la densité de colonne d’hydrogène atomique :

$$\frac{A_v}{N(H)} = 5.3 \times 10^{-22} \text{ cm}^{-2} \quad (5.17)$$

on obtient pour chacun de ces nuages présent sur la ligne de visée une extinction visuelle entre 1 et 12 magnitudes (voir table 5.3). Ces valeurs sont calculées uniquement pour la composante moléculaire car nous nous sommes déjà affranchis de la densité de colonne d'oxygène atomique présente dans la couche atomique du nuage, c'est-à-dire la région de photo-dissociation (PDR) associée à chaque nuage moléculaire, où le carbone est majoritairement sous forme de C^+ et de C (Tielens & Hollenbach 1985a). Ces nuages semblent donc être relativement peu étendus et froids.

Les nuages moléculaires en direction de W49N (ou du moins certains d'entre eux), semblent présenter un déficit de l'abondance de la molécule CO par rapport à celle de l'oxygène atomique. Si l'on suppose que tout le carbone est sous forme de CO , et une minorité sous forme de carbone atomique et de carbone ionisé, il en résulte que le carbone est déficient par rapport à l'oxygène. Si l'on utilise la valeur standard de l'abondance cosmique du carbone en phase gazeuse de 1.4×10^{-4} dans ces nuages, le CO subit une déplétion d'au moins un facteur 4 par rapport à cette valeur standard :

$$\frac{CO}{O} < \frac{1}{16} \quad (5.18)$$

$$\frac{CO}{H} = \frac{CO}{O} \times \frac{O}{H} < \frac{5.6 \times 10^{-4}}{16} = 3.5 \times 10^{-5} \quad (5.19)$$

Cette valeur représente l'abondance en phase gazeuse de la molécule CO dans les nuages moléculaires à comparer avec l'abondance cosmique du carbone en phase gazeuse de 1.4×10^{-4} , si l'on considère que tout le carbone dans ces nuages est sous forme de CO .

Étant donné les basses températures cinétiques présentes dans ces nuages moléculaires (voir Table 5.3), il est probable qu'une partie du carbone soit bloquée dans le manteau des grains sous forme de glaces de CO et/ou CO_2 . La température d'évaporation des glaces de CO étant de l'ordre de ~ 20 K et de ~ 45 K pour les glaces de CO_2 (Tielens et al. 1991), CO et CO_2 présents dans les nuages moléculaire restent donc majoritairement collés aux grains. Plusieurs observations de glaces de CO/CO_2 viennent renforcer cette hypothèse. Par exemple, Chiar et al. (1995) ont trouvé que plus de 40% du CO (gaz + poussière) se trouve sous forme de glace dans le nuage moléculaire du Taureau, tandis que l'abondance de glace de CO_2 est trouvée comparable à celle de glace de CO dans le nuage moléculaire en direction de Elias 16 (Whittet et al. 1998). Un grand nombre d'observations récentes mettent en évidence la présence d'une importante déplétion du CO dans les nuages moléculaires. Un facteur de déplétion de 10 a été observé pour le nuage L1544 (Caselli et al. 1999). Ce résultat est similaire à celui de Kramer et al. (1999) qui ont trouvé que le CO est sous-abondant d'un facteur 3 dans le cœur dense du nuage IC 5146, et à celui de Willacy, Langer & Velusamy (1998) qui ont trouvé un facteur de déplétion supérieur à 8 dans le nuage moléculaire L1498. Pour comparaison, notre précédente étude sur le nuage L1689N a montré une déplétion importante (Caux et al. 1999; voir chapitre III.3).

Les observations de la molécule CO sont couramment utilisées pour étudier la distribution de la molécule H_2 dans le MIS. Si une partie importante de CO est sous forme solide, stockée sur

les grains, alors la densité de colonne de H_2 sera sous-estimée. Il est par conséquent important de déterminer le facteur de déplétion dans les nuages interstellaires afin de mieux comprendre les processus physiques et chimiques dans ces milieux.

Frerking et al. (1982) ont déduit une relation entre la densité de colonne de l'hydrogène moléculaire et la densité de colonne de l'isotope $C^{18}O$ de leurs observations dans le coeur dense du nuage du Taureau ($N(C^{18}O) \geq 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$):

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{1.7 \times 10^{14}} + 1.3 \right] \times 10^{21} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (5.20)$$

Ils en déduisent, en utilisant la valeur canonique $^{16}O/^{18}O \sim 600$, une abondance CO/H de l'ordre de 1×10^{-4} , et donc un facteur de déplétion d'environ 3 par rapport à l'abondance en phase gazeuse du carbone par rapport à H_2 de 2.8×10^{-4} . Cette valeur est très inférieure à celle trouvée dans les nuages moléculaires en direction de W49N (> 15). Cette expression a été déterminée en utilisant le rapport standard gaz sur poussière, $N(H_2)/A_v = 0.94 \times 10^{21} \text{ molécules cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$, afin de convertir l'extinction visuelle en densité de colonne d'hydrogène moléculaire. Ce rapport n'ayant été vérifié par l'observation qu'à des extinctions visuelles inférieures à 2 magnitudes (Bohlin, Savage & Drake 1978), son extension à des A_v plus grands reste hypothétique, et peut donc faire modifier l'équation 5.20, et par conséquent la déplétion de CO pour $A_v \geq 10$.

Il reste par ailleurs la possibilité que la densité de colonne de carbone sous forme atomique ne soit pas négligeable dans la composante gazeuse de ces nuages moléculaires. Cette éventualité nécessite de nouvelles observations en direction de W49N, centrées sur les nuages moléculaires, de l'atome de carbone. La transition fondamentale à 492 GHz peut par exemple être observée avec les télescopes CSO et JCMT et fait partie d'un programme d'observation à ces deux télescopes. A ce jour, le spectre obtenu présente un signal très bruité de l'ordre de 0.5 K ne permettant pas de déterminer une limite supérieure.

Très récemment, des observations de la transition [CI] 492 GHz ont été effectuées en direction de W49N dans un champ de vue de $3.3' \times 4.5'$. Le spectre obtenu par le satellite SWAS (voir la page web: <http://space.gsfc.nasa.gov/astro/swas/>) est reporté en figure 5.9.

Les densités de colonne de carbone atomique dans les trois principaux nuages (40.8, 61.0 et 64.7 km s^{-1}) peuvent être déterminées en ETL par l'équation:

$$N(C) = 1.9 \times 10^{15} \int T_{MB} dv \times Q e^{E_1/kT} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (5.21)$$

où T est la température cinétique du nuage et Q représente la fonction de partition:

$$Q = 1 + 3e^{-E_1/kT} + 5e^{-E_2/kT} \quad (5.22)$$

et $E_1/k = 23.6 \text{ K}$, $E_2/k = 62.5 \text{ K}$ sont les énergies des niveaux de structure fine de l'atome de carbone (voir figure 5.8).

TAB. 5.4 – Densités de colonne estimées au vu des observations SWAS dans les 3 principaux nuages moléculaires ainsi que les facteurs de déplétion ($\delta(C)$) calculés en tenant compte de cette composante.

V_{LSR} (km s ⁻¹)	N(CO) (10 ¹⁶ cm ⁻²)	N(CI) (10 ¹⁶ cm ⁻²)	$\delta(C)$
40.8	14.0	3.1	> 3.3
61.0	4.1	2.1	> 2.6
64.7	10.0	4.2	> 2.8

Comme ces deux niveaux sont excités relativement facilement, les conditions ETL sont généralement atteintes.

Le champ de vue du satellite SWAS étant plus grand que celui d'ISO/LWS, on ne peut directement utiliser les températures cinétiques reportées en table 5.3. En estimant une température cinétique moyenne de 10 K dans ces trois nuages, on peut alors calculer les densités de colonne de carbone atomique. Les valeurs obtenues sont des estimations et nécessiteront une analyse plus approfondie. Les facteurs de déplétion du carbone sont calculés en supposant que les principaux porteurs du carbone sont CO et C (voir table 5.4) en calculant l'abondance observée de carbone par la relation:

$$\frac{C_{total}}{H} < \frac{5.6 \times 10^{-4}}{16} \left(1 + \frac{C}{CO} \right) \quad (5.23)$$

Les résultats concernant le carbone atomique sont des résultats préliminaires et nécessitent des observations dans un champ de vue plus petit. Dans le futur, l'observation de glaces de CO/CO₂ permettra de quantifier plus précisément la déplétion du carbone sur ces espèces. Les observations ISO/SWS de ces glaces à 4.67 μ m (CO) ainsi que 4.27 μ m et 15.2 μ m (CO₂) n'ont malheureusement pas pu être utilisées car présentent des spectres très fortement bruités avec un continuum proche de zéro.

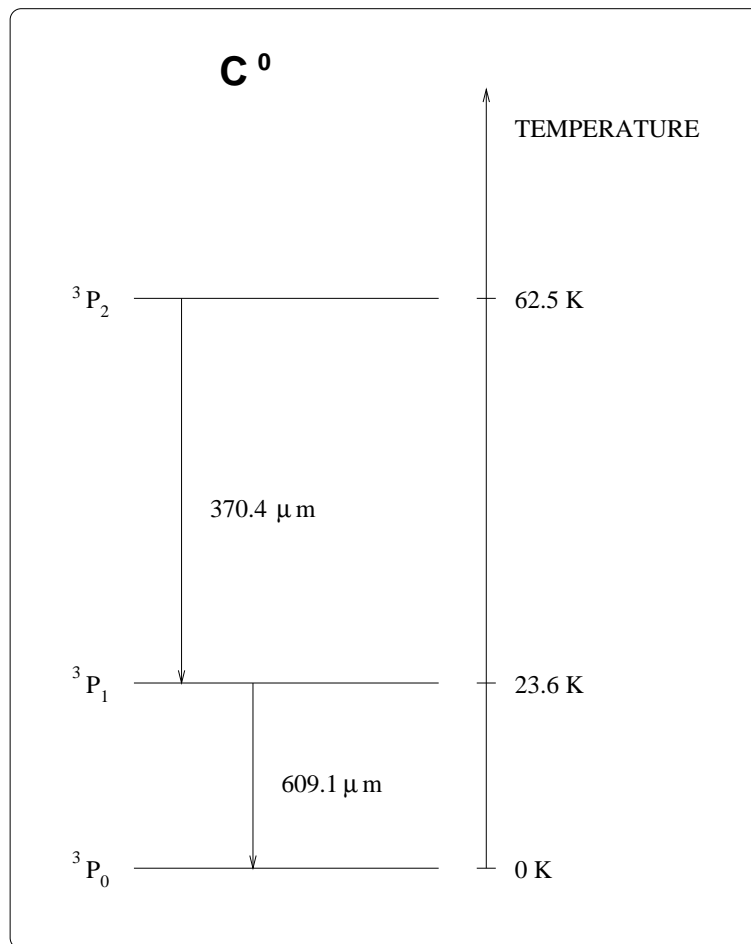


FIG. 5.8 – Premiers niveaux d'énergie et transitions de structure fine de l'atome de carbone.

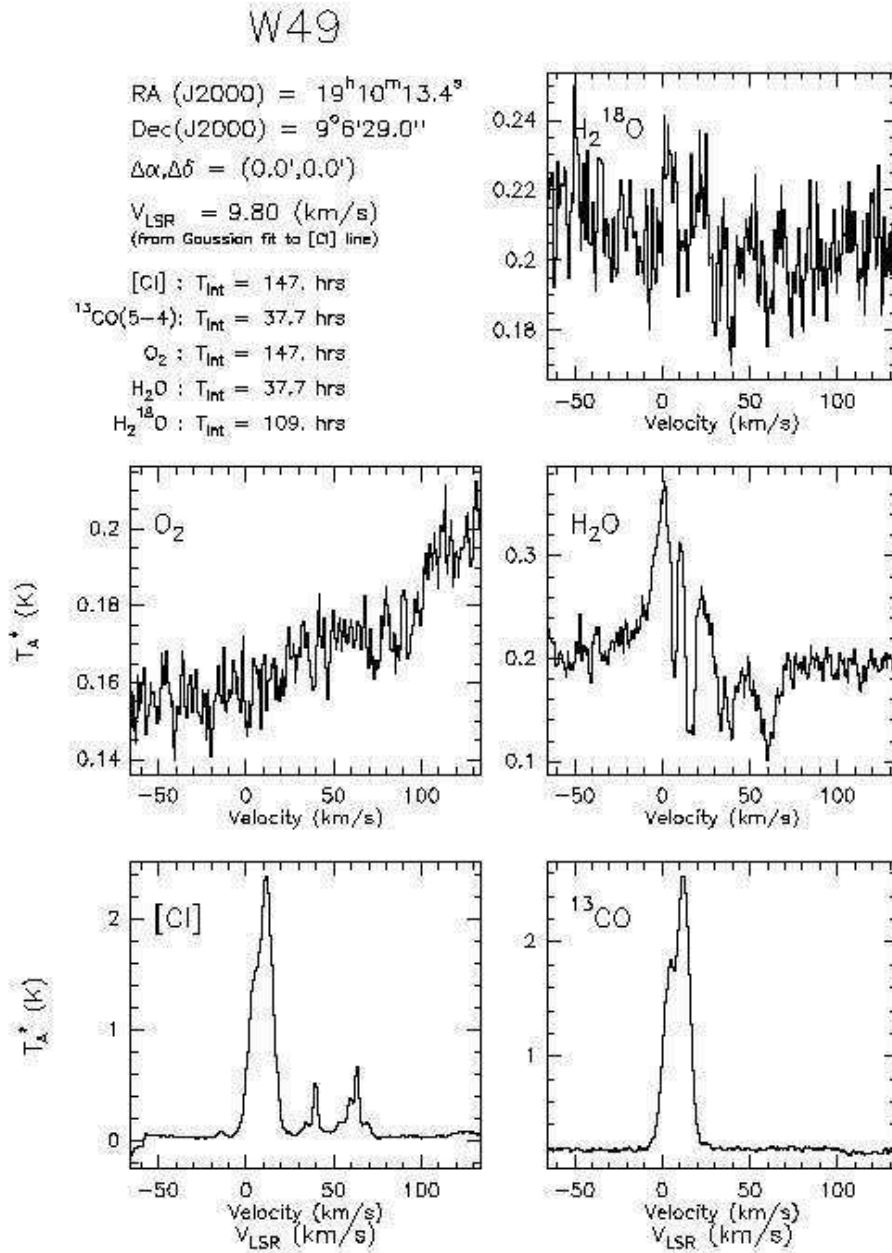


FIG. 5.9 – Données du satellite SWAS dans un champ de vue de $3.3' \times 4.5'$ en direction de W49N.

Chapitre 6

Etude des nuages moléculaires en direction de Sagittarius B2

Sommaire

6.1	Présentation du complexe Sgr B2	99
6.2	Observations	100
6.3	Modélisation des composantes en absorption de C ⁺ et O	104
6.4	Résultats et discussion	111

6.1 Présentation du complexe Sgr B2

Afin de compléter nos observations de nuages moléculaires en absorption en direction d'une source fortement émettrice d'un continuum FIR, nous nous intéressons maintenant au complexe Sagittarius B2 situé au centre de la Galaxie. Cette région de formation d'étoiles est l'une des sources FIR les plus brillantes de la Galaxie et une candidate intéressante pour étudier l'absorption en sa direction. Sgr B2, situé à environ 200 pc du centre galactique est le complexe de nuages moléculaires géants le plus massif de la Galaxie. Sa masse est supérieure à $5 \times 10^6 M_{\odot}$ (Lis & Goldsmith 1990). Des observations IR ont permis de calculer la luminosité dans cette région, supérieure à $10^7 L_{\odot}$ (Thronson & Harper 1986). Des mesures du continuum radio à très haute résolution ont été effectuées; elles ont mis en évidence la présence d'une dizaine de régions HII compactes (Benson & Johnston 1984; Gaume & Claussen 1990) distribuées dans trois régions différentes alignées selon un axe Nord/Sud. Ces régions sont appelées North (N), Middle (M) et South (S) selon la nomenclature de Goldsmith et al. (1990). Nous nous intéresserons ici à la région M qui est celle observée par ISO-LWS, et la nommerons Sgr B2(M).

Sgr B2 est une source fortement émettrice en infrarouge (Harvey, Campbell et Hoffman 1977; Goldsmith et al. 1990) en raison des nombreuses étoiles massives et jeunes, produisant des régions ionisées. Le nombre total de photons Lyman émis par les sources N et M est estimé supérieur à 10^{50} s^{-1} (Benson et Johnston 1984; Garay 1986). Des observations à haute

résolution du continuum de Sgr B2 ont montré une différence singulière entre la distribution du continuum d'émission à $53 \mu\text{m}$ (Harvey, Campbell et Hoffman 1977) et celle à $1300 \mu\text{m}$ (Goldsmith, Snell et Lis 1987). L'émission à $1300 \mu\text{m}$ est maximale à la position N, alors que l'émission à $53 \mu\text{m}$ atteint son maximum à la position M. Cette différence peut être expliquée si la source N est située derrière le nuage de poussière associé à la source M, son émission étant par conséquent atténuée par ce nuage de poussière plus froid. Goldsmith et al. (1992) ont mis en évidence à travers leurs observations KAO une composante étendue à $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$, d'environ $1'$ (2.5 pc) en ascension droite et $2'$ (5 pc) en déclinaison. L'extension de cette composante IR est comparable à celle du coeur dense du nuage moléculaire et est centrée sur la position M.

Des observations spectroscopiques ont montré un échantillon très varié de composantes en absorption dans la direction de Sgr B2. Ces composantes ont pour la plupart été attribuées à du gaz situé entre ce complexe et la Terre et couvrent un intervalle en vitesse très large. Nous nous intéresserons par la suite à ce gaz présent sur la ligne de visée et non aux régions HII elles-mêmes.

En 1997, Baluteau et al. ont présenté leurs observations ISO-LWS en mode faible résolution, de la raie de [OI] à $63 \mu\text{m}$ en direction de Sgr B2. Cette transition était détectée en absorption par rapport au continuum de la source à une profondeur de l'ordre de 3% à la résolution du LWS. Une cartographie de la région a montré que autour de la position centrale de Sgr B2, la raie de [OI] à $63 \mu\text{m}$ apparaît tantôt en émission, tantôt en absorption. Ces observations ont permis de déterminer la densité de colonne minimum d'oxygène atomique sur la ligne de visée de l'ordre de 10^{19} cm^{-2} . Bien que Sgr B2 contribue certainement à cette absorption, on ne peut en aucun cas déterminer son contenu en oxygène atomique en raison de la faible résolution de ces observations. La seule conclusion que l'on puisse tirer de ces informations est que l'oxygène atomique est la principale forme de l'oxygène dans le milieu interstellaire en direction de Sgr B2 en accord avec les observations en direction d'autres régions HII (voir le chapitre III.2).

6.2 Observations

6.2.1 Les raies de refroidissement: [OI] et [CII]

La plupart des régions HII compactes se regroupent en deux amas principaux, Sgr B2(N) et Sgr B2(M), qui correspondent aux coeurs pré-stellaires les plus froids ayant subi un processus de formation stellaire récent. Le champ de vue du LWS a été centré de manière à ne comprendre que la position Sgr B2(M) sur les coordonnées:

$$\begin{cases} \alpha_{2000} = 17^h 47^m 21^s.75 \\ \delta_{2000} = -28^\circ 23' 14.1'' \end{cases}$$

Les observations FIR acquises par Thronson et Harper (1986) ont montré que l'émission à $60 \mu\text{m}$ atteint son maximum à une position proche de coordonnées:

$$\begin{cases} \alpha_{2000} = 17^h 47^m 20^s \pm 1^s \\ \delta_{2000} = -28^\circ 23' 04.3'' \pm 10'' \end{cases}$$

La région de formation d'étoiles Sagittarius B2 a été observée par l'instrument LWS en son mode haute résolution (AOT L03) ainsi qu'en un mode basse résolution (AOT L01) afin de couvrir tout le domaine spectral entre 47 et 196 μm .

Nous avons comparé les observations L03 avec celles acquises en mode AOT L04 centrées sur la position du pic d'émission du continuum IR et vérifié que les valeurs du continuum IR étaient identiques. En utilisant les cartes du continuum à 50 μm et 60 μm établies par Thronson et Harper (1986) et Goldsmith et al. (1992), on peut considérer que la majeure partie de l'émission FIR est incluse dans le champ de vue de l'instrument LWS.

Au cours de chaque observation effectuée en mode L03, un seul détecteur est sélectionné comme étant un détecteur dit "prime". Néanmoins, chaque détecteur peut recevoir un rayonnement si l'association entre réseau et FP est correcte. Ces détecteurs sont dit "non prime" et pourront alors contenir des données complétant les observations "prime".

La transition à 63 μm de l'oxygène atomique fait partie d'observations "prime" effectuées au cours de la révolution 504, le 3 avril 1997. La transition a aussi été observée en mode "non prime" entre le 3 et le 5 avril 1997. On a vu au chapitre II.2 que les observations FPS à 63 μm (donc "prime") ont une résolution supérieure à celles FPL (donc "non prime"). Il apparaît néanmoins que les observations FPL à 63 μm ont un rapport signal sur bruit bien plus grand.

En raison de l'optimisation du détecteur "prime" à la longueur d'onde observée, la détermination du courant d'obscurité est bien plus fiable à 63 μm en FPS qu'en FPL. On utilisera alors les observations FPS afin d'obtenir un spectre "non prime" calibré, avec un rapport signal sur bruit bien plus intéressant que les observations "prime".

Pour comparaison, les figures 6.1 et 6.2 présente les différentes observations à 63 μm . Celles-ci ont une meilleure résolution mais ont un rapport signal sur bruit bien plus faible que les observations "non prime" L03. Les barres d'erreur au centre des raies d'absorption sont représentées dans les 3 modes d'observation dans les deux figures. La résolution spectrale du FPS (respectivement FPL) est, nous l'avons vu de 43.4 km s^{-1} (respectivement 51.7 km s^{-1}). Cela devrait introduire une différence sur la profondeur au centre de la raie d'environ 10%. Cette différence n'est pas visible sur les spectres mais est cohérente avec les barres d'erreurs calculées. Nous utiliserons par la suite les observations L03 FPL à 63 μm dont le spectre, représenté en figure 6.3, présente la barre d'erreur la plus réduite.

Les transitions [OI] 145 μm et [CII] 158 μm ont été observées au cours des révolutions 476 (6 mars 1997) et 507 (6 avril 1997) comme étant des observations "prime". Les largeurs de raie des profils instrumentaux sont, nous le rappelons (voir chapitre II.2), $\sim 36 \text{ km s}^{-1}$ à 145 μm et $\sim 34 \text{ km s}^{-1}$ à 158 μm .

La figure 6.3 présente les spectres [OI] à 63 μm et 145 μm et [CII] à 158 μm observés en mode

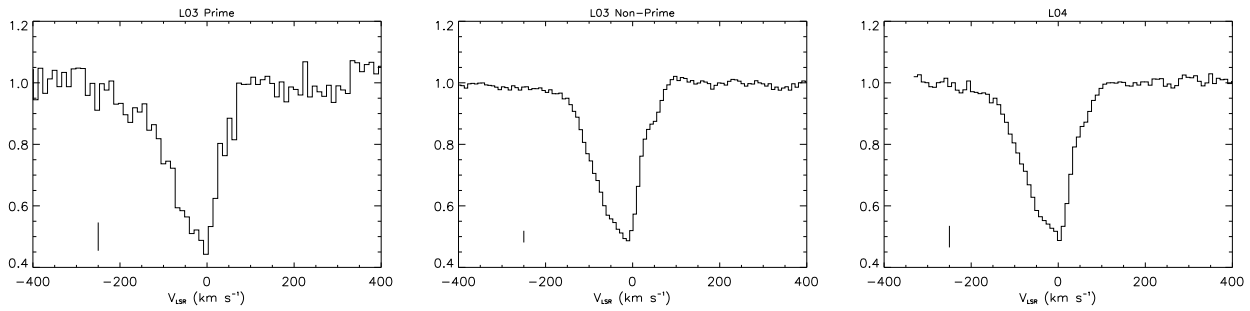


FIG. 6.1 – Comparaison des spectres $[OI]$ $63 \mu\text{m}$ observés en mode L03 FPS et FPL, ainsi qu'en mode L04 en direction de Sgr B2 (rapport raie sur continuum). La barre d'erreur au centre de la raie en absorption est représentée dans la partie inférieure gauche.

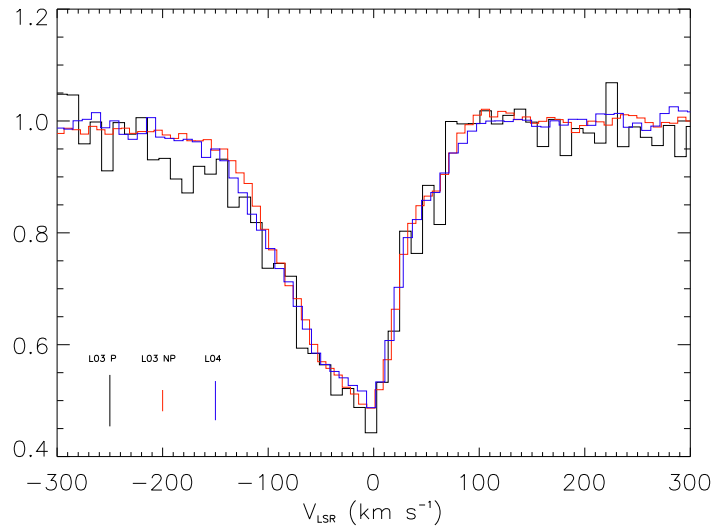


FIG. 6.2 – Superposition des spectres $[OI]$ $63 \mu\text{m}$ observés en mode L03 FPS et FPL, ainsi qu'en mode L04 en direction de Sgr B2 (rapport raie sur continuum). Les barres d'erreurs sont représentées dans la partie inférieure gauche.

haute résolution de l'instrument LWS en direction de Sgr B2. Alors que la raie à $145 \mu\text{m}$ semble présenter un profil symétrique, la raie à $158 \mu\text{m}$ présente une profonde absorption en son aile "bleue" alors que celle à $63 \mu\text{m}$ est totalement absorbée sur un intervalle très large en vitesse.

6.2.2 Les raies moléculaires: ^{13}CO et C^{18}O

Les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ des molécules ^{13}CO et C^{18}O ont été observées en juin 1997 au télescope 30 mètres de l'IRAM (Pico Veleta, Espagne). Le complexe Sgr B2(M) a été cartographié sur le champ de vue de l'instrument LWS de $80''$ à $21''$ de champ à 2.6 mm et $11''$ à 1.3 mm.

Les spectres (figure 6.11 à 6.14) présentent un profil en émission très intense à la vitesse

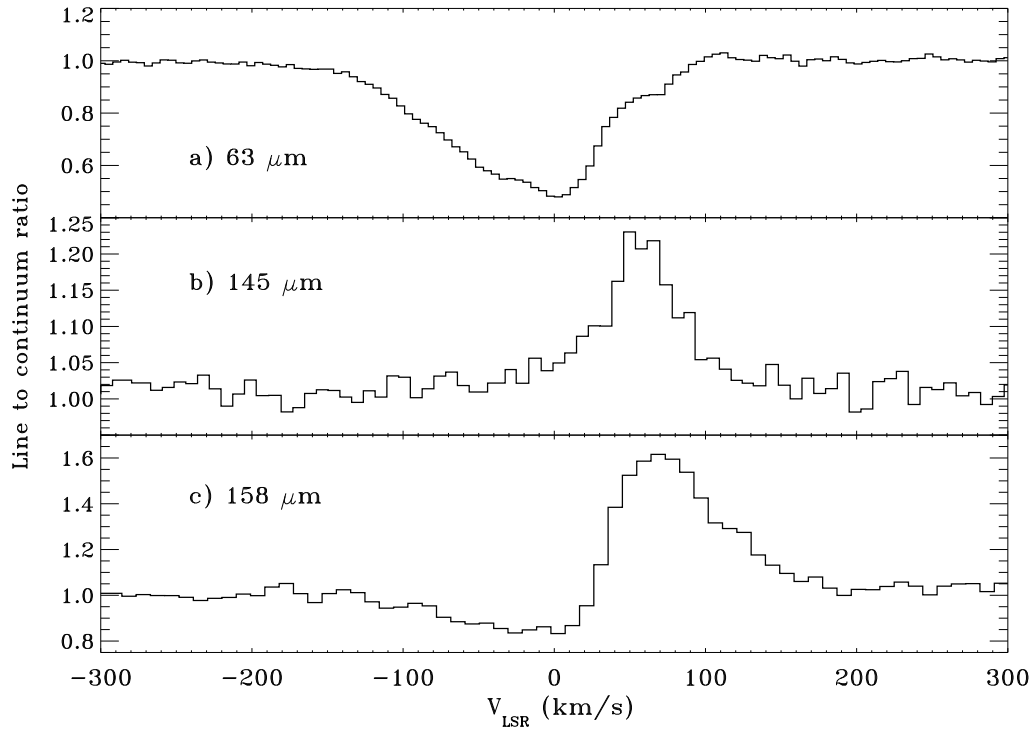


FIG. 6.3 – Spectres à haute résolution des raies $[OI]$ $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$ et $[CII]$ $158 \mu\text{m}$ en direction de *Sgr B2*.

de la région HII compacte ($V_{LSR} \sim 60 \text{ km s}^{-1}$). Plusieurs composantes apparaissent en absorption entre -120 km s^{-1} et 35 km s^{-1} dans un champ de vue de $30''$ centré sur la position centrale, et en émission autour de cette position centrale. Les nuages moléculaires semblent homogènes et uniformes dans le champ de vue car les composantes centrales en absorption apparaissent en émission à la même vitesse en périphérie. On distingue alors ces deux régions et on effectue une moyenne des spectres périphériques. Les spectres centraux, où apparaissent les composantes en absorption, sont alors remplacés par cette moyenne externe avant de convoluer cette carte avec une gaussienne pondérée afin de dégrader la résolution spatiale à $80''$. Une moyenne globale des spectres sur $80''$ est impossible car les composantes en émission dans les spectres périphériques annuleraient les composantes en absorption présents au centre de la carte à la même vitesse. Les spectres construits par cette méthode sont présentés en figure 6.4. La composante en émission présente à $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$ dans le spectre de la transition $C^{18}O$ ($1 \rightarrow 0$) est en fait la transition $17_{5,13} \rightarrow 18_{4,14}$ de la molécule SO_2 .

Dix composantes en vitesses sont détectées, ajustées par des profils gaussiens et paramétrées par leur FWHM, intensité et V_{LSR} (voir tableau 6.1).

Les limites supérieures ont été calculées suivant la relation:

$$3 \sigma = RMS / \sqrt{(\Delta v / \text{binsize})} \quad (6.1)$$

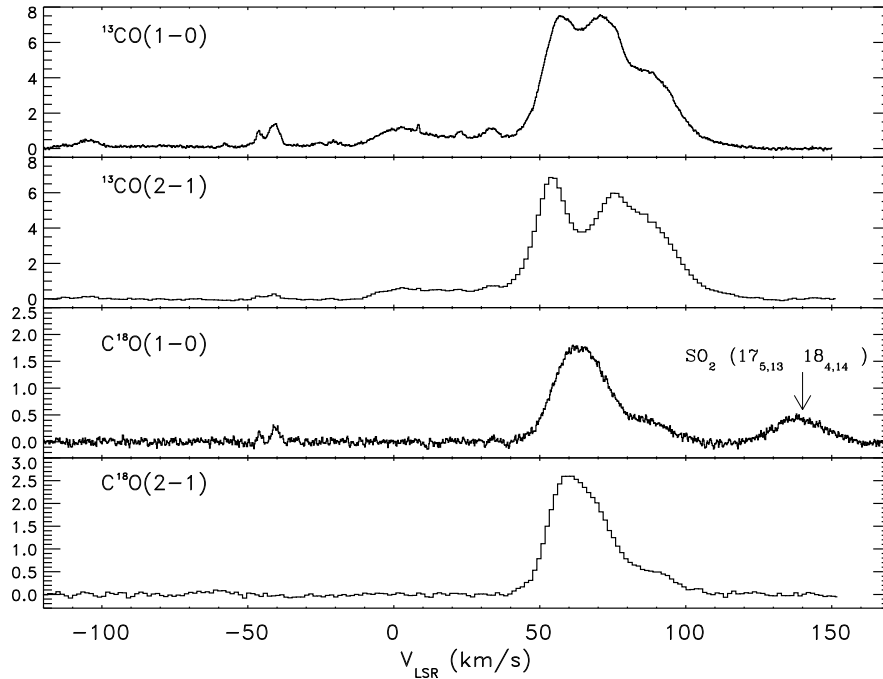


FIG. 6.4 – Transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ des molécules ^{13}CO et C^{18}O dégradées dans le champ de vue d'ISO-LWS.

où Δv représente la largeur de raie de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ des molécules ^{13}CO et C^{18}O , RMS (K) et binsize (km s^{-1}) sont les paramètres observationnels des spectres.

Une composante à -76 km s^{-1} apparaît uniquement en absorption dans le champ central de $30''$, signifiant que le nuage n'est pas étendu dans le champ de $80''$ et/ou trop froid pour être détecté. Cette composante n'apparaît pas dans le tableau 6.1 car ne présente pas de composante en émission. Elle est moyennée sur les positions centrales des spectres ^{13}CO ($1-0$) où elle apparaît et ajustée par une gaussienne de 1.38 km s^{-1} de largeur et un rapport raie sur continuum de 0.6.

6.3 Modélisation des composantes en absorption de C^+ et O

6.3.1 Les nuages sur la ligne de visée de SgrB2

La figure 6.5 présente un croquis d'une partie de notre Galaxie avec les positions des bras spiraux associées à une vitesse radiale V_{LSR} , proposé par Greaves & Williams (1994).

En raison du grand nombre de composantes en vitesse en direction de Sgr B2, il est difficile d'estimer précisément leur position et nous adopterons dans ce qui suit ce schéma, excepté pour la composante à la vitesse $\sim 0 \text{ km s}^{-1}$. En effet, à cette longitude ($l \sim 0^\circ$), en présence

TAB. 6.1 – Paramètres observationnels des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ des molécules ^{13}CO et C^{18}O . Les limites supérieures à 3σ sont calculées en supposant la même largeur de raie que celle du C^{18}O (si détection) ou ^{13}CO . La FWHM correspond à l’ajustement de la transition $1 \rightarrow 0$ du ^{13}CO .

$v_{LSR}(^{13}\text{CO})$ (km s^{-1})	^{13}CO ($1 \rightarrow 0$) T_{mb} (K)	^{13}CO ($2 \rightarrow 1$) T_{mb} (K)	C^{18}O ($1 \rightarrow 0$) T_{mb} (K)	C^{18}O ($2 \rightarrow 1$) T_{mb} (K)	FWHM (km s^{-1})
-113.62	0.11	0.04	< 0.03	< 0.09	4.3
-104.78	0.38	0.13	< 0.02	< 0.07	7.5
-57.82	0.18	< 0.19	< 0.05	< 0.15	1.6
-46.19	0.78	0.12	0.17	< 0.19	3.0
-41.01	1.27	0.28	0.25	< 0.04	4.2
-25.79	0.14	< 0.16	< 0.04	< 0.12	2.4
-20.58	0.19	0.10	< 0.04	< 0.12	2.7
1.71	0.73	0.25	< 0.02	< 0.05	15.0
22.71	0.30	0.10	< 0.04	< 0.04	2.1
33.34	0.51	0.23	< 0.03	< 0.09	4.5

d’un mouvement radial simple, tous les mouvements circulaires doivent être perpendiculaires à la ligne de visée (voir équation 4.1). Ainsi, le profil observé doit être centré à la vitesse $\sim 0 \text{ km s}^{-1}$. En dépit du mouvement non circulaire de notre Galaxie autour du centre galactique, la composante tangentielle des nuages en rotation appartenant à la ligne de visée peut être responsable de la composante élargie autour de 0 km s^{-1} visible grâce aux raies moléculaires et atomiques. Cette composante est un mélange de ces nuages et du matériel présent à une distance proche du Soleil.

Les nuages présents sur la ligne de visée en direction du centre galactique subissent un champ de rayonnement interstellaire moyen ($G_0 = 1 - 10$ en unité de $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Trois phases majeures peuvent alors être distinguées dans l’étude de ces nuages (Tielens & Hollenbach 1985a): l’émission de C^+ , O et HI intervient dans les couches chaudes ionisées dans lesquelles le milieu est partiellement dissocié par le rayonnement UV qui l’affecte. L’émission de C^+ et O est aussi présente dans la couche plus profonde dans laquelle la molécule H_2 est capable de résister à la photo-dissociation. Le coeur moléculaire du nuage contient la molécule CO et ses isotopes ainsi que H_2 et O.

L’absorption à $63 \mu\text{m}$ du continuum émis par la région HII doit alors être décomposée en deux parties pour chacun des nuages: l’absorption due à l’oxygène atomique présent dans les couches où C^+ et O sont co-existants et l’absorption due à l’oxygène atomique présent dans les nuages moléculaires où CO et O sont co-existants.

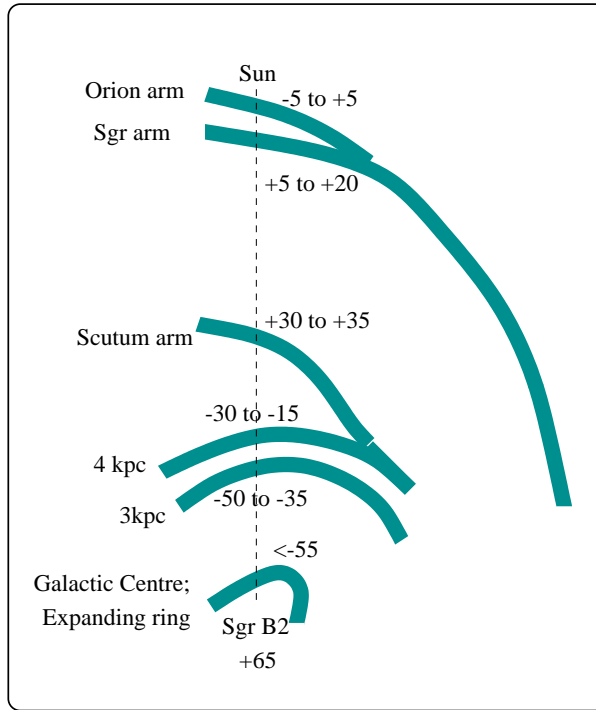


FIG. 6.5 – Schéma représentant une partie de la Galaxie entre le Soleil et le centre galactique et les positions proposées (Greaves & Williams 1994) des bras spiraux associés à une vitesse V_{LSR} . Les distances ne sont pas respectées sur cette carte.

6.3.2 Les couches externes

Les observations de HI 21 cm

Afin de paramétrer la composante diffuse des nuages sur la ligne de visée, nous avons utilisé les observations de la transition à 21 cm de l'atome d'hydrogène, en absorption en direction de Sgr B2. Ces observations ont été effectuées par Garwood & Dickey (1989) en utilisant le VLA avec une résolution spectrale de 2.58 km s^{-1} . De manière à prendre en compte toutes les composantes en vitesse, nous avons ajusté le spectre observé par des gaussiennes dont les paramètres variables sont: la vitesse centrale, la largeur de raie et son opacité. Les paramètres (V_{LSR} , $\Delta v(\text{HI})$ et $\tau(\text{HI})$) des gaussiennes ajustées aux principales raies de HI en absorption sont reportées en table 6.2 pour des vitesses entre -110 et $+6 \text{ km s}^{-1}$. Les vitesses les plus grandes correspondent aux nuages diffus proche du complexe Sgr B2 et ne sont pas reportées dans cette table. En effet, nous nous intéressons dans cette étude uniquement aux nuages pouvant être démêlés de la composante en émission de la région HII.

La raie de [CII] à $158 \mu\text{m}$

La raie de C^+ à $158 \mu\text{m}$ présente un profil en absorption aux vitesses inférieures à 30 km s^{-1} et un profil en émission à des vitesses plus grandes (voir figure 6.3). Avant toute ten-

tative de modélisation des composantes en absorption, une estimation de la composante [CII] 158 μm en émission est nécessaire. Considérons les couches externes des nuages moléculaires où le carbone est majoritairement sous forme de carbone ionisé. On suppose que les conditions physiques régnant dans cette couche sont les mêmes que dans le volume où la transition [OI] 145 μm est émise (Tielens & Hollenbach 1985a). La raie à 145 μm peut être ajustée par un profil gaussien de $\text{FWHM} = 40 \text{ km s}^{-1}$ centré à environ 60 km s^{-1} et convolué avec le profil instrumental à cette même longueur d’onde. L’ajustement comparé aux observations est représenté en figure 6.6. Ainsi, la composante en émission est tout d’abord modélisée par une gaussienne en émission dont les paramètres (V_{LSR} et FWHM) sont déduits de l’ajustement de la raie à 145 μm .

Les raies en absorption sont modélisées par des gaussiennes dont les paramètres (V_{LSR} et FWHM) sont déduits des observations HI. Les opacités des raies de C⁺ combinées à l’émission à 60 km s^{-1} sont alors ajustées afin de reproduire le spectre observé. Cela implique que les conditions physiques dans la couche où l’hydrogène est sous forme atomique sont aussi valides dans la seconde couche, où C⁺ et O sont co-existants.

L’ajustement de la transition à 158 μm est représenté en figure 6.7 après convolution avec le profil instrumental du LWS/FP à cette même longueur d’onde. L’opacité peut être reliée à la largeur de raie et à la densité de colonne de C⁺ à densité et température données (Crawford et al. 1985). Ainsi pour des densités inférieures à $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, quelle que soit la température, on peut estimer la densité de colonne de C⁺ par :

$$N(\text{C}^+) \sim 1.3 \times 10^{17} \times \tau_{\text{C}^+} \times \Delta v(\text{C}^+) \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (6.2)$$

où la largeur de raie $\Delta v(\text{C}^+)$ est en km s^{-1} . Les opacités de C⁺ ainsi que les densités de colonne de C⁺ calculées pour chacun des nuages sont reportées en table 6.2. Remarquons que le profil en émission n’est pas totalement reproduit dans son aile “rouge” en raison du manque d’informations pour les observations HI à des vitesses supérieures à 100 km s^{-1} (Garwood & Dickey 1989). Cela n’a néanmoins aucune implication sur les résultats à venir, car nous ne sommes concernés ici que par les nuages à des vitesses inférieures à 10 km s^{-1} .

La raie de [OI] à 63 μm

Dans les couches diffuses et intermédiaires des nuages en direction de Sgr B2, les principaux porteurs de l’oxygène et du carbone sont l’oxygène atomique et le carbone ionisé. La variation des abondances de ces espèces est très peu connue à une distance galactocentrique inférieure à 5 kpc en raison du faible nombre de points de mesures. L’équation 5.8 ne peut donc pas être utilisée dans cette étude. Nous avons alors adopté le rapport standard cosmique O/C de 2.3 afin de calculer la densité de colonne d’oxygène atomique dans ces couches externes. Ce rapport a été calculé en utilisant les abondances cosmiques en phase gazeuse par rapport à l’hydrogène atomique de 1.4×10^{-4} pour le carbone (Cardelli et al. 1996) et 3.2×10^{-4} pour l’oxygène (Meyer, Jura et Cardelli 1998). On peut alors utiliser l’équation 5.7 du chapitre précédant reliant la densité de colonne d’oxygène atomique à l’opacité et la

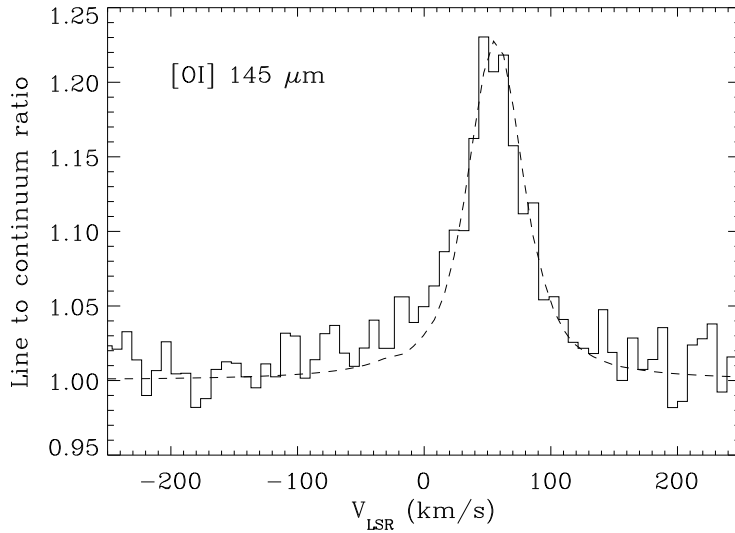


FIG. 6.6 – Ajustement de la transition [OI] 145 μm avec une gaussienne de FWHM = 40 km s^{-1} convoluée avec le profil instrumental du LWS/FP.

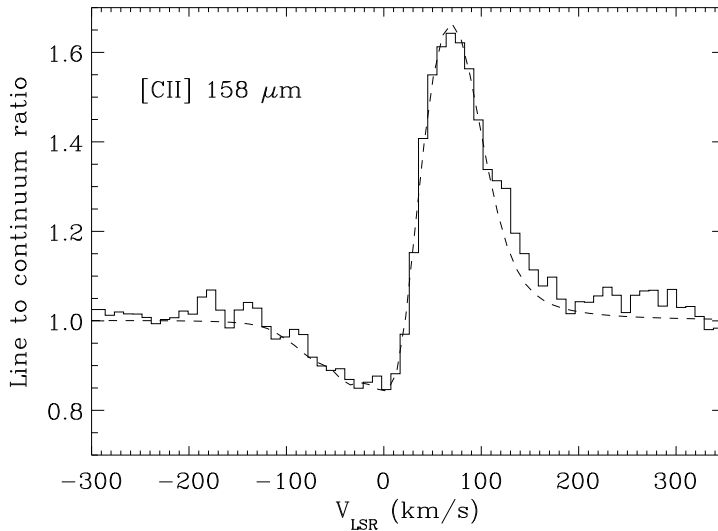


FIG. 6.7 – Absorption prédite à 158 μm de la raie de C^+ (ligne en pointillés) par rapport au profil observé.

largeur des raies d'absorption. L'absorption par l'oxygène atomique, paramétrée par $\tau(\text{OI})$ est alors déterminée en utilisant les FWHMs et V_{LSR} des raies de HI (voir table 6.2), ainsi que les densités de colonne d'oxygène atomique calculées de par le rapport O/C. L'absorption ne peut pas être définie précisément entre 15 et 70 km s^{-1} car elle peut être compensée par l'émission à 60 km s^{-1} issue de la région HII. Cela n'a aucune implication sur nos résultats car nous centrons notre intérêt sur les nuages de V_{LSR} inférieure à 10 km s^{-1} . Le spectre est alors convolué avec le profil instrumental de l'instrument à 63 μm . La densité de colonne d'oxygène atomique dans les couches externes des nuages à $V_{\text{LSR}} < 6 \text{ km s}^{-1}$ est estimée à

TAB. 6.2 – Paramètres observationnels et calculés pour les nuages diffus observés en direction de Sgr B2 entre -110 et +10 km s⁻¹.

V_{LSR} (km s ⁻¹)	$\Delta v(\text{HI})$ (km s ⁻¹)	$\tau(\text{HI})$	$\tau(\text{C}^+)$	$N(\text{C}^+)$ (10 ¹⁷ cm ⁻²)	$N(\text{OI})$ (10 ¹⁷ cm ⁻²)	$N(\text{HI})$ (10 ²⁰ cm ⁻²)	C^+/HI (10 ⁻⁴)	A_v
-108	7.0	0.14	0.10	1.3	3.0	2.7	4.8	0.1
-92	14.0	0.13	0.08	1.5	3.5	5.0	3.0	0.3
-77	14.0	0.19	0.10	1.8	4.1	7.3	2.5	0.4
-60.5	7.0	0.3	0.10	0.9	2.1	5.7	1.6	0.3
-51.9	8.0	0.55	0.10	1.0	2.3	12.0	0.8	0.6
-44	8.0	1.1	0.60	6.2	14.3	24.1	2.6	1.3
-21.5	15.0	0.5	0.30	5.9	13.6	20.5	2.9	1.1
-3.5	11.5	1.4	0.50	7.5	17.3	44.0	1.7	2.3
5.5	12.0	1.2	0.70	10.9	25.1	39.4	2.8	2.1

$8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (voir table 6.2).

La figure 6.8 présente le spectre modélisé en comparaison avec le spectre observé. Cette figure montre clairement qu'une partie non négligeable de l'absorption à 63 μm provient de la couche diffuse des nuages à des vitesses inférieures à 30 km s⁻¹. La contribution du coeur moléculaire à l'absorption par l'oxygène atomique peut alors être quantifiée. Elle sera plus élevée que celle due à cette composante diffuse en raison de la dépendance exponentielle de l'absorption (voir les équations 5.10 et 5.11).

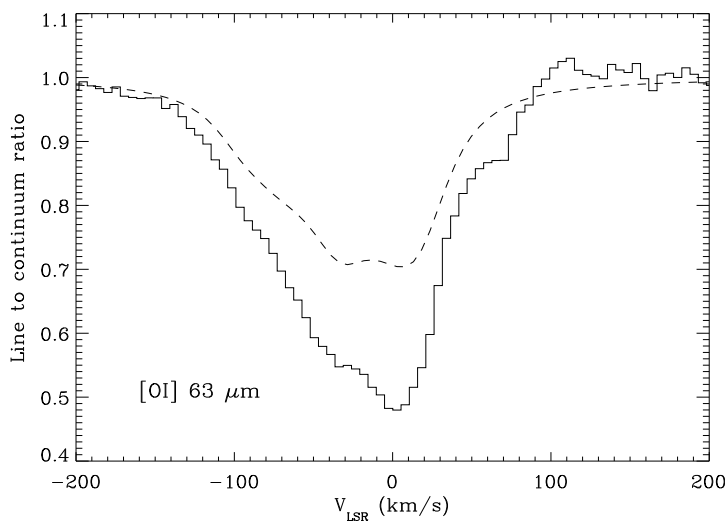


FIG. 6.8 – Absorption prédite à 63 μm dans la couche où C⁺, O et HI sont co-existants (ligne en pointillés) par rapport au profil observé.

6.3.3 Les composantes moléculaires froides

Un grand nombre de molécules ont été observées et associées aux nuages présents en direction de Sgr B2. Ces molécules sont H_2CO (Mehringer, Palmer et Goss 1995), HCO^+ , HCN ((Linke, Stark et Frerking 1981), C_3H_2 (Matthews & Irvine 1985), NH_3 (Hüttmeister et al. 1993), CS , ^{13}CS , C^{34}S , HN^{13}C , H^{13}CN , H^{13}CO^+ , CH_3OH , HNC , SO et SiO (Greaves & Nyman 1996; Greaves et al. 1992), CH (Stacey, Lugten & Genzel 1987), H_2^{16}O et H_2^{18}O (Neufeld et al. 2000), CO et C^{18}O (Dahmen et al 1998), ^{13}CO (Sato et al. 2000). Un modèle LVG a été utilisé en utilisant les observations des transitions de $\text{HCN } J = 3 \rightarrow 2$, $\text{CS } J = 2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 2$ détectés en absorption. Ce modèle a permis de déterminer une densité d'hydrogène moléculaire moyenne de l'ordre de 200 cm^{-3} et une température cinétique entre 10 et 20 K (Greaves 1995).

En utilisant les observations ^{13}CO et C^{18}O , nous avons déterminé les paramètres physiques des nuages moléculaires listés en table 6.1 de $V_{LSR} < 10 \text{ km s}^{-1}$ en utilisant un modèle LVG (voir chapitre précédent). Les calculs ont été effectués dans un éventail restreint de densités et températures afin de tenir compte des estimations établies grâce aux observations moléculaires. Nous avons utilisés les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ des molécules ^{13}CO et C^{18}O afin de déterminer simultanément la température, la densité et la densité de colonne de ^{13}CO (table 6.3).

Un gradient d'abondance en fonction de la distance galactocentrique a été pris en compte pour les rapports $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ et $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, mesurés par Wilson & Rood (1994) et Langer et al. (1990 et 1993). A une distance galactocentrique inférieure ou égale à 4 kpc, on utilisera les valeurs $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} = 30$ et $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O} = 6$. La composante à $\sim 0 \text{ km s}^{-1}$ n'est pas clairement attribuée à des nuages proches du complexe Sgr B2 ou bien à la sommation de nuages le long de la ligne de visée. Des valeurs typiques, caractéristiques du MIS local ont donc été utilisées pour cette composante ($^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} = 60$, $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O} = 10$).

La densité de colonne de la molécule ^{13}CO pour le nuage à -76 km s^{-1} a été calculée sous l'hypothèse d'équilibre thermodynamique locale car le modèle LVG utilisé ne prend pas en compte l'absorption des raies. Dickman (1976) a ainsi déterminé que la densité de colonne de ^{13}CO calculée en ETL était précis à un facteur 2 près pour les nuages moléculaires. On trouve alors $N(^{13}\text{CO}) = 4.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

En supposant que l'oxygène atomique dans les nuages moléculaires est co-existant avec le ^{13}CO , les raies de ces deux espèces doivent avoir des largeurs égales, et émettre à la même vitesse. En combinant les absorptions des couches atomiques et moléculaires de chaque nuage, on peut alors ajuster au mieux l'absorption après convolution avec les profils instrumentaux, en faisant varier les profondeurs optiques de l'oxygène atomique dans les différents nuages moléculaires. La région HII émettrice est ajustée par une gaussienne de 40 km s^{-1} de largeur centrée à 60 km s^{-1} , position moyenne des raies observées en ^{13}CO et C^{18}O . Les nuages

TAB. 6.3 – *Températures, densités, profondeur optique de [OI] 63 μm , densités de colonne de ^{13}CO et d’oxygène atomique des nuages moléculaires en direction de Sgr B2.*

Position (km s^{-1})	FWHM (km s^{-1})	T (K)	n_{H_2} (cm^{-3})	$\text{N}(^{13}\text{CO})$ (10^{15} cm^{-2})	$\tau_0(\text{OI})$	$\text{N}(\text{OI})$ (10^{18} cm^{-2})	$\text{OI}/^{13}\text{CO}$	$\text{OI}/^{12}\text{CO}$
-113.62	4.32	10	200	1.7	0.3	0.27	160	5
-104.78	7.47	10	600	5.0	0.7	0.63	125	4
-76.00	1.40			0.5	1.7	0.47	940	31
-57.82	1.60	10	200	1.0	3.3	1.12	1120	37
-46.19	2.96	10	300	6.0	1.8	1.12	187	6
-41.01	4.20	10	200	23.0	2.0	1.76	77	3
-25.79	2.44	10	200	1.0	1.0	0.51	512	17
-20.58	2.74	10	200	1.0	1.0	0.58	575	19
1.71	14.97	15	300	20.0	5.0	15.7	786	13

diffus à des vitesses supérieures à 10 km s^{-1} on été pris en compte dans l’ajustement mais ne sont pas reportés en table 6.2. Ces nuages, introduits dans l’ajustement n’interviennent pas dans la détermination des opacités et densités de colonne d’oxygène atomique dans les nuages moléculaires. Ces paramètres sont reportés en table 6.3. La densité de colonne totale d’oxygène atomique dans les nuages moléculaires en direction de Sgr B2 est de $\sim 2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ entre -120 km s^{-1} et $+10 \text{ km s}^{-1}$.

L’ajustement final est représenté en figure 6.9 en combinant les parties atomique et moléculaire des nuages présents sur la ligne de visée.

6.4 Résultats et discussion

Les rapports $\text{O}/^{13}\text{CO}$ dans chacun des 9 nuages moléculaires sont reportés en table 6.3. On peut alors comparer ces valeurs avec le rapport canonique de ~ 1 prédit par les modèles chimiques (par exemple Lee, Bettens & Herbst 1996). Il faut pour cela prendre en compte la variation du rapport isotopique $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ en fonction de la distance galactocentrique (Langer et al. 1993). Ce rapport est de l’ordre de 30 dans les nuages à une distance inférieure ou égale à 4 kpc par rapport au centre galactique et d’environ 60 à de plus grandes distances. Nous avons utilisé une valeur de 60 pour la composante à $\sim 0 \text{ km s}^{-1}$ et 30 pour les autres composantes. Le rapport O/CO oscille donc entre 3 et 37 (table 6.4).

Par cette méthode, on a pu calculer une densité de colonne totale d’oxygène atomique en direction de Sgr B2 de $\sim 3.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ en prenant en compte les parties diffuses et moléculaires des nuages entre -120 km s^{-1} et $+6 \text{ km s}^{-1}$. Cette valeur peut être comparée

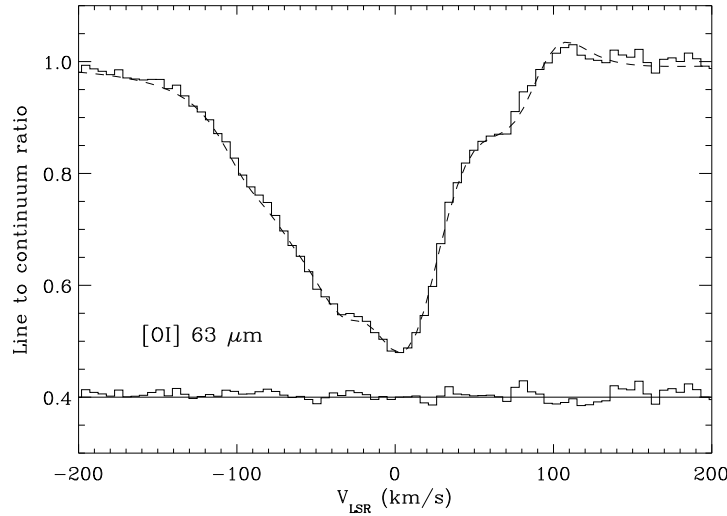


FIG. 6.9 – Spectre modélisé de la raie de [OI] $63 \mu\text{m}$ (ligne en pointillés) en tenant compte de l’absorption dans les couches diffuse et moléculaire comparé au spectre observé. Le résidu entre l’observation et l’ajustement est reproduit dans la partie inférieure du graphe.

à la densité de colonne d’oxygène atomique minimum calculée par Baluteau et al. (1997) en direction de Sgr B2 de $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ en utilisant les observations LWS en mode réseau.

Les densités de colonne d’hydrogène atomique dans les couches externes des nuages moléculaires peuvent être calculées grâce à la relation 5.2 (chapitre III.5). A travers l’observation de composantes HI 21 cm en direction de SgrB2, Cohen et al. (1977) ont estimé des températures de spin dans chacun de ces nuages. Néanmoins, leur champ de vue de $13'$ est bien plus grand que celui du LWS et les températures mesurées ne peuvent donc pas être utilisées dans notre étude. Nous avons utilisé une valeur moyenne de 150 K (dans l’intervalle des valeurs données par Cohen et al. 1977), afin d’estimer les densités de colonne d’hydrogène atomique et le rapport C^+/H correspondant. Ces valeurs sont reportées table 6.2. Ainsi, la densité de colonne totale dans les nuages HI est d’environ $1.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. L’extinction visuelle est calculée en utilisant la relation 5.17 et présentée en table 6.2. Il apparaît que cette extinction est d’autant plus faible que la distance galactocentrique est petite, ceci pouvant être expliqué par le fait que le rayonnement FUV est plus important vers le centre de la Galaxie.

Notons que les valeurs d’abondance de C^+ par rapport à l’hydrogène atomique sont systématiquement plus grandes que la valeur standard en phase gazeuse de 1.4×10^{-4} (Cardelli et al. 1996). Ces valeurs sont compatibles avec le schéma des 2 couches externes: la première où le C^+ est co-existant avec l’hydrogène atomique, et la seconde où le C^+ est co-existant avec l’hydrogène moléculaire qui n’est pas pris en compte dans le calcul de C^+/H .

Chacun des nuages moléculaires devrait être associé à une couche externe, généralement plus diffuse, vue sous forme de halo et pouvant être tracée à travers l’observation d’hydrogène atomique. Nous considérons par la suite que cette association est effective lorsque les vitesses auxquelles sont émises les transition de ^{13}CO correspondent aux vitesses des observations HI

TAB. 6.4 – Comparaison des propriétés des nuages trouvés sur la ligne de visée de Sgr B2 dans l'intervalle $[-110, +10 \text{ km s}^{-1}]$.

Nuage label	couches externes $V_{LSR} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	coeurs moléculaires $V_{LSR} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	R_G kpc	N(OI) coeur/total	C+/H (10^{-4})	OI/ ^{13}CO	OI/ ^{12}CO
A	-108	-113.6/-104.8	< 1	75%	4.8	134	5
B	-92		< 1	0%	3.0		
C	-77	-76	< 1	53%	2.5	940	31
D	-60.5	-57.8	< 1	84%	1.6	1120	37
E	-51.9		3	0%	0.8		
F	-44	-46.2/-41.0	3	67%	2.6	99	3
G	-21.5	-25.8/-20.5	4	44%	2.9	545	18
H	-3.5/5.5	1.7	?	79%	1.7	786	13

en tenant compte de leur largeur de raie respectives. Environ 8 nuages sont mis en évidence sur la ligne de visée de SgrB2 dans un intervalle en vitesse $[-110, +10 \text{ km s}^{-1}]$ et sont reportés en table 6.4. Pour chacun des nuages, le rapport N(OI) dans le coeur moléculaire par rapport à tout le nuage (couches externes + coeur moléculaire) est calculé et reporté dans ce tableau. Le rapport O/CO dans chacun de ces nuages moléculaires varie entre 3 et 37.

Nous avons représenté en figure 6.10 la variation de la densité de colonne d'oxygène atomique dans le coeur moléculaire en fonction de la densité de colonne de ^{12}CO . Etant donné le faible nombre de points de mesure et l'incertitude des valeurs calculées (environ un facteur 2), il apparaît difficile de mettre en évidence une relation directe entre ces deux grandeurs. La détermination d'une loi linéaire du type $N(\text{OI}) = aN(^{12}\text{CO}) + b$ nous aurait apporté des informations sur la structure du nuage. Si la valeur de la constante b n'est pas nulle, le rapport $N(\text{OI})/N(^{12}\text{CO})$ n'est pas strictement constant et révèle la présence d'une couche intermédiaire $\text{C}^+/\text{C}/\text{CO}$ non négligeable, dans laquelle la densité de colonne d'oxygène atomique serait de $b \text{ cm}^{-2}$.

Très récemment, des observations de la transition de carbone atomique à 492 GHz ont été effectuées en direction de SgrB2 par le satellite SWAS dans un beam de $3.3' \times 4.5'$. Celles-ci permettront de déterminer la densité de colonne de carbone atomique dans chacun de ces nuages et de calculer la densité de colonne d'oxygène atomique présente dans la couche $\text{C}^+/\text{C}/\text{CO}$ grâce au rapport $\text{O}/\text{C} \sim 2.3$, en supposant que la déplétion du carbone n'intervient que dans les couches plus internes. Cette valeur pourra alors être placée sur la figure 6.10 et permettra peut être de contraindre une éventuelle corrélation. Si cette densité de colonne est non négligeable par rapport à celle déterminée en table 6.3, elle devrait alors permettre de calculer plus précisément le rapport OI/CO dans le coeur moléculaire. Nous n'avons malheureusement pas accès directement à ces données pour le moment et ne pouvons que supposer cette couche très mince par rapport aux autres couches.

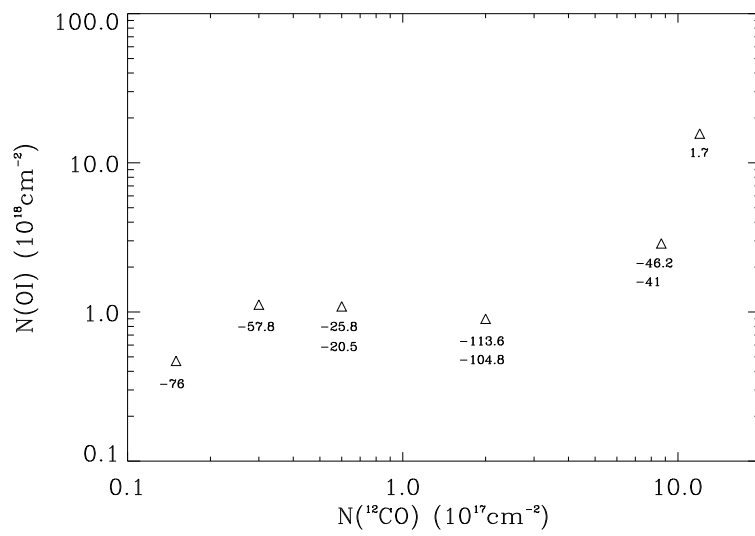


FIG. 6.10 – Variation de la densité de colonne d'oxygène atomique dans le coeur moléculaire en fonction de la densité de colonne de ^{12}CO .

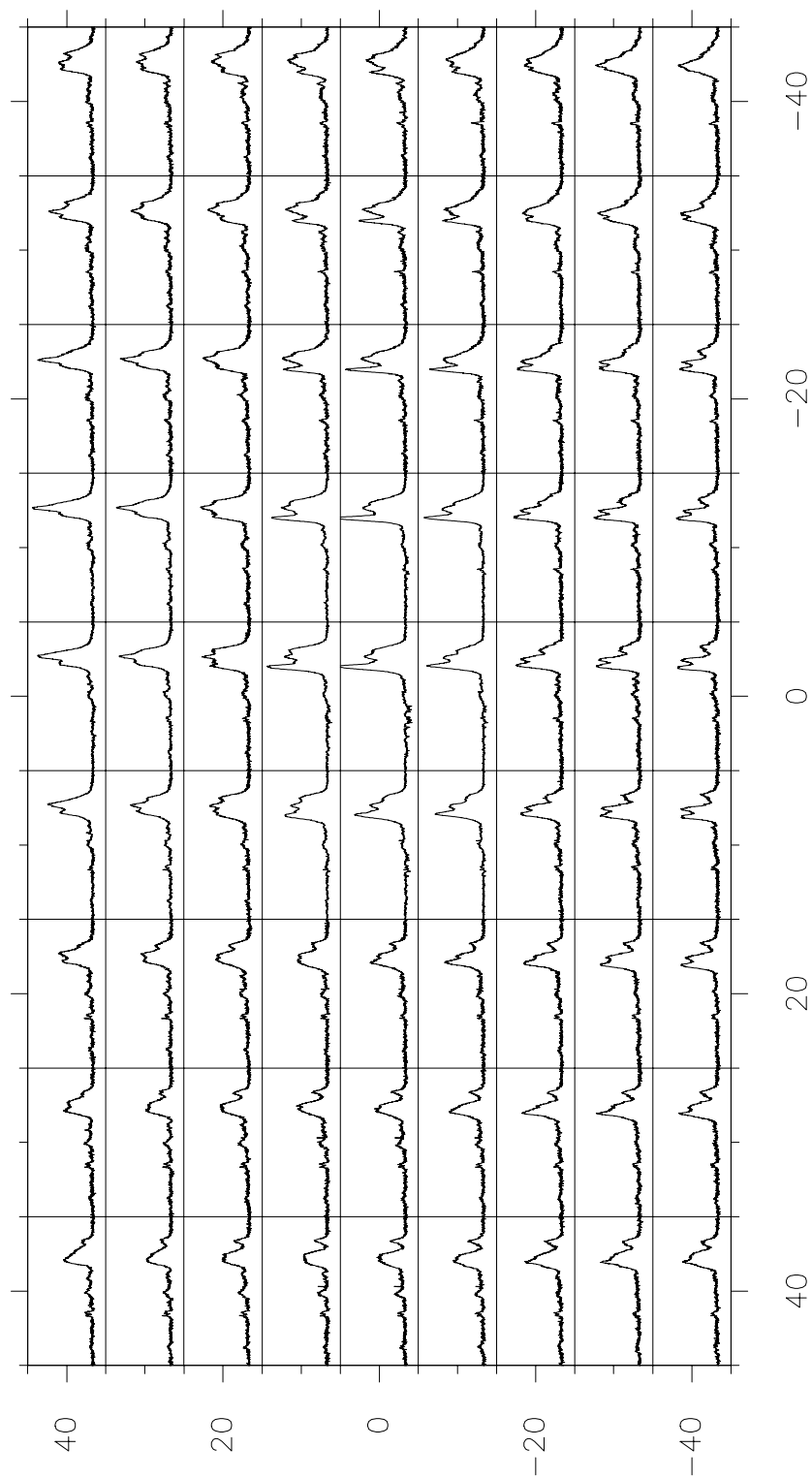


FIG. 6.11 – Spectres de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule ^{13}CO dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$.

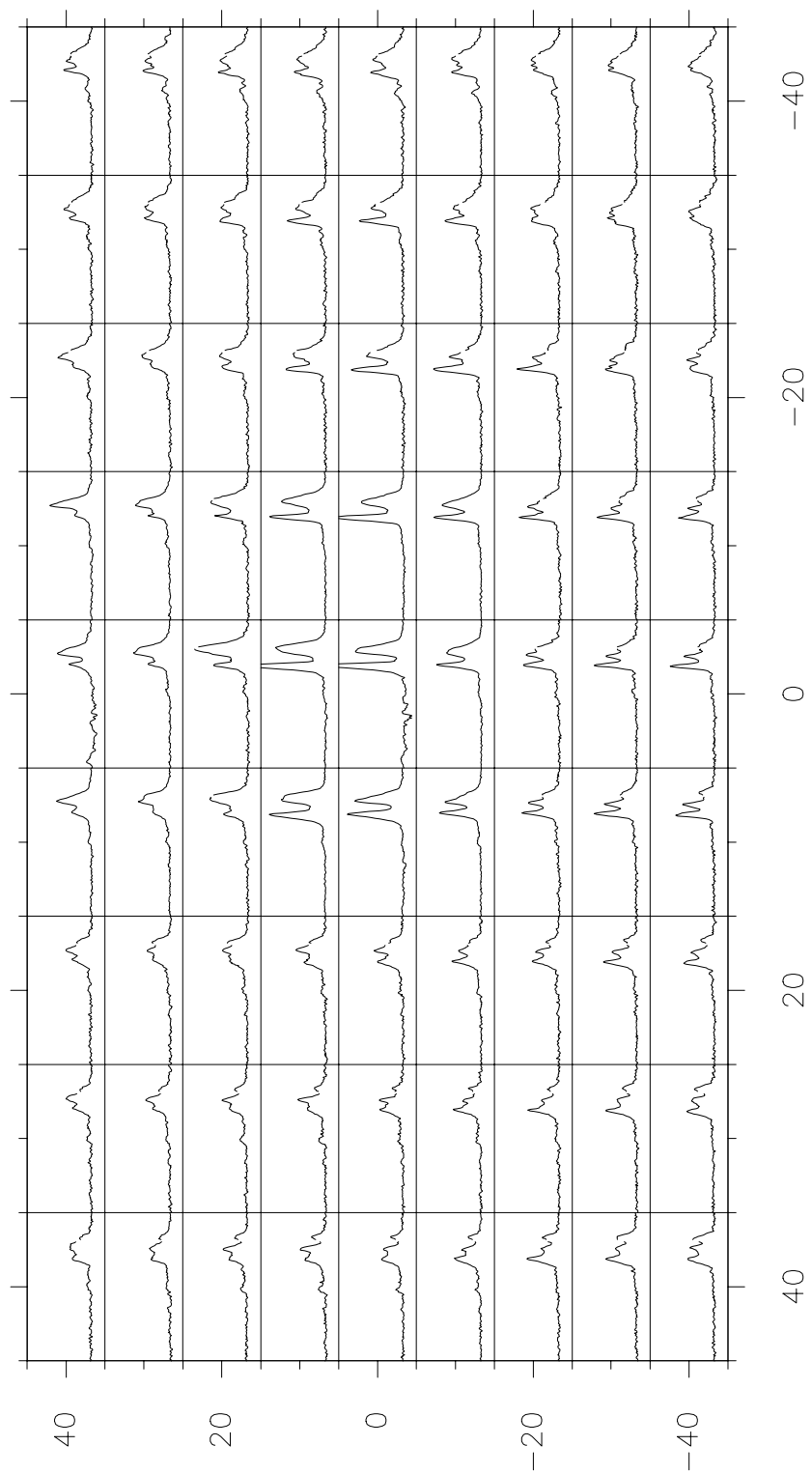


FIG. 6.12 – Spectres de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule ^{13}CO dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$.

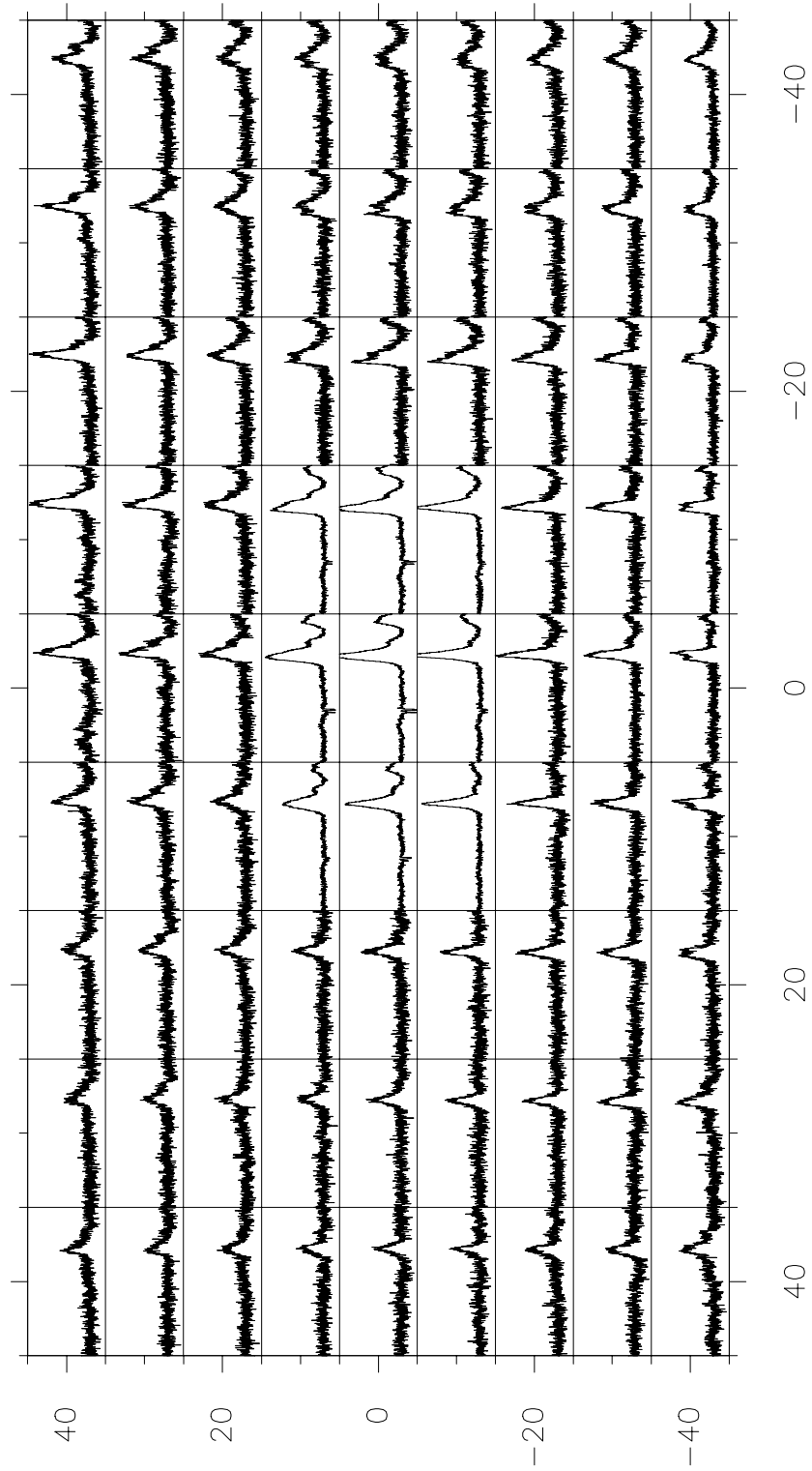


FIG. 6.13 – Spectres de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule $C^{18}O$ dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$.

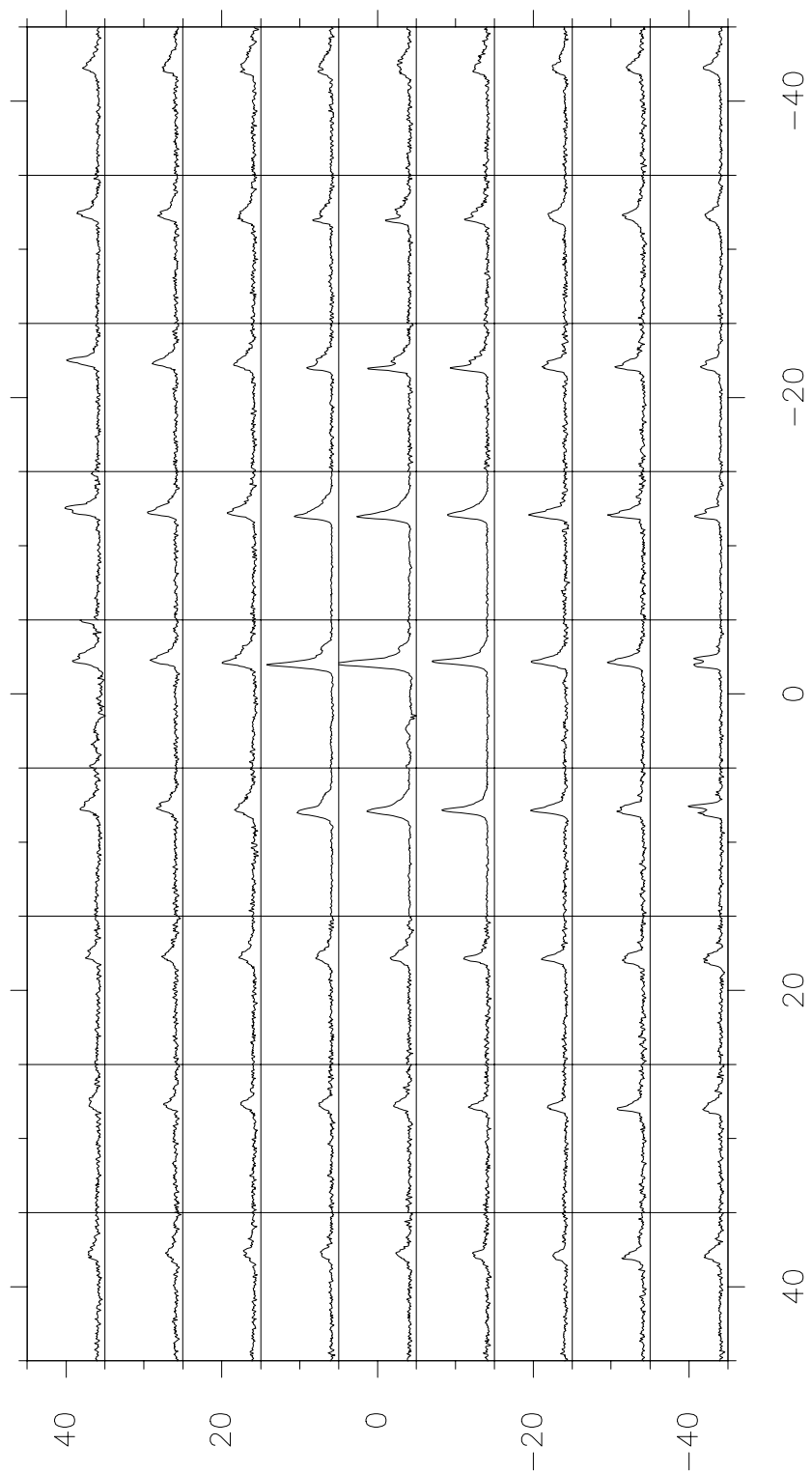


FIG. 6.14 – Spectres de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule $C^{18}O$ dans le champ de vue de l'instrument LWS ($80''$) entre -150 et $+150 \text{ km s}^{-1}$.

C) L'oxygène dans les régions de photo-dissociation

Chapitre 7

Les régions de photo-dissociation

Sommaire

7.1	Introduction	121
7.2	Modèles théoriques	123

7.1 Introduction

7.1.1 Définition

La région de photo-dissociation (PDR: “Photo-Dissociation Region” ou encore “Photon Dominated Region”) représente le milieu interstellaire dans lequel les photons FUV dont l’énergie est comprise entre 6 eV et 13.6 eV dominent la chimie, le chauffage et la structure du gaz environnant. Ces photons photo-ionisent les atomes dont les potentiels d’ionisation sont inférieurs à 13.6 eV comme le carbone (11.26 eV) et photo-dissocient le CO à 11.09 eV et H₂ à 4.48 eV. La PDR s’étend à travers le nuage jusqu’à ce que le processus d’écrantage permette au CO de se maintenir. La figure 7.1 représente une PDR illuminée par un champ de rayonnement UV. Ainsi, les PDRs sont les régions du MIS dans lesquelles la chimie, la structure et les processus chimiques sont déterminés par l’interaction du champ de rayonnement FUV avec le gaz et la poussière interstellaires. La majeure partie du flux FUV ($\geq 99\%$) est absorbée par les grains de poussière et réémise dans le continuum IR, entraînant une atténuation du champ FUV et provoquant une stratification chimique et thermique de la région de photo-dissociation.

Ce champ de rayonnement FUV est mesuré égal à 1.6×10^{-3} ergs s⁻¹ cm⁻² (facteur G₀) entre 91 et 240 nm au voisinage solaire et représente le champ de rayonnement émis par la population stellaire dans notre galaxie (Habing 1968). Nous utiliserons ce facteur dans notre étude de la PDR de W49N. Bien que le champ de rayonnement FUV soit créé par un ensemble d’étoiles présentes dans notre galaxie, il est dominé par la contribution de certaines étoiles “jeunes” qui sont les étoiles de type O et B. Celles-ci sont chaudes ($T_{eff} \sim 1.5 \times 10^4$ - 5×10^4 K), massives (10 - 110 M_⊙) et émettent une grande partie de leur énergie à des longueurs d’onde inférieures à 2000 Å.

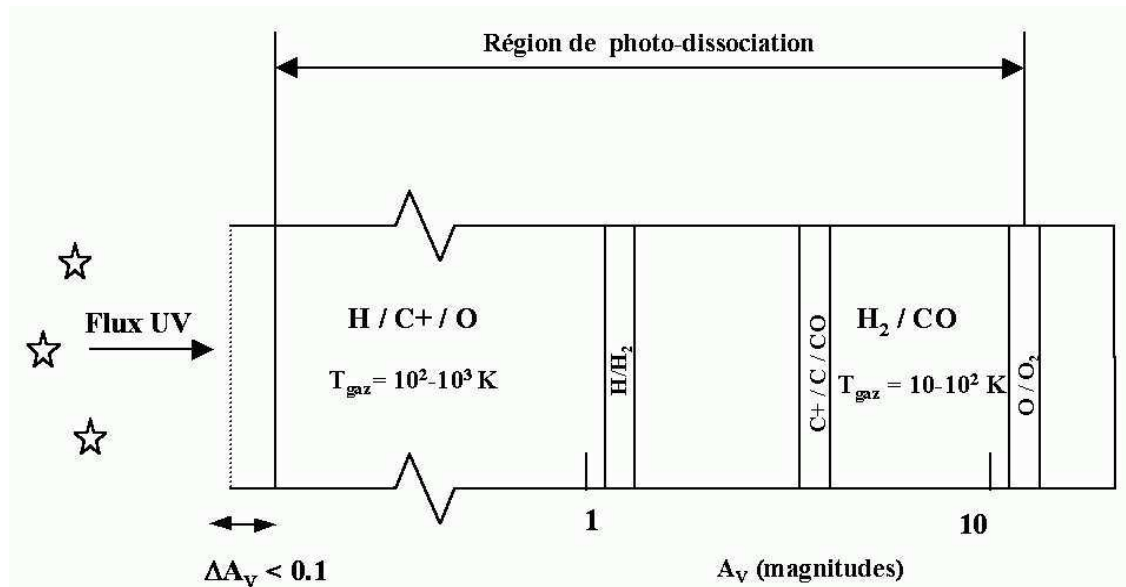


FIG. 7.1 – Vue schématique d'une région de photo-dissociation illuminée à sa gauche par des étoiles de type O/B.

La région de photo-dissociation peut être créée à la surface d'un nuage moléculaire illuminé de l'extérieur par un champ de rayonnement FUV (émis par des étoiles) mais aussi de l'intérieur dans le cas d'étoiles enfouies au sein d'un nuage moléculaire. On peut définir trois configurations d'observation de PDR: de face, de côté, et arrière. La figure 7.2 représente ces différentes configurations d'un point de vue simplifié.

7.1.2 Emission des raies IR

La principale source de chauffage du gaz est le rayonnement FUV émis par effet photo-électrique sur les grains. Cet effet peut être décrit de la manière suivante: un photon FUV est absorbé par un grain de poussière, puis est diffusé à travers le grain jusqu'à ce qu'il s'échappe et fournit alors au gaz un excès d'énergie cinétique. Ce processus permet généralement de convertir $\sim 1\%$ de l'énergie du photon UV en énergie susceptible de chauffer le gaz (Tielens & Hollenbach 1985a). La spectroscopie FIR est l'outil d'étude standard des PDRs. L'émission FIR des transitions de structure fine de l'oxygène atomique [OI] à 63 et 145 μm et du carbone ionisé [CII] à 158 μm domine le refroidissement du gaz jusqu'à une extinction visuelle de ~ 4 où le carbone et l'oxygène se recombinent pour former la molécule CO (Hollenbach & Tielens 1999).

L'oxygène atomique possède un potentiel d'ionisation de 13.62 eV comparable mais supérieur à celui de l'hydrogène. Cela implique que l'oxygène sera sous sa forme ionisée dans la région HII, et atomique dans la PDR. En effet, la PDR peut être définie comme étant la zone de transition entre la région HII et le nuage moléculaire, où l'oxygène se trouve sous forme atomique plutôt que ionisée ou moléculaire.

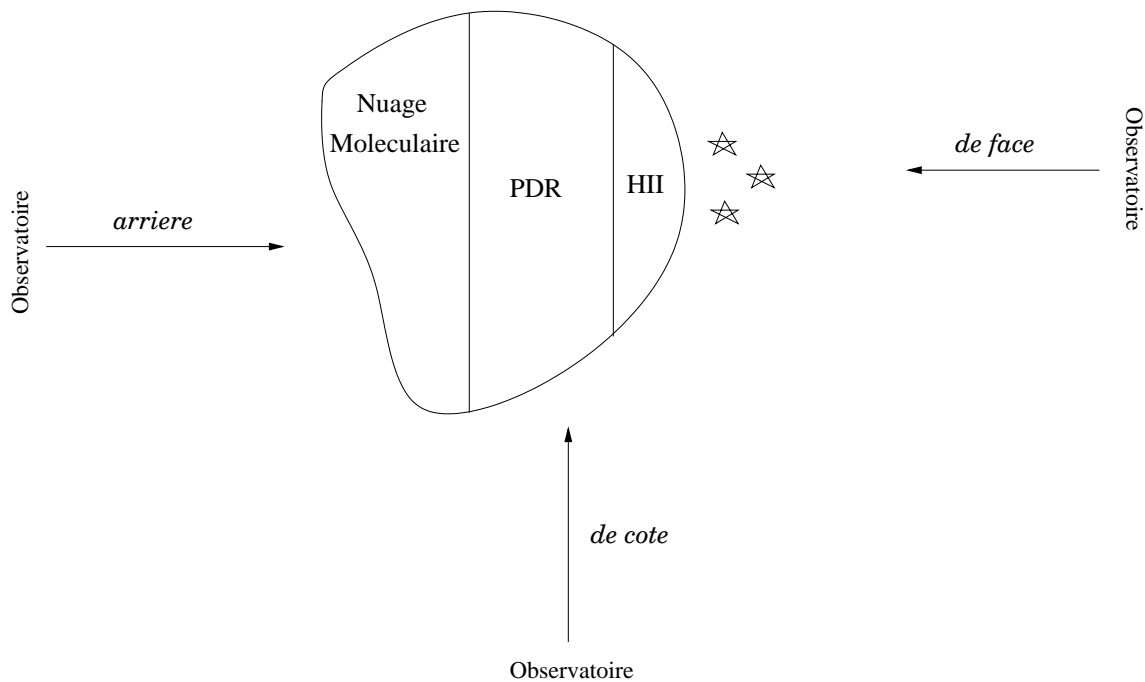


FIG. 7.2 – Géométries d’observation d’une région de photo-dissociation. Une vue de face permet à l’observateur de voir les étoiles qui photo-dissocient les éléments chimiques qui composent le nuage. Une vue de côté permet de voir les différentes zones de transition entre les étoiles, la région HII (où l’hydrogène est totalement ionisé), la PDR et le nuage moléculaire. Une vue de derrière ne permet pas d’observer les étoiles et la PDR est alors obscurcie par le nuage moléculaire.

7.2 Modèles théoriques

La plupart des modèles théoriques de PDR décrivent les processus de chauffage et de refroidissement en tenant compte de la chimie du gaz, de l’équilibre thermique et du transfert radiatif des raies de refroidissement (Tielens & Hollenbach 1985a; Wolfire et al. 1990; Burton et al. 1990; Hollenbach, Takahashi & Tielens 1991; Meixner & Tielens 1993, 1995). Comme nous l’avons vu au chapitre 5, les rapports des raies dans l’infrarouge de l’oxygène atomique et du carbone ionisé peuvent contraindre la densité du gaz et le champ de rayonnement FUV incident. Il existe à ce jour deux types de modèles. Le premier est un modèle à une composante homogène unique (Tielens & Hollenbach 1985a; Wolfire, Tielens & Hollenbach 1990). Le second inclue des effets de fragmentation (Burton et al. 1990; Meixner & Tielens 1993, 1995; Spaans 1996). Ce modèle à deux composantes, plus proche certainement de la réalité, traite la fragmentation par des sphères homogènes de densité uniforme dans un milieu homogène moins dense.

7.2.1 Le modèle de Tielens & Hollenbach

Tielens & Hollenbach (TH85a et TH85b) ont été les premiers à modéliser la chimie et l'équilibre de chauffage dans les régions de photo-dissociation, s'appuyant sur les nombreuses observations des raies de [OI] à $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$ et [CII] à $158 \mu\text{m}$, très intenses en direction de régions HII. Le gaz est modélisé par une couche homogène de densité entre 10^3 et 10^6 cm^{-3} illuminée par un champ de rayonnement FUV tel que $10^3 < G_0 < 10^6$. Dans cette PDR, les photons FUV permettent de chauffer le gaz à travers sept effets majeurs:

- l'effet photoélectrique sur les grains;
- l'ionisation du carbone;
- la photo-dissociation de la molécule H_2 ;
- le pompage FUV de la molécule H_2 ;
- la formation de la molécule H_2 ;
- la collision dans le gaz;
- le chauffage des grains par rayonnement FUV.

Le chauffage dû aux rayons cosmiques ne devient important que dans les couches internes du nuage moléculaire, vers $A_V \geq 10$ (de Jong et al. 1980).

Le nombre de réactions chimiques prises en compte dans ce modèle est de 165 pour 41 espèces construites par les atomes H, He, C, O, Si, S, Mg et Fe. Les équations d'équilibre thermique et chimique sont résolues simultanément afin de déterminer le profil thermique et la variation des abondances chimiques en fonction de la distance dans le nuage, paramétrée par l'extinction visuelle A_V . Les autres paramètres sont: le flux infrarouge émis par le nuage, la profondeur optique à $100 \mu\text{m}$, la température de la poussière, le taux d'ionisation des rayons cosmiques. Les abondances choisies sont celles observées en direction du nuage ρ Ophiucus. Les paramètres libres du modèle sont la densité de l'atome d'hydrogène et le champ de rayonnement incident FUV.

TH85a ont étudié les propriétés d'une PDR en fixant $n = 2.3 \times 10^5$ et $G_0 = 10^5$. Ils ont calculé que le rapport [OI] $63 \mu\text{m}$ /[CII] $158 \mu\text{m}$ est faible (< 1) à des densités $\leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$, mais beaucoup plus grand ($\gg 1$) à plus haute densité ($n \gg 10^3 \text{ cm}^{-3}$) et température ($T > 100 \text{ K}$). Le rapport [OI] $145 \mu\text{m}$ /[OI] $63 \mu\text{m}$ est < 0.078 quelles que soient la température et la densité du gaz mais pour des raies optiquement minces. Néanmoins la raie [OI] $63 \mu\text{m}$ est habituellement optiquement épaisse entraînant un rapport très supérieur à cette limite.

La majeure partie des photons FUV émis par les étoiles est absorbée par la poussière dans les PDRs et transformée en rayonnement infrarouge. Une petite partie de cette énergie est utilisée par le gaz à travers l'effet photoélectrique des électrons sur les grains puis est réémise dans les raies de structure fine infrarouges. Le rapport $([\text{OI}] 63 \mu\text{m} + [\text{OI}] 145 \mu\text{m} + [\text{CII}] 158 \mu\text{m})/F_{IR}$ permet d'évaluer l'efficacité de conversion du flux FUV dans le chauffage du gaz.

7.2.2 Les modèles plus récents

Wolfire, Tielens & Hollenbach (1990) se sont basés sur le modèle précédant et ont présenté les rapports d'un grand nombre de raies de refroidissement FIR ainsi que les rapports raies sur continuum dans les tracés de contours en fonction de n et G_0 . L'observation d'au moins trois de ces raies permet d'estimer ces deux paramètres. Ce modèle sera utilisé dans le chapitre suivant afin de déterminer la densité de la PDR de W49N.

Hollenbach, Takahashi & Tielens (1991) ont étendu les résultats du modèle de TH85a à des densités et flux FUV plus faibles ($10^2 \leq n \text{ (cm}^{-3}\text{)} \leq 10^5$; $1 \leq G_0 \leq 10^4$). Ce domaine est directement applicable aux nuages illuminés par le champ de rayonnement local, les nébuleuses par réflexion et les galaxies pour lesquelles un grand nombre de nuages sont observés dans le faisceau.

Burton, Hollenbach & Tielens (1990) ont étendu le modèle de TH85a à de plus hautes densités (jusqu'à 10^7 cm^{-3}) en introduisant un traitement plus détaillé des molécules CO et H₂. Ils ont alors modélisé l'émission de plusieurs PDRs observées par des régions dans lesquelles de petits fragments denses ($n \sim 10^6 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$) sont immergés dans un milieu moins dense ($n \sim 10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$). Les raies sont alors déterminées en combinant les contributions dans chacune des phases pondérées par le facteur de dilution approprié. Ainsi, la raie [CII] 158 μm et les transitions à faible J du CO sont émises principalement par le milieu inter-fragments alors que la raie [OI] 63 μm est émise par les deux composantes.

Meixner & Tielens (1993, 1995) ont développé un modèle plus complexe de PDR à deux composantes, de fragments moléculaires denses dans un milieu moins dense mais n'interagissant pas radiativement. Leurs résultats montrent que la pénétration du rayonnement UV dépend essentiellement de la densité du milieu inter-fragments. Le modèle déduit que certaines raies proviennent majoritairement du milieu entre les fragments comme [CI] à 609 μm et 370 μm , [CII] à 158 μm et les transitions basses de CO, alors que d'autres sont excitées uniquement dans les fragments comme [OI] à 63 μm et 145 μm , [SiII] à 35 μm et les transitions hautes de CO. La fragmentation du milieu permet aux photons UV de pénétrer bien plus loin, à travers le milieu inter-fragments (Boissé 1990). Ce genre de modèle permet d'expliquer l'émission très étendue de la raie [CII] 158 μm observée dans des régions de formation d'étoiles comme M17 (Meixner et al. 1992), Orion (Stacey et al. 1993), W3, NGC 1977 et NGC 2023 (Howe et al. 1991).

Un modèle à deux dimensions pour des nuages interstellaires inhomogènes a été élaboré par Spaans (1996) dans lequel les équations de transfert radiatif sont résolues au moyen d'une méthode Monte-Carlo. Les propriétés physiques et chimiques de la PDR modélisée ici dépend

de plusieurs paramètres libres:

- La densité et la pression du gaz moléculaire,
- l'intensité du champ de rayonnement FUV,
- les propriétés d'absorption et de diffusion des grains,
- les abondances des éléments fondamentaux,
- l'homogénéité du nuage.

Ce code est décrit en détail dans Spaans (1996) et Spaans & van Dishoeck (1997). Il est trouvé que le carbone ionisé est émis dans le milieu inter-fragments alors que le ^{13}CO trace principalement les fragments denses. Le carbone atomique est très abondant dans les couches externes des fragments. La comparaison entre les densités de colonne calculées avec un modèle homogène et inhomogène montre que les modèles non homogènes entraînent un accroissement d'un facteur cinq de la densité de colonne de CO mais une baisse d'abondance des espèces qui ne peuvent s'écranter afin de pouvoir s'échapper de la photo-dissociation. La structure inhomogène affecte aussi le profil en température et entraîne une hausse de la température dans les couches internes du nuage. Nous utiliserons ce modèle dans le chapitre suivant afin de déterminer les paramètres physiques et chimiques de la PDR de W49N.

Chapitre 8

Etude de la région HII W49N

Sommaire

8.1	Introduction	127
8.2	Observations	127
8.3	Caractérisation de la PDR	129
8.4	Modélisation et résultats	137

8.1 Introduction

Après avoir étudié les nuages moléculaires sur la ligne de visée de W49N nous nous intéressons maintenant à cette région de formation d'étoiles située à 11.4 kpc du Soleil. Cette région présente une géométrie très complexe et a donné lieu à de nombreuses théories cinématiques afin d'expliquer l'origine de la brusque flambée d'étoiles en son sein. Les théories sont résumées au chapitre III.4.

Nous allons rapporter dans cette étude l'observation de plusieurs raies d'émission infrarouges et millimétriques en direction de W49N et utiliser les flux de ces raies afin de déterminer les propriétés physiques et chimiques de la région de formation d'étoiles. Nous avons vu au chapitre précédent que les transitions IR de [OI] ($63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$), [CII] ($158 \mu\text{m}$) et moléculaires des transitions de rotation du CO étaient des outils de diagnostic important pour cette détermination. Les régions de photo-dissociation (PDR) comme celle de W49N sont en quelque sorte des balises lumineuses de l'activité de formation stellaire.

8.2 Observations

8.2.1 Observations des transitions IR: [OI] et [CII]

Les observations IR [OI] à $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$ et [CII] à $157 \mu\text{m}$ ont été présentées au chapitre III.5. Les transitions à $145 \mu\text{m}$ et $158 \mu\text{m}$ ont été ajustées avec une gaussienne de 16 km s^{-1} avant d'être convoluées avec les profils instrumentaux présentés en chapitre II. Il

TAB. 8.1 – Flux mesurés à 145 μm et 158 μm ainsi que corrigé à 63 μm (voir texte) d’après les spectres Fabry-Pérot.

Raie (μm)	Transition	Flux ($10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)
[OI] 63.184	$^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_2$	3.7 ± 0.2
[OI] 145.525	$^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_3$	0.54 ± 0.06
[CII] 157.741	$^2\text{P}_{3/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}$	1.27 ± 0.09

faut noter que, la résolution de l’instrument étant de l’ordre de 38 km s^{-1} cet ajustement avec une gaussienne de FWHM bien plus petite ne peut être fait que si l’on suppose que la région centrale émet de manière uniforme en vitesse dans le faisceau. On n’a donc aucune information concernant le profil en émission qui peut présenter une self-absorption ou un grand nombre de raies fines en émission. Cela n’est sûrement pas le cas pour W49N mais nous nous intéressons au flux émis par la région émettrice qui doit être conservé quel que soit le profil.

La transition à 63 μm présente un profil en absorption qui affecte la composante en émission comme nous l’avons vu au chapitre III.5. Nous avons dans un premier temps séparé la composante en absorption, due à la présence de nuages moléculaires froids et de nuages diffus dans l’intervalle en vitesse [35 km s^{-1} , 70 km s^{-1}] sur la ligne de visée en direction de W49N (chapitre III.5). Nous allons nous intéresser dans la suite à la composante en émission associée à la région HII W49N. Nous devons alors dissocier la composante en émission de l’absorption due aux nuages diffus et aux nuages moléculaires sur l’intervalle en vitesse plus grand [-10 km s^{-1} , 100 km s^{-1}]. L’absorption totale est modélisée par l’absorption des nuages moléculaires tracés par le CO et l’absorption des nuages diffus tracés par HI pour laquelle nous avons utilisé une température de spin de 50 K dans ces nuages diffus (voir Brogan & Troland 2001). Le flux corrigé de ces absorptions à 63 μm ainsi que les flux mesurés des transitions à 145 μm et 158 μm sont répertoriés en table 8.1.

L’absorption de l’oxygène atomique dans les nuages HI diffus entre 0 et 20 km s^{-1} correspond à moins de 10% du flux total d’oxygène atomique en émission modélisé par une gaussienne. De plus nous avons vérifié que le flux des raies à 145 μm et 158 μm dans le mode réseau (faible résolution) correspond bien au flux trouvé (à $\pm 30\%$ d’incertitude) en mode Fabry-Pérot (haute résolution).

8.2.2 Observations de la molécule CO

Les observations présentées dans ce chapitre sont décrites dans le chapitre III.5. La figure 8.1 représente les spectres après analyse. Les températures sont des température dites *main beam*.

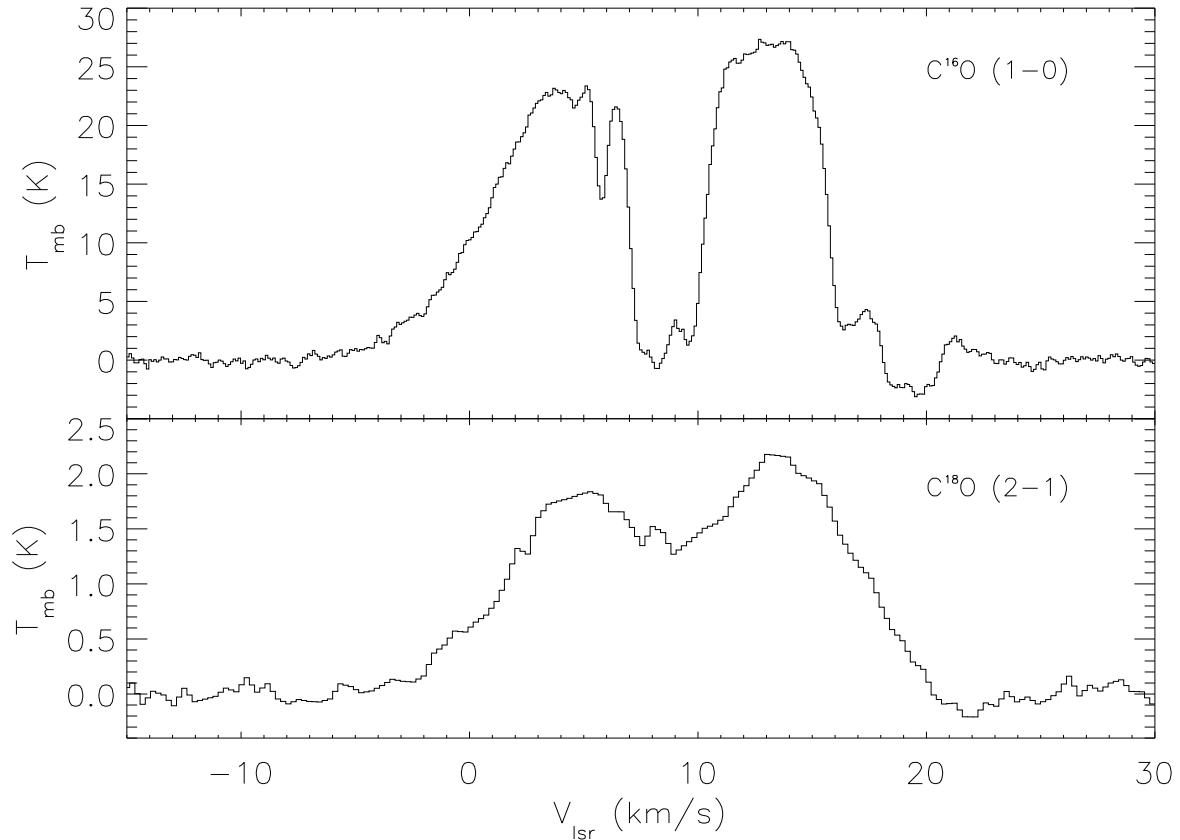


FIG. 8.1 – Spectres $C^{16}O$ $J = 1 \rightarrow 0$ et $C^{18}O$ $J = 2 \rightarrow 1$ dégradés à la résolution du faisceau ISO-LWS de $80''$.

8.2.3 Observations du carbone atomique

Les observations présentées dans ce paragraphe pour la transition $J = 1 \rightarrow 0$ du carbone atomique (492 GHz) ont été effectuées le 22 et 23 juillet 2001 avec l'antenne submillimétrique CSO de 10.4 mètres de diamètre installé au sommet du Mauna Kea à Hawaii. La figure 8.2 présente le spectre obtenu par le CSO avec une résolution de 0.43 km s^{-1} , une température système d'environ 5600 K et un temps d'intégration de 40 minutes. Le champ de vue à cette fréquence est de $15''$. Le pointage et la mise au point du télescope ont été contrôlés régulièrement, et les erreurs de pointage sont inférieures à $5''$. Le rms obtenu est de 0.29 K. A ce jour, seule la position centrale a pu être observée.

8.3 Caractérisation de la PDR

Nous allons maintenant tenter de déterminer les conditions physiques qui règnent au sein de la PDR de W49N en utilisant des modèles simples permettant l'analyse des raies de refroidissement que nous avons observées. Par la suite nous ferons l'hypothèse que les

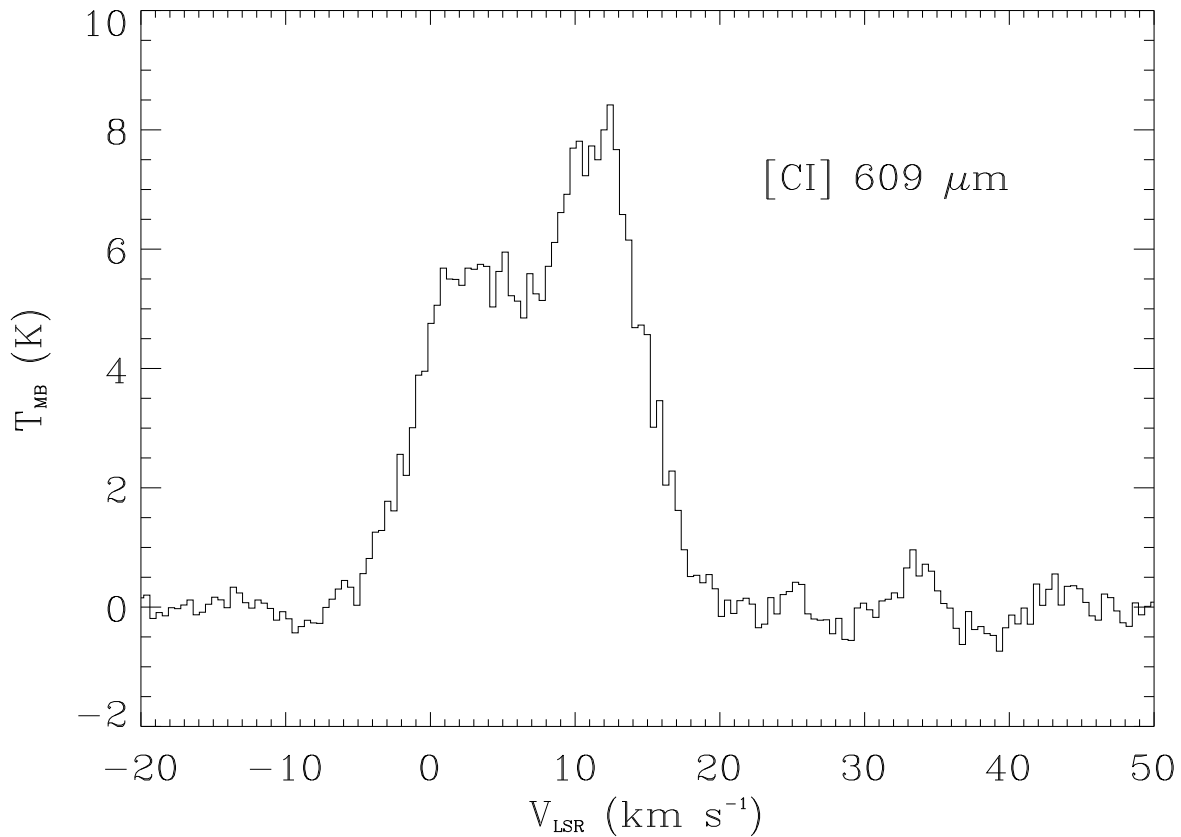


FIG. 8.2 – Transition fondamentale du carbone atomique à $609 \mu\text{m}$ observé grâce au télescope CSO dans un champ de vue de $15''$.

transitions IR de l’oxygène atomique et du carbone ionisé sont émises dans la même région, à savoir la PDR.

8.3.1 La géométrie de la source

Etant données la “faible” résolution spatiale et spectrale de l’instrument LWS, il convient de déterminer la valeur de deux paramètres, à savoir la taille et la largeur de raie de la région émettrice. Harvey, Campbell & Hoffman (1977) ont cartographié W49N à $53 \mu\text{m}$ dans un faisceau de $25''$. Ils ont effectué des coupes à travers cette région dans les directions SE-NW et NE-SW qui ont permis de déterminer la taille du continuum IR de l’ordre de $50''$. Nous avons alors cherché à savoir si l’extension des raies IR était plus grande ou plus petite que celle du continuum IR. La comparaison entre l’extension de la source émettrice de C^+ et du continuum IR dans la PDR entourant le nuage L1630/NGC2024/Orion B montre que la région C^+ a une taille similaire, voire plus grande que la région du continuum IR (Jaffe et al. 1994; Mookerjea et al. 2000). En supposant maintenant que les raies de [OI] (63 et $145 \mu\text{m}$) et [CII] ($158 \mu\text{m}$) ont une extension similaire ou plus grande que celle du continuum IR, la région émettrice dans W49N est plus grande que $50''$ avec une limite supérieure de $80''$

(faisceau LWS). Cela correspond à une taille linéaire entre 2.8 et 4.5 pc.

Un autre paramètre d'observation à contraindre est la largeur intrinsèque de la raie émettrice. Nous avons vu dans le paragraphe précédant que les raies à 145 et 158 μm peuvent être ajustées par une gaussienne de $\sim 16 \text{ km s}^{-1}$. Etant donné le faisceau relativement large de l'instrument LWS, il est probable que cette largeur de raie puisse être expliquée par la présence d'un grand nombre de composantes dans le faisceau. Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, Welch et al. (1987) ont mis en évidence une dizaine de régions HII ultra-compactes chacune étant associée avec au moins une étoile de type O. La vitesse radiale de ces régions HII varie entre -2.5 et 14.5 km s^{-1} . Par conséquent l'association de chacune de ces régions peut reproduire une largeur de raie de 16 km s^{-1} . Le spectre C¹⁸O de la figure 8.1 confirme la présence de plusieurs composantes dans le nuage dont la dispersion totale en vitesse est de l'ordre de 16 km s^{-1} . Par la suite nous supposons que l'émission des transitions IR observées proviennent de chacune de ces composantes et que la pression de chaque composante est soutenue par micro-turbulence. Nous adoptons un paramètre Doppler b égal à 3.5 km s^{-1} , mais il convient de remarquer que l'intensité calculée des raies n'est pas très sensible à cette valeur.

8.3.2 Le continuum IR

En utilisant l'observation du continuum IR en mode réseau du LWS, on peut estimer la température moyenne de la poussière, T_{dust} . L'émission du continuum de la poussière émise par une couche homogène peut s'écrire sous la forme :

$$F_\lambda = \Omega_s \times B_\lambda(T_{dust})(1 - e^{-\tau_{dust}}) \quad (8.1)$$

où Ω_s est l'angle solide sous lequel on voit le continuum, $B_\lambda(T)$ est l'émission du corps noir à la température T_{dust} , et τ_{dust} est la profondeur optique. Nous adoptons une loi d'émissivité en puissance $\lambda^{-\beta}$ telle que :

$$\tau_{dust} = (\lambda_c/\lambda)^\beta \quad (8.2)$$

où β est l'index spectral, et λ_c est la longueur d'onde critique à laquelle la source devient optiquement mince. La figure 8.3 présente le meilleur ajustement à nos observations, obtenu avec $T_{dust} = 43.5 \text{ K}$, $\beta = 0.9$, and $\lambda_c = 52 \mu\text{m}$.

Le flux total FIR de W49N peut être calculé en intégrant l'équation 8.1: il est égal à $1.54 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. A une distance de 11.4 kpc, cela correspond à une luminosité totale IR de $6.3 \times 10^6 L_\odot$, cohérente avec la valeur estimée par Buckley & Ward-Thompson (1996) de $6.8 \times 10^6 L_\odot$, obtenue entre 12 μm et 1300 μm et dans un champ de vue plus grand ($145'' \times 130''$).

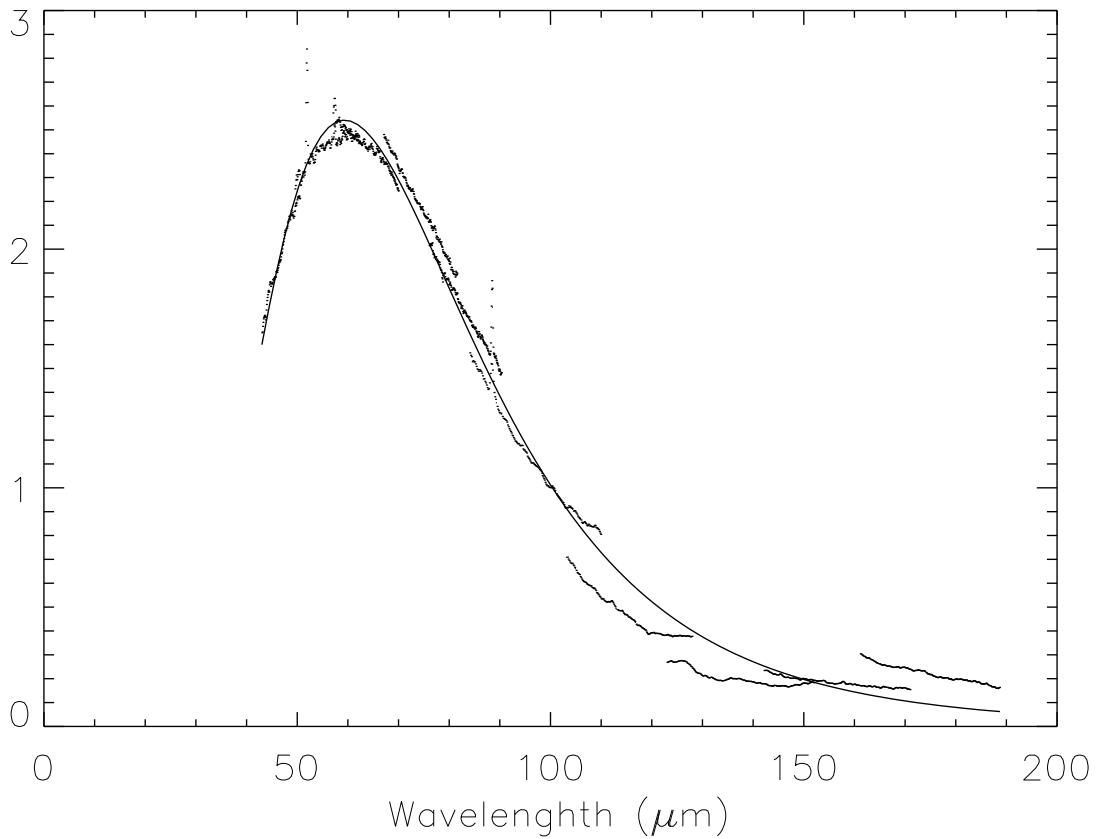


FIG. 8.3 – Comparaison entre le spectre LWS observé en mode réseau et le meilleur ajustement d'un corps noir. Les unités sont de $10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$.

8.3.3 L'émission des transitions [OI]

Nous avons utilisé un code LVG afin de modéliser le flux des raies de l'oxygène atomique en fonction des conditions physiques et chimiques inhérentes à la source. Les détails du code utilisé ici sont reportés dans l'article de Ceccarelli et al. (1998). Pour le cas présent nous avons introduit dans ce code le pompage des photons par le continuum IR de la poussière. Les paramètres libres de ce modèle LVG sont :

- la densité du gaz,
- la température cinétique du gaz,
- l'extension des raies d'émission,
- la densité de colonne d'oxygène atomique.

La température de la poussière (43.5 K) et la largeur moyenne de raie (16 km s^{-1}) ont été calculés dans les paragraphes précédents. La taille de la région émettrice sera supposée être entre $50''$ et $80''$, comme nous l'avons discuté précédemment. Les résultats du code LVG sont représentés en figure 8.4, dans laquelle nous avons l'intensité des raies à $63 \mu\text{m}$ et 145

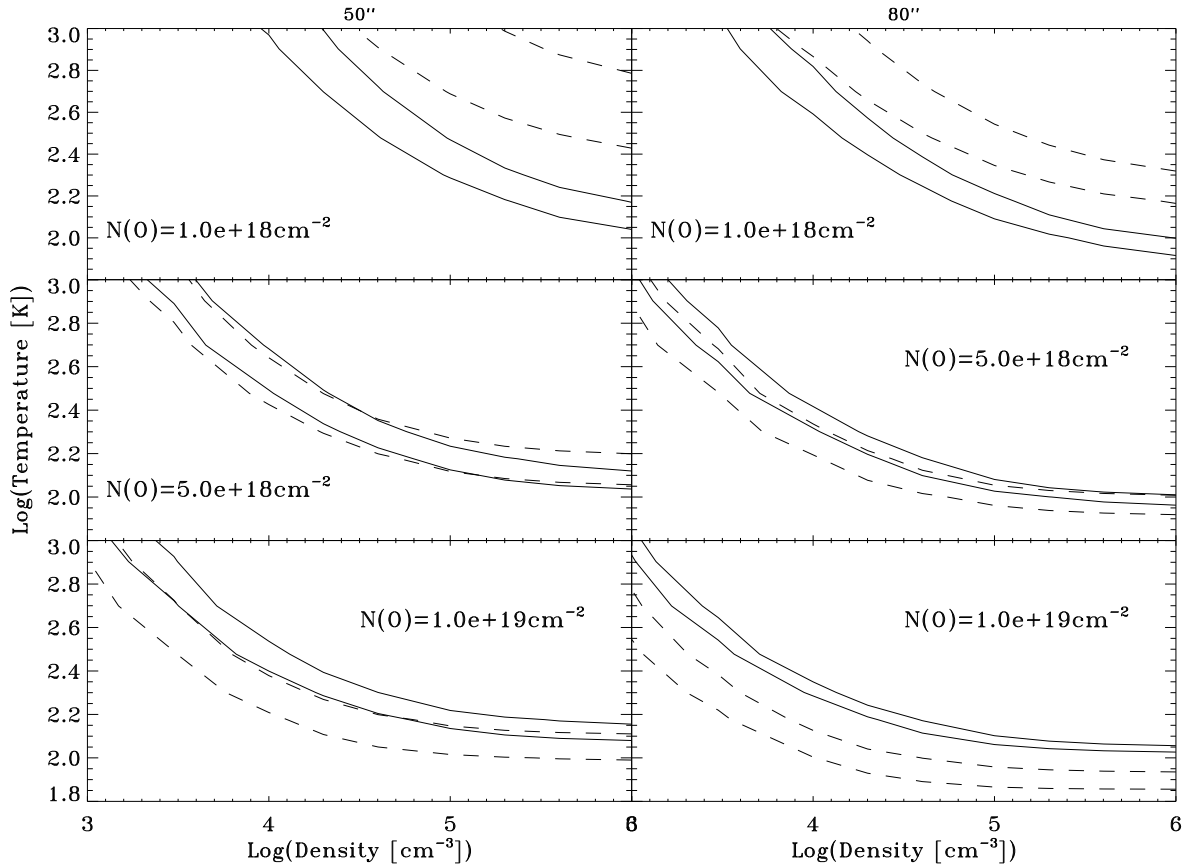


FIG. 8.4 – Tracés de température par rapport à la densité donnés par le modèle LVG pour une extension de source de 50'' (à gauche) et 80'' (à droite) afin d'obtenir les flux observés de [OI] à 63 μm (courbes pleines) et [OI] à 145 μm (courbes en pointillés) pour trois valeurs de densité de colonne d'oxygène atomique. Pour chacune de ces transitions, deux courbes sont représentées, délimitant les flux observés à $\pm 30\%$ (incertitude sur le flux).

μm observées pour trois valeurs de densité de colonne d'oxygène atomique, en fonction de la température et densité du gaz.

Afin de rendre compte simultanément des flux observés à 63 μm et 145 μm , la température du gaz doit être supérieure ou égale à 130 K, et la densité de colonne d'oxygène atomique est de $(5 \pm 3) \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, pour une extension de la source de 50'', et $(2.5 \pm 2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ pour une extension de la source de 80''.

8.3.4 L'émission de la transition [CII]

Lorsque la raie est optiquement mince, on peut déterminer la densité de colonne de C^+ d'après le flux observé grâce à une expression analytique simple, fonction de la température et de la densité du gaz. L'intensité intégrée de la transition est alors, pour une excitation

collisionnelle :

$$I(C^+) = \frac{h\nu A_{ul}}{4\pi} \left[\frac{g_u/g_l \exp(-h\nu/kT)}{1 + g_u/g_l \exp(-h\nu/kT) + n_{cr}/n} \right] \chi(C^+) N_H(C^+) \Phi_b \quad \text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \quad (8.3)$$

où A_{ul} est le coefficient d'Einstein de la raie de C^+ à $157.741 \mu\text{m}$ égal à $2.36 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\chi(C^+)$ est l'abondance de C^+ par rapport à H, $N_H(C^+)$ est la densité de colonne d'hydrogène atomique dans la zone de C^+ , n_{cr} est la densité critique du C^+ égale à $4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, Φ_b est la fraction du champ de vue remplie par le C^+ . La figure 8.5 représente la densité de colonne de C^+ calculée en supposant un champ de $50''$ et $80''$, avec une densité de 10^4 cm^{-3} pour un intervalle en température entre 100 et 1000 K. Dans cet intervalle, $N(C^+)$ varie entre 1.5×10^{18} et $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ si la taille de la source est de $50''$ et 2 fois moindre pour $80''$. Une valeur plus élevée pour la densité du gaz donnerait le même résultat car la raie à $158 \mu\text{m}$ est thermalisée à partir de $\sim 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ pour une excitation par l'hydrogène. Par contre, une valeur plus basse impliquerait une densité de colonne plus élevée.

Supposons une température minimale de 130 K, déterminée au paragraphe précédant. La densité de colonne de C^+ est alors de $(0.8 - 2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Dans le cas d'une extension de $50''$, le rapport O/C^+ est de l'ordre de 2.5 par rapport à une valeur de l'ordre de 1 pour une extension de $80''$. Cette valeur doit être comparée avec le rapport d'abondance des éléments O et C dans la phase gazeuse de 2.3 dans le MIS diffus (Cardelli et al. 1996; Meyer, Jura & Cardelli 1998). Comme O et C^+ sont les principaux réservoirs de l'oxygène et du carbone dans la PDR, ce rapport tendrait à favoriser une extension de la source de $50''$.

8.3.5 Les paramètres de la PDR

Nous allons tenter dans ce paragraphe de déterminer les conditions physiques qui règnent au sein de la PDR de W49N. Le facteur G_0 est directement proportionnel à l'intensité intégrée du continuum FIR car celui-ci est émis par les grains de poussière qui absorbent le flux stellaire incident aux longueurs d'onde UV, optique, et IR et réémettent en FIR. En supposant que le champ de rayonnement FUV est la principale source de chauffage de la poussière, le flux total FIR émit par W49N ($33.5 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$) permet de calculer un facteur G_0 de l'ordre de 3×10^5 . Cette valeur est en accord avec le flux UV émis par les régions HII de W49N calculé par de Pree et al. (2000) grâce aux observations radio.

En utilisant cette valeur de $G_0 = 3 \times 10^5$, on peut déterminer la valeur de la densité de la PDR grâce aux prédictions établies par Wolfire, Tielens & Hollenbach (1990). Le rapport $[CII] 158 \mu\text{m}/[OI] 63 \mu\text{m}$ permet de calculer une densité $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et un rapport G_0/n de l'ordre de 30. Dans ces conditions, on s'attend à ce que les transitions de $[OI]$ à $63 \mu\text{m}$ et $145 \mu\text{m}$ et $[CII]$ à $158 \mu\text{m}$ soient les raies de refroidissement dominantes de la PDR. On peut alors estimer une valeur de l'efficacité de chauffage des grains par effet photoélectrique (paramètre ϵ) comme étant le rapport entre la somme des raies de refroidissement et l'intensité du continuum FIR:

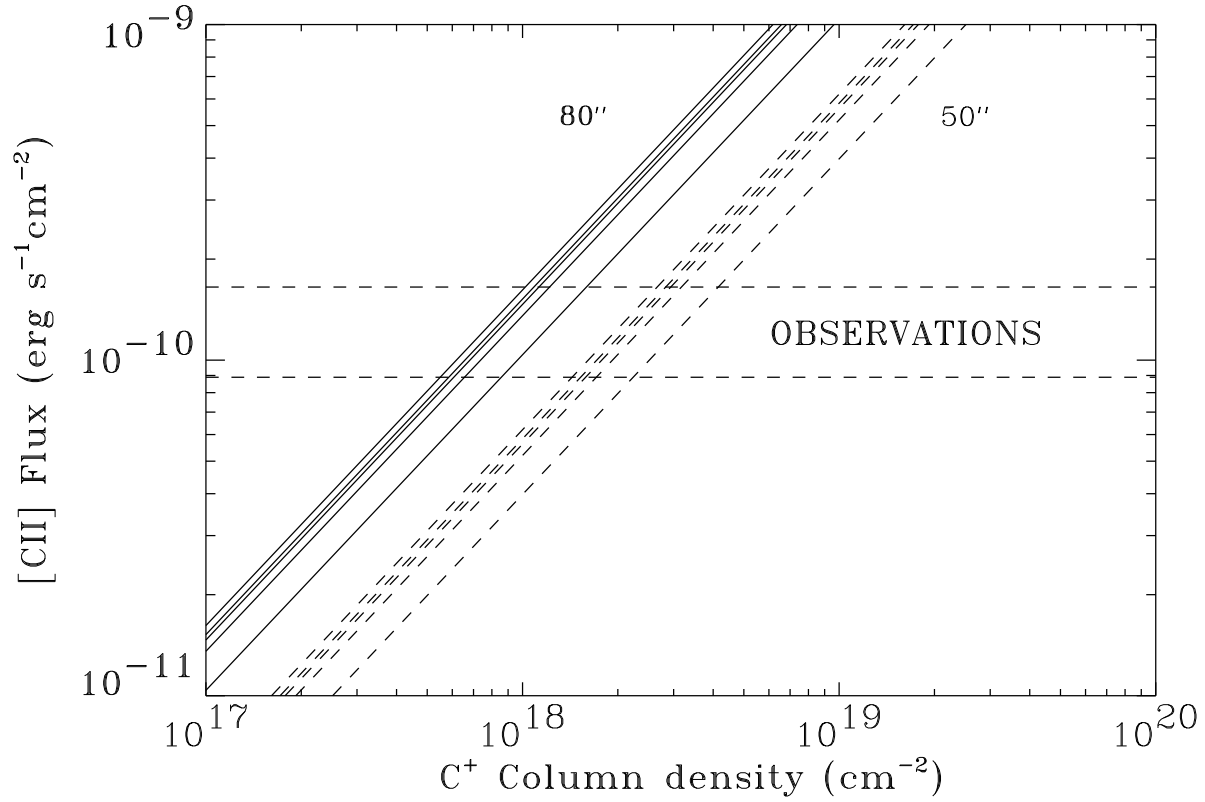


FIG. 8.5 – Flux calculé de la raie [CII] 157.741 μm en fonction de la densité de colonne du C^+ pour une densité de 10^4 cm^{-3} et des températures de 100, 200, 300, 400 et 1000 K (de la droite vers la gauche) pour une extension de la source de 80'' (traits pleins) et une extension de la source de 50'' (traits pointillés). Les lignes horizontales en pointillé représentent l'erreur de $\pm 30\%$ sur le flux donné par les observations ISO LWS en direction de W49N.

$$\epsilon = \frac{(I_{[\text{CII}]158\mu\text{m}} + I_{[\text{OI}]63\mu\text{m}} + I_{[\text{OI}]145\mu\text{m}} + I_{[\text{SiII}]35\mu\text{m}})}{G_0 \times 1.3 \times 10^{-4}} \quad (8.4)$$

où I est l'intensité des raies de refroidissement en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ et G_0 est l'intensité du champ de rayonnement FUV en unité du champ de rayonnement interstellaire moyen (ISRF) de $1.3 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (dite unité de Habing).

Le paramètre ϵ représente la fraction de l'énergie du photon FUV qui est convertie dans le chauffage du gaz. En considérant les limites supérieure (80'') et inférieure (50'') pour l'extension spatiale de l'émission des raies IR, on peut déterminer un domaine de valeurs pour ϵ de $(1.4 - 3.6) \times 10^{-4}$. Néanmoins, en considérant que l'émission des raies IR se produit sur une extension spatiale supérieure à 50'', il en résulte que l'efficacité de chauffage des grains par effet photoélectrique est inférieur à 3.6×10^{-4} .

Cette valeur est relativement basse comparée à celle calculée dans d'autres PDRs, où ϵ est de l'ordre de 3×10^{-3} (voir en table 8.4.3 et la discussion au chapitre 8).

Le chauffage par effet photoélectrique est dominé par les petits grains du MIS (Watson 1972;

Jura 1976). Par conséquent, les PAHs et très petits grains jouent un rôle fondamental dans le chauffage du gaz (Bakes & Tielens 1994). L'efficacité de chauffage par effet photoélectrique dépend de la charge du grain. Une charge importante implique une barrière de Coulomb plus élevée à franchir (c'est-à-dire un potentiel d'ionisation plus grand). Ainsi, une plus petite fraction d'électrons pourra s'échapper du grain et avec une énergie moindre (de Jong 1977). La faible valeur trouvée dans la PDR de W49N implique donc une charge élevée des grains en accord avec un rapport G_0/n relativement grand. On peut vérifier la valeur trouvée ici pour l'efficacité de chauffage par effet photoélectrique avec l'expression analytique établie par Bakes & Tielens 1994:

$$\epsilon = \frac{3 \times 10^{-2}}{1 + 2 \times 10^{-4} G_0 T^{1/2} / n_e} \quad (8.5)$$

Avec un paramètre $G_0 = 10^5$, une densité $n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et une température du gaz dans la PDR de $\sim 100 \text{ K}$, on trouve une efficacité égale à 3.6×10^{-4} compatible avec la valeur trouvée par l'observation. Notons que l'augmentation de la température du gaz réduira cette valeur.

Si l'on suppose que la raie d'émission de C^+ est optiquement mince, le flux observé mesure directement le nombre total d'atomes de C^+ dans le champ de vue et la masse du gaz est donnée par:

$$M_a = \frac{4\pi d^2 \mathcal{F}(C^+) m_H}{\Lambda(C^+) \chi(C^+)} \quad (8.6)$$

où d est la distance galactocentrique, $\Lambda(C^+)$ est le taux de refroidissement dans la raie de C^+ par atome de carbone (en $\text{erg s}^{-1} (\text{atome de carbone})^{-1}$), $\chi(C^+)$ est l'abondance du carbone ionisé par atome d'hydrogène, m_H est la masse de l'atome d'hydrogène ($1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$) et $\mathcal{F}(C^+)$ est le flux observé de la transition [CII] $158 \mu\text{m}$ (en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Le taux de refroidissement par la raie de [CII] à $158 \mu\text{m}$ est fonction de la température et de la densité du gaz atomique. A des températures plus grandes que $\sim 100 \text{ K}$ (ce qui correspond à l'écart en énergie de la raie à $158 \mu\text{m}$), ce taux est approximativement indépendant de la température. De plus, si la densité est plus grande que la densité critique pour cette transition ($n_{cr} \sim 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$), le taux de désexcitation collisionnelle devient plus grand que le taux de désexcitation radiative, et les rapports des niveaux de population sont simplement déterminés par leur poids statistique (approximation ETL), indépendant de la densité. Pour une température moyenne supérieure à 100 K et une densité supérieure à $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $\Lambda(C^+)$ est égal à $\sim 2 \times 10^{-20} \text{ erg s}^{-1} \text{ atome}^{-1}$. On calcule alors une masse du gaz atomique $M_a = 6 \times 10^2 M_\odot$.

La molécule CO possède 4 atouts majeurs qui permettent une bonne estimation de la densité de colonne totale de H_2 :

- une densité critique faible donnant une excitation proche de l'ETL,
- une forte abondance par rapport à H_2 de l'ordre de $\sim 10^{-4}$ permettant une intensité de raie très élevée.

Néanmoins, le choix de la molécule $C^{18}O$ est plus approprié à des densités $n(H_2) > 500 \text{ cm}^{-3}$ lorsque ses transitions sont optiquement minces. D'après nos observations de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule $C^{18}O$, on peut calculer la densité de colonne du gaz moléculaire N_{H_2} dans le même champ de vue que nos observations de $[CII]$ $158 \mu\text{m}$, par la relation (Rohlfs & Wilson 1999):

$$N_{H_2} = 2.65 \times 10^{21} \int T_{MB}(C^{18}O, J = 2 \rightarrow 1) dv \quad (8.7)$$

Ce résultat peut être utilisé afin de déterminer la masse des nuages connaissant leur distance. Le nombre de molécules H_2 peut être converti en masse solaire en le multipliant par le facteur 2.2×10^{-57} , en tenant compte qu'il y a environ 26% de masse en plus dans les autres constituants. On trouve donc une masse moléculaire de $(1 - 2.5) \times 10^4 M_{\odot}$, cohérente avec la valeur de $5 \times 10^4 M_{\odot}$ obtenue grâce aux observations du continuum à $1300 \mu\text{m}$, du $C^{18}O$ ($2 \rightarrow 1$) et du CS ($2 \rightarrow 1$) obtenues dans un faisceau plus grand que $80''$ (Schloerb, Snell & Schwartz 1987; Miyawaki, Hayashi & Hasegawa 1986).

On trouve alors que, entre 2.4% et 6.2% de la masse gazeuse se trouve dans les couches atomiques chaudes des nuages moléculaires chauffés par les étoiles massives récemment formées. Nous reviendrons plus tard sur ce résultat.

8.4 Modélisation et résultats

8.4.1 Modélisation de la PDR

Nous utilisons maintenant le code Monte Carlo décrit au chapitre 3.3 pour lequel nous adoptons l'image d'une couche semi-infinie, statique et plan-parallèle exposée à un champ de rayonnement FUV isotropique dans une configuration vue de face (voir figure 7.2). Nous utilisons dans ce modèle une densité n_{H_2} constante (10^4 cm^{-3}) dans la PDR et un champ de rayonnement FUV égal à 3×10^5 en unité de Habing.

La structure chimique de la PDR dépend des abondances en phase gazeuse des principaux éléments lourds. Nous adoptons les abondances par rapport à l'hydrogène:

- $[C] = 1.4 \times 10^{-4}$ (Cardelli et al. 1996),
- $[O] = 3.2 \times 10^{-4}$ (Meyer, Jura & Cardelli 1998),
- $[PAH] = 4 \times 10^{-7}$ (Désert, Boulanger & Puget 1990).

Les taux de destruction par les photons dépendent du champ de rayonnement FUV incident et de la profondeur du nuage, alors que les taux de destruction par les rayons cosmiques dépendent du taux d'ionisation de l'hydrogène par les rayons cosmiques. Nous adoptons dans ce modèle un taux d'ionisation de l'hydrogène par les rayons cosmiques $\xi = 3 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}$ (van der Tak & van Dishoek 2000).

TAB. 8.2 – Comparaison entre les observations de W49N et les prédictions du modèle de PDR. La borne inférieure (respectivement supérieure) pour les raies de [OI] et [CII] correspond à une extension de source de $80''$ (respectivement $50''$). L'intensité de la raie de CO a été calculée dans le faisceau de $80''$. Les intensités de raies sont en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

	Observations	Modélisation $G_0 = 3 \times 10^5$ et $n_{\text{H}_2} = 10^4$
[OI](63 μm)	(3.1-8.0) 10^{-3}	8.0×10^{-3}
[OI](145 μm)	(4.6-12) 10^{-4}	5.0×10^{-4}
[CII](158 μm)	(1.1-2.8) 10^{-3}	1.4×10^{-3}
[SiII](35 μm)	non observé	1.9×10^{-4}
[CI](609 μm)	2.1×10^{-5}	1.3×10^{-6}
CO(J = 1 \rightarrow 0)	4.6×10^{-7}	5.8×10^{-7}
ϵ	$< 3.6 \times 10^{-4}$	3.0×10^{-4}

Le modèle permet alors de calculer les intensités des principales raies de refroidissement comme [CII] à 158 μm , [OI] à 63 et 145 μm ainsi que les raies de rotation de la molécule CO. L'émission de la raie [SiII] à 35 μm est aussi prédite, car non observée à ce jour. Cette transition pourra être observée avec SIRTF ou SOFIA dans un avenir proche. La transition [CI] à 609 μm fait partie d'un programme d'observations au CSO et au JCMT ainsi que par le satellite SWAS, et les résultats présentés ici sont préliminaires. L'intégration du spectre présenté en figure 8.2 donne une intensité de $109.8 \text{ K km s}^{-1}$ soit $9 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Cela correspond dans le champ de vue du CSO de $15''$ à une intensité intégrée de $2.1 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$. La différence entre cette valeur et celle prédite par le modèle Monte Carlo pourrait être expliquée par la fragmentation de la région HII, permettant au rayonnement UV de pénétrer plus profondément dans les nuages. Néanmoins, l'intensité de la raie du carbone ionisé devrait alors être augmentée, ce qui n'est pas, à priori observé. Une étude plus détaillée de la répartition de cette transition dans le milieu permettrait de déterminer l'homogénéité de cette région. Ce résultat est néanmoins préliminaire et nécessite d'autres observations de la raie de carbone neutre sur un temps d'intégration plus grand avec une meilleure sensibilité. Les résultats du modèle sont comparés aux observations en table 8.2.

8.4.2 Résultats

Au vu du tableau 8.2, la valeur inférieure pour les transition [OI] 145 μm et [CII] 158 μm semble être plus favorable à une extension de source de $80''$. Par contre, la comparaison entre l'observation de la transition [OI] 63 μm et la modélisation tendrait à favoriser une extension plus petite de $50''$. Si l'on suppose une extension de $50''$ pour les raies de refroidissement, les transitions optiquement minces de [OI] 145 μm et [CII] 158 μm sont plus faibles mais cohérentes à un facteur deux près avec les observations. Cette différence, déjà observée par Tielens & Hollenbach (1985b) peut être expliquée par des effets de géométrie et/ou des

propriétés différentes d'extinction des grains. Par exemple, un angle de vue de 60° plutôt qu'une géométrie vue de face affecterait l'intensité des transitions optiquement minces en les augmentant d'un facteur 2 (variation en $1/\cos(\theta)$), sans affecter l'intensité des transitions optiquement épaisses (c'est-à-dire [OI] $63 \mu\text{m}$ et CO $J = 1 \rightarrow 0$). Sinon, une réduction de 20% du rapport entre l'absorption FUV de la poussière et l'extinction visuelle augmenterait la densité de colonne du gaz chaud émetteur de ces raies d'un facteur 2.

La figure 8.6 représente la structure chimique de la PDR modélisée. Les abondances atomiques et moléculaires dépendent fortement de la profondeur dans le nuage et les différentes espèces montrent des pics d'abondance à des endroits différents dans la PDR. Ainsi l'abondance de carbone ionisé décroît lorsque l'on rentre dans la PDR car le flux FUV responsable de l'ionisation du carbone est fortement atténué. L'abondance de CO augmente jusqu'à ce que presque tout le carbone soit sous forme de CO en raison de l'écrantage des molécules CO au coeur des PDRs.

La figure 8.7 représente l'évolution de la température du gaz en fonction de la distance dans la PDR. La température du gaz proche de la surface croît initialement d'une température de $T \sim 280 \text{ K}$ jusqu'à atteindre une $T \sim 360 \text{ K}$ à $A_v \sim 1.5$. Ce pic de température dépend en fait de la réduction de la charge du grain avec la profondeur dans le nuage et de l'augmentation de la profondeur optique de la principale raie de refroidissement, [OI] $63 \mu\text{m}$. Dès que les grains sont majoritairement neutres, profondément dans le nuage, l'atténuation du champ de rayonnement FUV tend à faire décroître l'effet photoélectrique, et donc la température. Le profil de température prédit ici est en accord avec la température moyenne calculée à l'aide du modèle LVG, c'est-à-dire entre 250 K et 350 K (voir la figure 8.4 avec une densité de 10^4 cm^{-3}).

Grâce au schéma 8.6 de variation des abondances, on peut déterminer les densités de colonne prédites par le modèle Monte-Carlo. Ainsi, dans les couches externes chaudes ($\geq 100 \text{ K}$) on a:

$$- N(\text{C}^+) = 7.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$$

En intégrant jusqu'à une extinction visuelle de 10 magnitudes, on a:

$$- N(\text{O}) = 4.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$$

$$- N(\text{OH}) = 3.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$$

$$- N(\text{C}) = 5.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$$

Il convient de remarquer que les densités de colonne d'oxygène atomique et de carbone ionisé calculés grâce au modèle Monte Carlo est en excellent accord avec les estimations faites au moyen d'un modèle LVG plus simple.

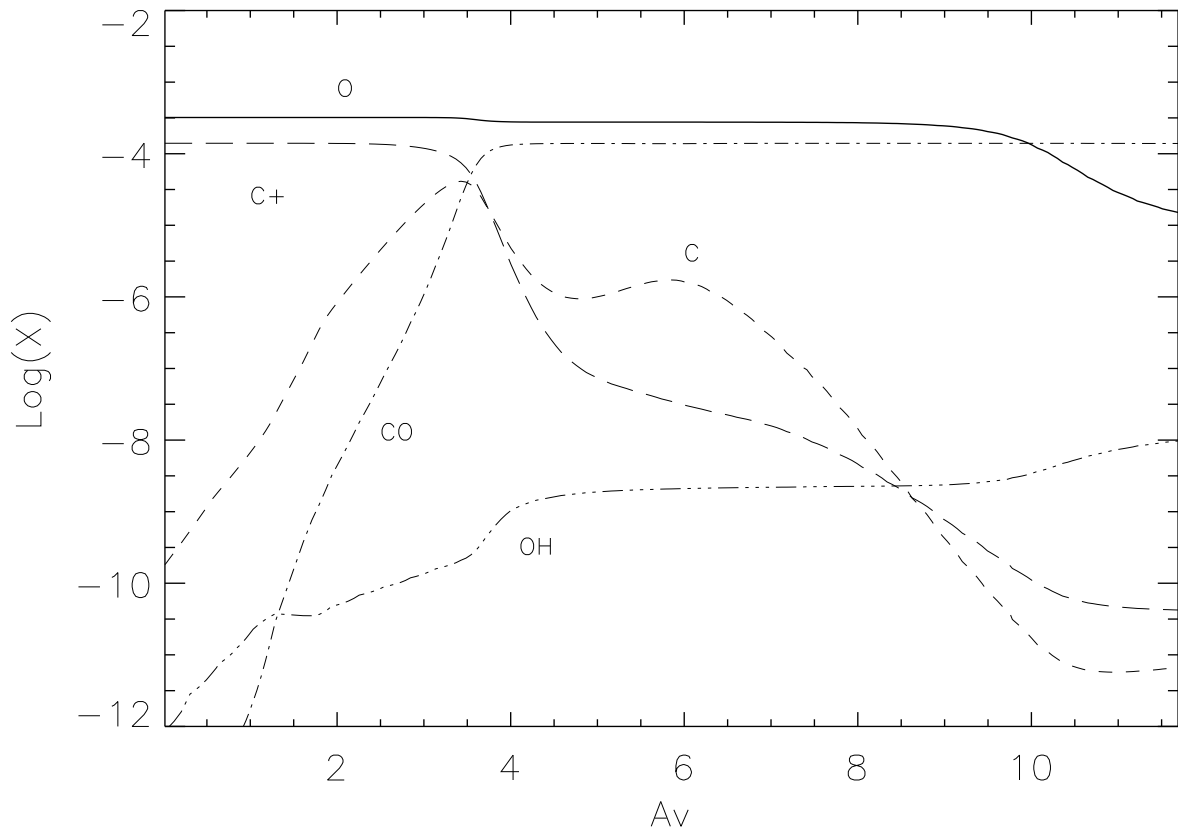


FIG. 8.6 – Abondances des éléments O, C⁺, C, CO et OH par rapport à l'hydrogène en fonction de la profondeur dans le nuage paramétrée par l'extinction visuelle A_V , pour une densité de 10^4 cm^{-3} et un $G_0 = 3 \times 10^5$.

8.4.3 Comparaison avec d'autres PDRs

Il est intéressant de comparer les paramètres déterminés pour la PDR de W49N avec d'autres PDRs associées :

- avec des régions HII (30 Doradus, M17, M42),
- avec des nébuleuses par réflexion (NGC 2068, NGC 7023, NGC 2023),
- avec une nébuleuse planétaire (NGC 7027),
- au noyau d'une galaxie à flambée d'étoiles (M82),
- au noyau de notre Galaxie.

Le tableau 8.4.3 résume les flux observés des raies [OI] $63 \mu\text{m}$, [OI] $145 \mu\text{m}$, [CII] $158 \mu\text{m}$, CO ($1 \rightarrow 0$), l'intensité du continuum FIR intégré et le champ de rayonnement UV paramétré par G_0 . La figure 8.8 présente les différentes PDRs dans un diagramme déjà présenté au chapitre 5. Les densités varient entre 10^2 et 10^6 et le paramètre G_0 varie entre 10^2 et 10^6 . Les différentes sources se placent dans des conditions raisonnables de densité et de flux incident FUV excepté la nébuleuse par réflexion NGC 2028 dans le coin supérieur gauche du graphe.

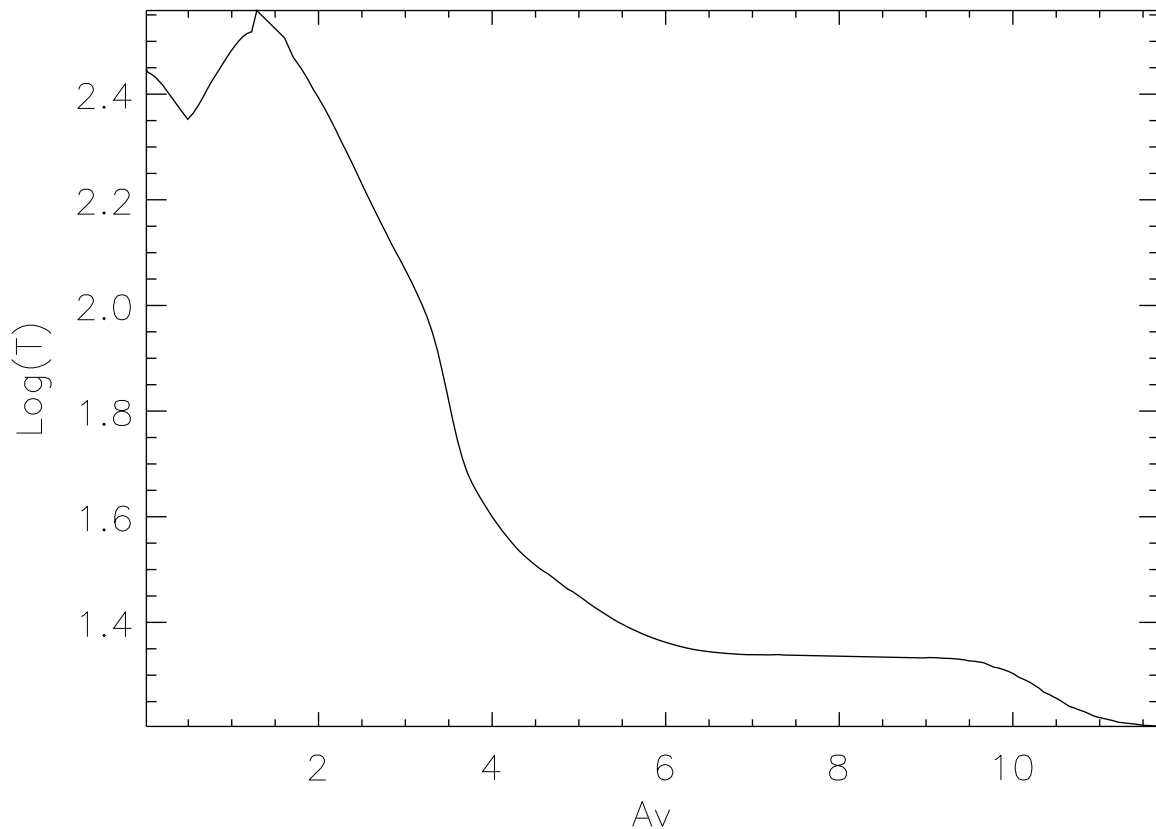


FIG. 8.7 – Profil thermique en fonction de la profondeur dans le nuage paramétrée par l’extinction visuelle A_V , pour une densité de 10^4 cm^{-3} et un $G_0 = 3 \times 10^5$.

Cette particularité peut être expliquée par le fait que la transition à $63 \mu\text{m}$ est fortement optiquement épaisse. Il en résulte une augmentation du rapport $[\text{CII}] 158 \mu\text{m}/[\text{OI}] 63 \mu\text{m}$ et une diminution du rapport $[\text{OI}] 63 \mu\text{m}/[\text{OI}] 145 \mu\text{m}$.

Le rapport que nous avons calculé entre la masse du gaz atomique et la masse du gaz moléculaire entre 2% et 6% peut être comparé à la valeur de 16% pour le nuage moléculaire d’Orion (OMC-1) et pour le centre galactique (Wolfire, Tielens & Hollenbach 1990), et 40% pour 30 Doradus qui est la région de formation d’étoiles la plus lumineuse et la plus massive du grand nuage de Magellan (LMC) (Poglitsch et al. 1995). Ce rapport atteint 10% dans la région centrale ($< 300 \text{ pc}$) de la galaxie à flambée d’étoiles M82 (Wolfire, Tielens & Hollenbach 1990), 20% pour la nébuleuse par réflexion NGC 2023 et 30% pour la nébuleuse planétaire NGC 7027 (Hollenbach & Tielens 1999). Il est particulièrement intéressant de pouvoir comparer W49N à Orion car ces deux objets sont particulièrement massifs et lumineux dans notre Galaxie. Ils sont à environ la même distance galactocentrique et sont par conséquent exposés à des conditions physiques externes très similaires. Leurs éventuelles différences pourraient alors refléter des étapes différentes de leur évolution. La masse du gaz moléculaire dans

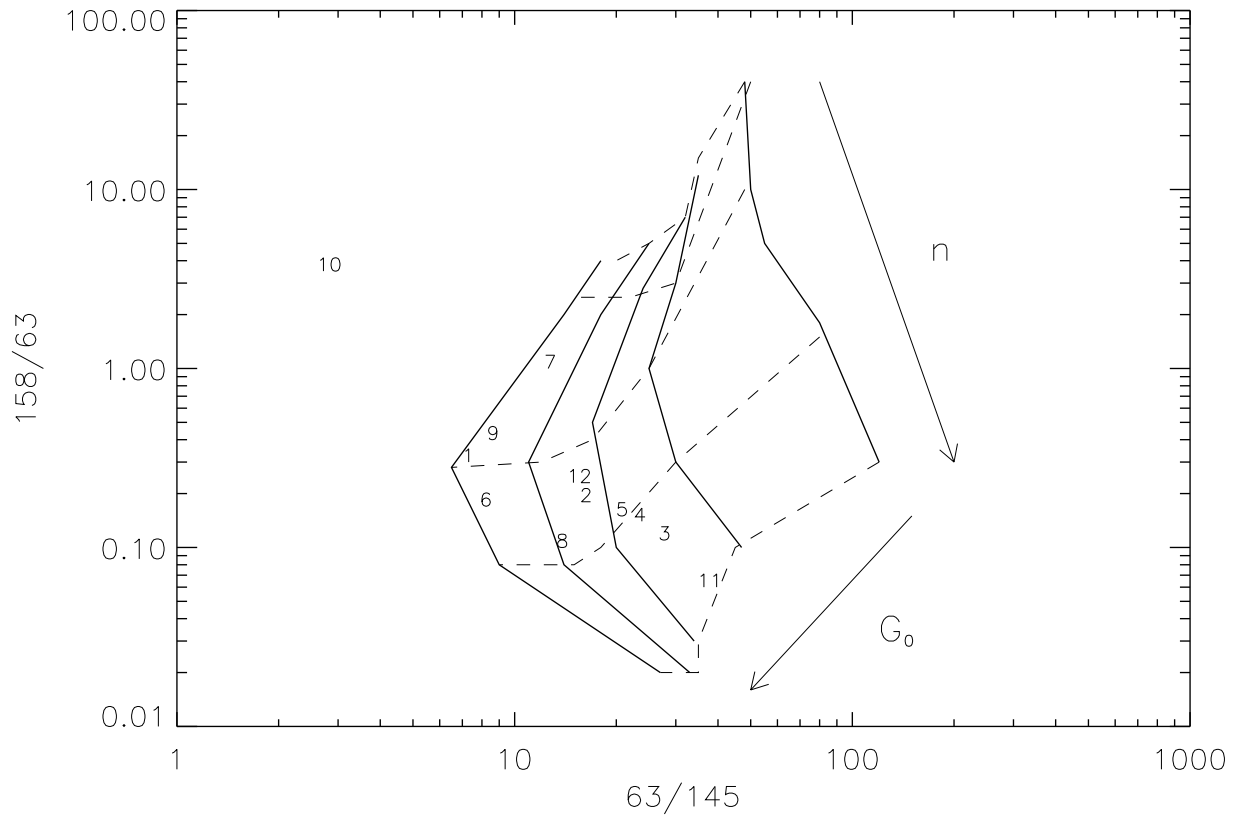


FIG. 8.8 – Diagramme du rapport $[CII] 158 \mu m/[OI] 63 \mu m$ en fonction du rapport $[OI] 63 \mu m/[OI] 145 \mu m$ pour différentes valeurs de densité $[10^2 \text{ cm}^{-2}-10^6 \text{ cm}^{-2}]$ et $G_0 [10^2-10^6]$ en utilisant le modèle de Wolfire, Tielens & Hollenbach (1990). Les chiffres font référence à la notation de la dernière colonne de la table 8.4.3.

le coeur dense d'Orion (OMC-1) est de l'ordre de $250 M_{\odot}$ soit 100 fois plus petite que celle calculée précédemment dans W49N (Wolfire, Tielens & Hollenbach 1990; de Pree et al. 1997). Le nombre total de photons Lyman du continuum est 10 fois plus élevé dans W49N que dans Orion bien que la masse de gaz ionisé soit 6 fois plus grande dans Orion que dans W49N (Churchwell & Goss 1999; de Pree et al. 1997). Cela peut venir du fait que les étoiles de type O récemment formées dans W49N viennent juste de commencer à creuser leur environnement proche. Le nuage d'Orion est un exemple classique de formation stellaire séquentielle où les vents stellaires et les explosions de supernovae de la première génération d'étoiles déclenchent la formation stellaire de la génération suivante (Elmegreen & Lada 1977). Le fait que la formation et les effets dynamiques des étoiles massives puissent donner lieu à une nouvelle séquence de formation stellaire a entraîné le concept de formation stellaire séquentielle ébauchée en figure 8.9. L'existence de chaînes d'étoiles de type O dont la plus vieille se trouve en fin de chaîne et la plus jeune au début de chaîne est une preuve manifeste de ce processus.

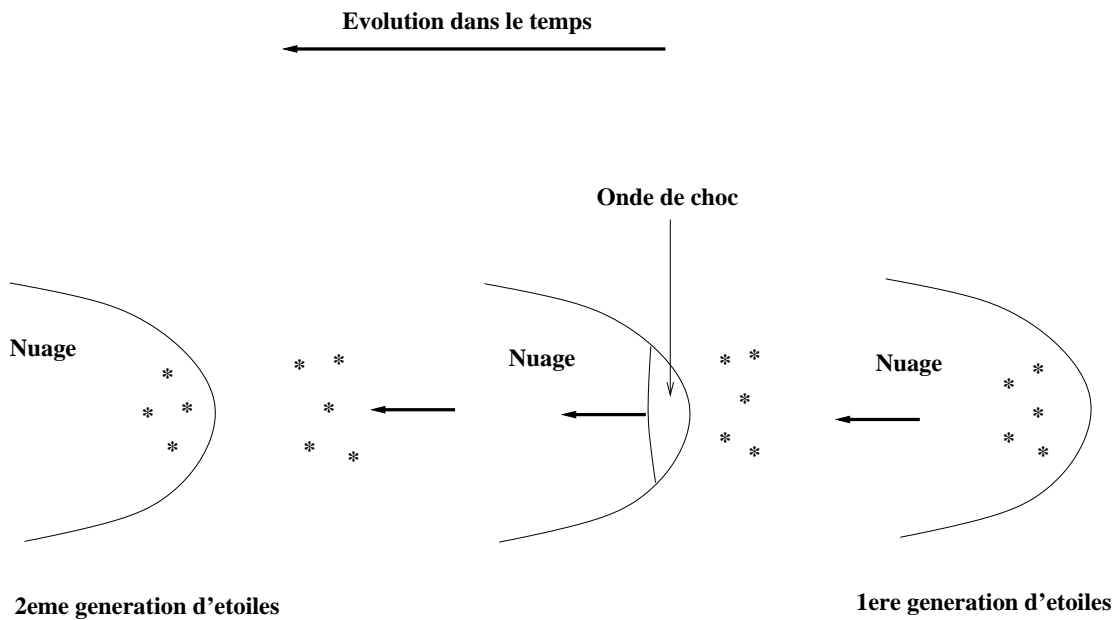


FIG. 8.9 – *Schéma de formation stellaire séquentielle.*

W49N semble être dans les premières étapes de formation stellaire séquentielle: la première génération d'étoiles massives vient juste de se former, amorcée par la collision de deux nuages moléculaires géants. Finalement, cette source semble être l'une des plus massives et plus jeunes (voire la plus jeune et la plus massive) régions de formation d'étoiles de la Galaxie dans laquelle les nuages moléculaires environnants n'ont pas encore été dispersés par les protoétoiles massives récemment formées, enfouies dans leur cocon.

Tab. 8.3 – Comparaison entre la PDR de W49N et d'autres sources. Les intensités des raies sont en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

Sources	Distance (kpc)	I(63) 10^{-4}	I(145) 10^{-4}	I(158) 10^{-4}	I(CO(1-0)) 10^{-7}	I(FIR)	Log(G_0)	ϵ 10^{-4}	Ref.
W49N	11.4	31-80	4.6-12	11-28	4.6	33.5	5.5	1.4-3.6	1
NGC 2023	0.48	36	2.3	6.8	1.5	1.1	4.2	41	2
NGC 7027	1.1	1200	45	130	3.1	60	5.7	23	3
M82	3300	120	5.3	17	2.7	50	4.7	33	4
Orion Bar	0.47	400	20	60	4	5	4.6	110	5
M17 SW	2.5	150	19	26	7	6.7	4.7	47	6
30 Doradus	49	4.9	0.4	5	0.1	0.6	3.7	17	7
M42	0.47	400-600	30-60	40-70	5.8	12	5	25	8
NGC 7023	0.43	7.5	0.9	2.8	0.6	0.6	3.7	19	9
NGC 2068	0.48	2.3	0.9	8.1	1.1	0.3	3.4	39	10
GC 1	8.1	240	6.9	15	2.2-3.0	48	5.6	9.5	11
GC 2	8.1	40	2.8	8.3	2.2-3.0	17	5.1	4	12

1) Cette étude. 2) Steiman-Cameron 1997; Milman et al. 1975. 3) Telesco and Harper 1977; Ellis and Werner 1984; Burton, Hollenbach and Tielens 1990. 4) Telesco and Harper 1980; Stacey et al. 1991; Wolfire, Tielens & Hollenbach 1990. 5) Tauber et al. 1994. 6) Meixner et al. 1992. 7) Stacey et al. 1991, Poglitsch et al. 1995. 8) Crawford et al. 1985; Wolfire, Tielens & Hollenbach 1990. 9) Chokshi et al. 1988, Fuente et al. 2000. 10) Milman et al. 1975; Young Owl et al. (en préparation). 11 et 12) décalage de $\Delta b = 0$, $\Delta l = 20''$ pour la position 1, et $\Delta b = 0$, $\Delta l = 80''$ pour la position 2, par rapport à la position initiale $\alpha_{2000} = 17^{\text{h}}44^{\text{m}}25.52^{\text{s}}$ et $\delta_{2000} = 28^{\circ}58'1.7''$ (Wolfire, Tielens & Hollenbach 1990).

Conclusion et perspectives

Au cours de ce travail nous avons étudié différentes phases du milieu interstellaire dans lesquelles se forment l'oxygène, le carbone et leur principaux porteurs (O, CO, C⁺, C). Ces différentes phases sont les régions de photodissociation et les nuages moléculaires dans lesquels les processus de formation stellaire ne se sont pas encore déclenchés. Chacun de ces nuages présent sur la ligne de visée de certaines régions HII compactes peut globalement être représenté par un coeur moléculaire entouré d'une région de photo-dissociation.

Ce travail a présenté l'évolution de la méthode utilisée afin de caractériser la composition en oxygène de nuages moléculaires notamment en direction de deux régions HII spectaculaires, W49N et Sagittarius B2. Ces sources ont la particularité de présenter une forte absorption dans la transition fondamentale de l'oxygène atomique à 63 μm . L'oxygène atomique est présent dans les couches les plus externes jusqu'au coeur des nuages moléculaires. L'objectif de ce travail a alors été de déterminer la part de l'absorption par l'oxygène atomique présent dans ces deux couches.

Cette étude a permis de calculer un rapport O/CO dans le coeur moléculaire de ces nuages plus grand comparé à la valeur théorique prédite par les modèles. Il en résulte que, dans ces nuages moléculaires, l'oxygène est majoritairement sous forme d'oxygène atomique. Malheureusement, le manque d'information concernant la quantité de carbone atomique et de glaces de CO et CO₂ dans ces nuages ne nous permet pas, à ce jour, de déterminer de manière précise le facteur de déplétion du carbone par rapport à l'abondance cosmique dans ces nuages.

Une des régions HII présentées au chapitre III.4, a été l'objet d'une étude prenant en compte les transitions dans l'infrarouge lointain observées en s'affranchissant de l'absorption présente sur la ligne de visée. Les caractéristiques de cette source en font l'une des régions de formation d'étoiles les plus massives, les plus lumineuses et les plus jeunes observées à ce jour. L'étude des relations entre matière et étoiles massives dans des régions où la formation stellaire est très active devrait nous permettre de mieux comprendre le processus par lequel des étoiles déjà formées provoquent la formation de nouvelles générations d'étoiles, et finissent par dissocier et disperser les nuages où naissent les étoiles. Les observations à venir nous aiderons à mieux comprendre les mécanismes de formation et d'évolution de ce type de régions.

Les modèles actuels de la chimie de l'oxygène ne permettent pas d'expliquer totalement les observations acquises par les satellites SWAS et ISO des principaux porteurs de l'oxygène. Les

contraintes apportées par ces observations représentent un défi pour les théoriciens. Pourquoi les modèles prédisent de larges abondances de O_2 et H_2O dans les nuages moléculaires? Où se trouve l'oxygène dans ces nuages ainsi que dans les régions de formation d'étoiles de faible et de grande masse? Les modèles chimiques à venir doivent pouvoir reproduire:

- les abondances d'eau et oxygène moléculaire très petites observées avec SWAS,
- les abondances de glaces d'eau mesurées avec ISO,
- les abondances des principales molécules porteuses d'oxygène observées avec les télescopes au sol,
- les variations observées dans des environnements différents comme des coeurs moléculaires, ainsi que des complexes de formation d'étoiles plus ou moins massives.

Une étude prenant en compte les données observationnelles est nécessaire mais il apparaît indispensable d'acquérir de nouvelles observations avec une meilleure résolution spectrale et spatiale.

Au fil des ans, l'astronomie infrarouge est devenu un domaine d'étude privilégié en raison des avancées technologiques importantes. La communauté scientifique est alors devenue de plus en plus exigeante sur la résolution des instruments élaborés. Les données, à l'époque révolutionnaires, acquises par IRAS ont laissé place aux données ISO, abondantes mais encore une fois limitées en résolution spatiale et spectrale. La troisième génération de satellites infrarouge et submillimétrique est attendue avec le lancement en 2002 de SIRTIF suivi en 2007 de Herschel. Ce satellite regroupe trois instruments (HIFI, PACS et SPIRE) qui auront une sensibilité de 10 à 100 fois supérieure à celle d'ISO et couvriront le domaine spectral entre $60 \mu\text{m}$ et $670 \mu\text{m}$. Ces données très attendues auront une très bonne résolution spectrale et seront complétées grâce aux vols de l'observatoire stratosphérique SOFIA à partir de 2006 et à la construction des premières antennes de l'interféromètre ALMA (2005).

Annexe A: Un peu de transfert...

Annexe A

Modélisation

Sommaire

A.1 Transfert radiatif	149
A.2 Les modèles LVG	155
A.3 Les modèles Monte Carlo	156

A.1 Transfert radiatif

Environ 99% de la masse des nuages moléculaires est composée d'hydrogène moléculaire et d'hélium, ce qui les rend quasiment inaccessibles à l'observation directe. Pour cette raison, la méthode traditionnelle utilisée afin de déterminer les propriétés physiques élémentaires dans de tels objets comme la taille, la masse et la température est l'observation spectroscopique de molécules plus rares mais présentes à l'état de traces. C'est le cas du monoxyde de carbone (CO), 10000 fois moins abondant que la principale composante en masse, l'hydrogène moléculaire (H₂). L'une des premières méthodes à avoir été utilisée était basée sur l'approximation de l'équilibre thermodynamique local (ETL). Cet équilibre est atteint lorsque les collisions dominent dans le milieu, c'est à dire pour une densité très supérieure à la densité critique. La densité critique de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule CO est de 3000 cm^{-3} pour une opacité de 1. Or cette transition est généralement optiquement épaisse¹ en direction de nuages moléculaire, réduisant la densité critique proportionnellement à cette opacité (une opacité de 10 entraîne une densité critique de $\sim 300 \text{ cm}^{-3}$). L'ETL est alors facilement atteint.

Le transfert de rayonnement dans le MIS peut être décrit par l'équation de transfert radiatif:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu + j_\nu \quad (\text{A.1})$$

où $\frac{dI_\nu}{ds}$ représente la variation d'intensité I_ν à la fréquence ν à travers une couche d'épaisseur s . Elle dépend du coefficient d'absorption α_ν et du coefficient d'émission j_ν . j_ν représente

1. Un milieu est dit optiquement épais s'il est très absorbant, soit parce que de grande épaisseur optique, soit parce que son coefficient d'absorption est très grand. Cette définition est valable lorsque l'on a une profondeur optique très supérieure à 1.

l'énergie par transition ($h\nu$) multipliée par une fonction mesurant la variation de la population du niveau supérieur en fonction de la fréquence ($\frac{dn_u}{d\nu}$) multipliée par la probabilité de passage spontané du niveau supérieur au niveau inférieur (c'est à dire le coefficient d'Einstein A_{ul}) divisée par 4π stéradians (dans tout l'espace) :

$$j_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \frac{dn_u}{d\nu} A_{ul} \quad (\text{A.2})$$

De la même manière le coefficient d'absorption est défini par:

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{c} \left(\frac{dn_l}{d\nu} B_{lu} - \frac{dn_u}{d\nu} B_{ul} \right) \quad (\text{A.3})$$

Afin de résoudre cette équation, on définit l'opacité τ telle que:

$$d\tau = \alpha_\nu ds \quad (\text{A.4})$$

et la fonction source par :

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \quad (\text{A.5})$$

On a alors :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (\text{A.6})$$

relation équivalente à :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} e^\tau + I_\nu e^\tau = S_\nu e^\tau \quad (\text{A.7})$$

puis :

$$\frac{d}{d\tau_\nu} (I_\nu e^\tau) = S_\nu e^\tau \quad (\text{A.8})$$

On intègre cette équation entre 0 et τ_ν :

$$\int_0^{\tau_\nu} \frac{d}{d\tau_\nu} (I_\nu e^\tau) d\tau_\nu = \int_0^{\tau_\nu} S_\nu e^\tau d\tau_\nu \quad (\text{A.9})$$

Si l'on suppose que la fonction source est constante, on trouve alors :

$$I_\nu = S_\nu + e^{-\tau} (I_{\nu_0} - S_\nu) \quad (\text{A.10})$$

Dans cette équation, I_{ν_0} représente généralement le fond cosmologique (CMB) à 2.7 K. L'intensité émise par une source observée par un télescope est couplée au CMB. Afin de comparer l'intensité du signal observé avec le résultat obtenu en l'absence d'un milieu intervenant, on a :

$$I_{\nu_{obs}} = I_\nu - I_{\nu_0} = (S_\nu - I_{\nu_0})(1 - e^{-\tau}) \quad (\text{A.11})$$

La principale restriction à cette formulation est la supposition que la fonction source ne varie pas en fonction de τ , c'est à dire qu'elle ne varie pas à travers le nuage. La fonction source peut s'écrire comme :

$$S_\nu = \frac{\frac{h\nu}{4\pi} \frac{dn_u}{d\nu} A_{ul}}{\frac{h\nu}{c} \left(\frac{dn_l}{d\nu} B_{lu} - \frac{dn_u}{d\nu} B_{ul} \right)} \quad (\text{A.12})$$

Les coefficients d'Einstein B obéissent à la relation :

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (\text{A.13})$$

Il existe néanmoins deux manières de définir les coefficients B. Si l'on considère que l'émission est due à l'intensité de rayonnement local on a :

$$A_{ul} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ul} \quad (\text{A.14})$$

Si l'on considère que l'émission est due à la densité d'énergie, alors :

$$A_{ul} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ul} \quad (\text{A.15})$$

En considérant les probabilités de transition en fonction de la densité d'énergie on trouve :

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{g_u}{g_l} \frac{dn_l}{d\nu} \frac{d\nu}{dn_u} - 1 \right)^{-1} \quad (\text{A.16})$$

On définit la température d'excitation T_{ex} par :

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}} \quad (\text{A.17})$$

La fonction source est donc simplifiée par :

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1 \right)^{-1} \quad (\text{A.18})$$

L'intensité du rayonnement à la fréquence ν observée par un télescope est alors donnée par :

$$I_{obs} = (I(T_{ex}) - I(T_{CMB}))(1 - e^{-\tau}) \quad (\text{A.19})$$

où T_{ex} est la température d'excitation dans le nuage (supposée constante) et T_{CMB} est la température du bruit de fond cosmologique. A la limite Rayleigh-Jeans (c'est à dire $\frac{T_0}{T} \ll 1$ où $T_0 = h\nu/k$),

$$I_{obs} = \frac{2kT_a}{\lambda^2} \quad (\text{A.20})$$

et on définit la température de brillance T_b comme étant la température d'un corps noir émettant dans les conditions Rayleigh-Jeans. L'équation A.19 devient alors :

$$T_a = T_0 \left(\frac{1}{e^{T_0/T_{ex}} - 1} - \frac{1}{e^{T_0/2.7} - 1} \right) (1 - e^{-\tau}) \quad (\text{A.21})$$

On peut aussi exprimer l'opacité d'une raie en fonction de la densité de colonne et de la température d'excitation, supposée constante sur la ligne de visée. En combinant les équations A.3 et A.4 on obtient l'opacité dans la raie à une profondeur z dans le nuage :

$$\tau_{ul}(z) = \frac{A_{ul} c^3}{8\pi\nu_{ul}^3 \Delta\nu} \int_0^z n_u \left(\frac{n_l g_u}{n_u g_l} - 1 \right) dz' \quad (\text{A.22})$$

où Δv (en km s^{-1}) est la largeur à mi-hauteur de la raie observée. En intégrant sur la ligne de visée, on obtient :

$$\tau = \frac{g_u}{g_l} \frac{c^2}{8\pi\nu^2\Delta\nu} A_{ul} N_l \left(1 - e^{-h\nu/kT_{ex}}\right) \quad (\text{A.23})$$

où $\Delta\nu$ (en Hz) est la largeur à mi-hauteur de la raie observée.

Lorsque le taux de collisions entre les molécules du nuage est très élevé, la température d'excitation sera approximativement égale à la température cinétique. En choisissant une densité de colonne telle que $\tau \gg 1$ au centre de la raie, la raie sature et la température d'antenne au centre de cette raie devient constante. A $T_{ex} = 20$ K, pour la molécule ^{12}CO , on a $T_a = 16.5$ K pour la transition $1 \rightarrow 0$ et $T_a = 14.8$ K pour la transition $2 \rightarrow 1$.

La largeur d'une raie est principalement déterminée par le mouvement aléatoire des molécules dans le gaz. La distribution en vitesse de ce mouvement étant thermique, il y aura moins de molécules lorsque l'on se trouve loin du centre de la raie.

La figure A.1 présente les profils de raie des transitions $1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ de la molécule CO pour une température d'excitation de 20 K, une largeur de raie de 1 km s^{-1} et une opacité de 10 au centre de la raie.

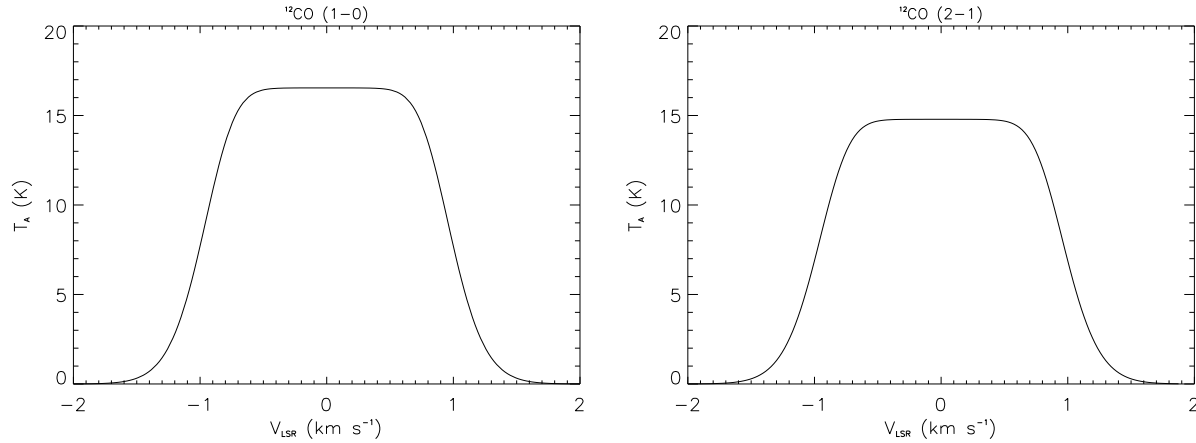


FIG. A.1 – Profils des transitions $1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ de la molécule CO à $T_{ex} = 20$ K, $\Delta v = 1 \text{ km s}^{-1}$ et $\tau \gg 1$ au centre de la raie.

L'opacité peut être reliée à la *densité de colonne* $N(\text{CO})$. L'introduction de cette grandeur vient du fait que l'information fournie par les observations est une information à deux dimensions. Les spectres obtenus sont intégrés sur la ligne de visée et projetés sur le plan du ciel. Ainsi, la densité de colonne représente la densité projetée sur le plan du ciel. Elle s'exprime en nombre de particules par cm^2 . Par exemple, comme le montre la figure A.2, l'observateur A traverse une longueur de 5 cm et voit donc une densité de colonne de 10 cm^{-2} , tandis que l'observateur B, traversant une longueur plus grande mesure une densité de colonne de 16 cm^{-2} .

Malheureusement, les raies de l'isotope le plus abondant $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ semblent être souvent optiquement épaisses, rendant impossible le calcul de $N(\text{CO})$. Néanmoins une analyse des

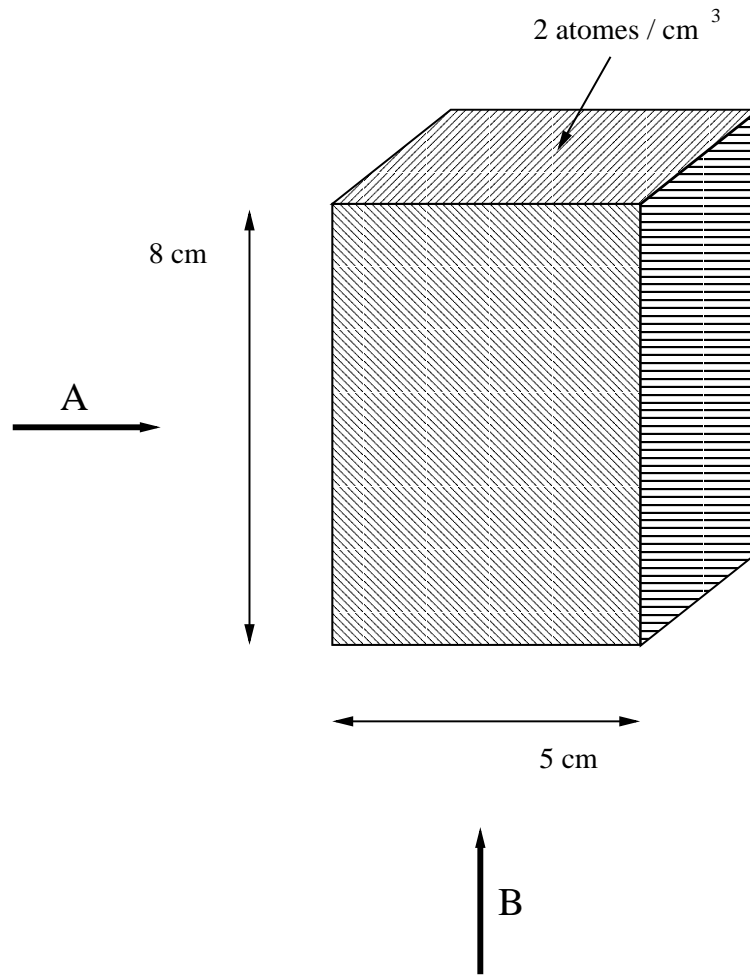


FIG. A.2 – Illustration de la grandeur physique densité de colonne par un exemple (voir le texte).

isotopes moins abondants est possible sous certaines conditions (dans le cadre de l'ETL) :

- La température d'excitation de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ des molécules sur la ligne de visée est uniforme.
- Les différents isotopes ont la même température d'excitation. Celle-ci est généralement égale à la température cinétique.
- La transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ est très optiquement épaisse ($\tau \gg 1$).
- La transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ est très optiquement mince ($\tau \ll 1$).
- Les molécules ^{13}CO et ^{12}CO sont émises dans le même milieu uniforme.

On détermine généralement la température d'excitation à l'aide de la température d'antenne de la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécule $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (voir équation A.21), corrigée de l'efficacité du télescope :

$$T_{ex} = \frac{5.5}{\ln \left(1 + \frac{5.5}{T_a + 0.82} \right)} \quad (\text{A.24})$$

L'opacité est donc définie par :

$$\tau = -\ln \left[1 - \frac{T_a}{T_0} \left[\frac{1}{e^{5.5/T_{ex}} - 1} - 0.15 \right]^{-1} \right] \quad (\text{A.25})$$

La fraction de la population totale dans un état J est donnée par :

$$\frac{n(J)}{n(\text{total})} = \frac{(2J+1)}{Z(T)} \times \exp \left[-\frac{E_J}{kT} \right] \quad (\text{A.26})$$

où Z est la fonction de partition, définie par :

$$Z = \sum_{i=1}^{\infty} g_i \exp \left(-\frac{E_i}{kT} \right) \quad (\text{A.27})$$

E_i représente l'énergie du niveau i tel que :

$$E_i = i(i+1) \frac{\hbar^2}{2I} \quad (\text{A.28})$$

où I est le moment d'inertie de la molécule. Pour les niveaux rotationnels d'une molécule diatomique, on a $Z(T) \sim kT/hB$ où B est la constante rotationnelle de la molécule telle que :

$$B = \frac{\hbar^2}{2I} \quad (\text{A.29})$$

On a donc :

$$E_i = i(i+1)B \quad (\text{A.30})$$

Pour la molécule CO (respectivement ^{13}CO), on a $B_{CO}/k = 2.76$ K (respectivement 2.65 K). On peut alors calculer la densité de colonne totale de la molécule ^{13}CO grâce aux transitions $J = 1 \rightarrow 0$ des molécules CO et ^{13}CO :

$$N(^{13}\text{CO})_{\text{total}} = 2.60 \times 10^{14} \frac{T \int \tau_{13}(v) dv}{1 - \exp(-5.3/T)} \quad (\text{A.31})$$

De même, en utilisant la transition $J = 2 \rightarrow 1$,

$$N(^{13}\text{CO})_{\text{total}} = 1.51 \times 10^{14} \frac{T \exp(5.3/T) \int \tau_{13}(v) dv}{1 - \exp(-10.6/T)} \quad (\text{A.32})$$

Le rapport d'abondance isotopique $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ (~ 60 ; Wannier 1980) permet finalement de déterminer la densité de colonne de CO.

Cette méthode très simpliste ne traite correctement ni le transfert ni l'extinction dans les raies de CO.

A.2 Les modèles LVG

Une solution à ce problème est donnée par l'approximation de Sobolev, appelée encore *formalisme de la probabilité d'échappement*. L'observation des raies moléculaires du milieu interstellaire a montré que leur largeur, variant de quelques km s^{-1} à plusieurs dizaines de km s^{-1} , est bien supérieure à l'élargissement attendu par agitation thermique. Ainsi pour la molécule CO, la dispersion due à l'agitation thermique est, à une température de 30 K, de 0.17 km s^{-1} ($\sqrt{2kT/m}$). L'élargissement observé peut alors être expliqué par la présence à grande échelle d'un gradient de vitesse dans tout le nuage observé. Considérons un nuage moléculaire en effondrement ou en expansion. On observe en direction de ce nuage de rayon R et de vitesse d'effondrement (ou d'expansion) V au bord du nuage. On suppose le gradient de vitesse caractérisant le nuage moléculaire tel que:

$$\frac{dv}{dr} = \frac{V}{R} \quad (\text{A.33})$$

Les photons émis en un point du nuage ne peuvent être absorbés qu'à moins de la distance $d \sim v_t R/V$, où v_t est la vitesse thermique des molécules.

Si le gradient de vitesse est grand devant la largeur de la raie en chaque point (largeur due à l'agitation thermique et à la micro-turbulence), alors par effet Doppler, chaque petit fragment de nuage sur la ligne de visée sera découplé des autres du point de vue radiatif. Un photon émis dans une raie subit, du fait de la vitesse de l'émetteur, un décalage Doppler en fréquence. Si ce décalage est trop important, il ne pourra plus être absorbé par une autre particule à un autre point du nuage et s'échappera de celui-ci. Cette hypothèse de gradient de vitesse est appelé LVG pour Large Velocity Gradient (voir par exemple Sobolev 1960; Scoville and Solomon 1974; Castets et al. 1990). Ces modèles LVG permettent de déterminer une valeur de la densité de H_2 et l'abondance de la molécule CO par unité de gradient de vitesse ($X(\text{CO})/(dV/dr)$), à travers l'observation d'au moins deux transitions de cette molécule. Le gradient de vitesse est généralement déterminé comme étant le rapport entre la largeur observée de la raie et la taille du nuage. Si l'on multiplie $n(\text{H}_2)$ par $X(\text{CO})/(dV/dr)$, on obtient la densité de CO (en cm^{-3}) par unité de gradient de vitesse. On peut alors déterminer la densité de colonne de CO en multipliant cette dernière valeur par la largeur de raie observée et en intégrant le long de la ligne de visée.

On introduit un facteur multiplicatif local (β) qui décrit la probabilité que le photon a de s'échapper du nuage après avoir été généré. En utilisant le formalisme de de Jong et al. (1980) et Tielens & Hollenbach (1985a), le taux de refroidissement dû à la transition du niveau i au niveau j est :

$$\Lambda_{ij} = n_i A_{ij} h \nu_{ij} \beta(\tau) \left(1 - \frac{P_{ij}}{S_{ij}} \right) \quad (\text{A.34})$$

où n_i est la densité de population dans le niveau i , A_{ij} est la probabilité d'émission spontanée, $\beta(\tau)$ est la probabilité que le photon a de s'échapper d'un milieu d'opacité τ , S_{ij} est la fonction source de la raie, et P_{ij} est le champ de rayonnement en arrière plan. Ce dernier terme prend

en compte le CMB à 2.7 K et l'émission IR de la poussière. Le paramètre β est approximé (de Jong et al. 1980) dans le cas d'un nuage plan-parallèle par :

$$\beta(\tau) = \frac{1 - \exp(-2.34\tau)}{4.68\tau} \quad \text{pour } \tau < 7, \quad (\text{A.35})$$

$$\beta(\tau) = \frac{1}{4\tau \left(\ln \left(\frac{\tau}{\sqrt{\pi}} \right) \right)^{0.5}} \quad \text{pour } \tau \geq 7 \quad (\text{A.36})$$

L'opacité d'une raie, donnée précédemment, à une profondeur z du nuage peut être simplifiée à :

$$\tau_{ij}(z) = \frac{A_{ij} c^3}{8\pi \nu_{ij}^3} n_i \frac{R}{V} \quad (\text{A.37})$$

où R est le rayon d'un nuage sphérique, V la vitesse maximum d'expansion ou d'effondrement. On a :

$$R = \frac{N(CO)}{n(H_2)x(CO)} \quad (\text{A.38})$$

L'intensité de la raie qui émerge de la surface du nuage plan-parallèle et intégrée sur la distance parcourue est donnée par :

$$I = \frac{1}{2\pi} \int_0^z \Lambda(z') dz' \quad (\text{A.39})$$

soit :

$$I = \frac{1}{2\pi} \int_0^z n_i A_{ij} h \nu_{ij} \left(1 - \frac{P_{ij}}{S_{ij}} \right) dz' \quad (\text{A.40})$$

On peut aussi relier l'opacité d'une raie à la densité de colonne de la molécule par :

$$\tau_{ij} = \frac{A_{ij} c^3}{8\pi \nu_{ij}^3 \Delta v} g_i \frac{N(CO)}{Z} \left(\exp \left(-\frac{E_j}{kT} \right) - \exp \left(-\frac{E_i}{kT} \right) \right) \quad (\text{A.41})$$

où Z est la fonction de partition de la molécule.

A.3 Les modèles Monte Carlo

Il existe une méthode statistique permettant de résoudre les équations de transfert radiatif en utilisant une simulation Monte Carlo. La première application de la simulation Monte Carlo a été présentée par Bernes (1979) pour décrire le processus de formation stellaire. Il a été développé par la suite afin de modéliser des objets à 3 dimensions par Park & Hong (1995, 1998) et Juvella (1997). Le meilleur moyen de modéliser un nuage consiste à reproduire chaque photon et chaque molécule et simuler leur mouvement à travers le nuage. Cela nécessite malheureusement une puissance de calcul bien au delà de ce que de simples ordinateurs peuvent fournir. Le principe fondamental de la méthode Monte Carlo consiste alors à modéliser le nuage en reproduisant une petite partie des photons du nuage et en

retracant leur mouvement. Ainsi, plus on aura de photons simulés, plus les résultats seront précis, mais plus le temps de calcul sera long. La technique, décrite par Bernes (1979) consiste à attribuer à chaque photon modélisé un grand nombre de photons réels. Généralement, dans les modèles à 3 dimensions, on utilise un grand nombre de cubes regroupés afin de former un plus grand cube. Dans chacun des cubes on distribue aléatoirement les photons simulés qui vont se déplacer de cube en cube. On attribue une pondération à ces photons permettant de savoir combien de photons réels ils représentent. Cette pondération est ajustée du passage d'un cube à un autre afin de rendre compte des phénomènes d'absorption et d'émission. Cette méthode est bien plus précise que la méthode LVG mais a le désavantage d'être très longue à converger. Il faut donc trouver un compromis entre l'utilisation d'un modèle LVG ou d'un modèle Monte-Carlo permettant de s'affranchir de l'hypothèse d'homogénéité du premier.

Annexe B: Publications sur le sujet

Annexe C: Autres publications

Références Bibliographiques

- Afflerbach, A., Churchwell, E. et Werner, M. W. 1997, Galactic Abundance Gradients from Infrared Fine-Structure Lines in Compact H II Regions, *Astrophysical Journal* **478**, 190+.
- Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities*, Astrophysical Quantities, London: Athlone (3rd edition), 1976.
- Ashby, M. L. N., Bergin, E. A., Plume, R., Carpenter, J. M. *et al.* 2000, Water Abundance and Velocity Structure in S140, ρ Oph A, and B335, *Astrophysical Journal, Letters* **539**, L119.
- Bakes, E. L. O. et Tielens, A. G. G. M. 1994, The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons, *Astrophysical Journal* **427**, 822.
- Baluja, K. et Zeppen, C. 1988, *J.Phys.B* **21**, 1455+.
- Baluteau, J. ., Cox, P., Cernicharo, J., Pequignot, D. *et al.* 1997, Detection of [O I] 63 μ m in absorption toward SGR B2., *Astron. & Astrophys.* **322**, L33.
- Benson, J. M. et Johnston, K. J. 1984, Arc second resolution maps of the compact sources in Sagittarius B2 and G34.3+0.2, *Astrophysical Journal* **277**, 181.
- Bergin, E. A., Melnick, G. J., Stauffer, J. R., Ashby, M. L. N. *et al.* 2000, Implications of Submillimeter Wave Astronomy Satellite Observations for Interstellar Chemistry and Star Formation, *Astrophysical Journal, Letters* **539**, L129.
- Bernes, C. 1979, A Monte Carlo approach to non-LTE radiative transfer problems, *Astron. & Astrophys.* **73**, 67.
- Biegging, J. H., Wilson, T. L. et Downes, D. 1982, "Formaldehyde absorption measurements of selected galactic molecular clouds", *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **49**, 607.
- Blitz, L., Magnani, L. et Mundy, L. 1984, High-latitude molecular clouds, *Astrophysical Journal, Letters* **282**, L9.
- Bohlin, R. C., Savage, B. D. et Drake, J. F. 1978, A survey of interstellar HI from L-alpha absorption measurements. II, *Astrophysical Journal* **224**, 132.
- Boissé, P. 1990, Radiative transfer inside clumpy media - The penetration of UV photons inside molecular clouds, *Astron. & Astrophys.* **228**, 483.
- Bontemps, S., André, P., Kaas, A. A., Nordh, L. *et al.* 2001, ISOCAM observations of the rho Ophiuchi cloud: Luminosity and mass functions of the pre-main sequence embedded cluster, *Astron. & Astrophys.* **372**, 173.
- Bradford, C. M., Stacey, G. J., Fischer, J., Smith, H. A. *et al.* 1999, ISO spectroscopy of OH in the starburst galaxy NGC 253, dans *ESA SP-427: The Universe as Seen by ISO*, vol. 427, pp. 861+.
- Brand, J. 1986, The velocity field of the outer galaxy, *Ph.D. Thesis* pp. 9+.
- Brogan, C. L. et Troland, T. H. 2001, Very Large Array H I Zeeman Observations toward the W49 Complex, *Astrophysical Journal* **550**, 799.

- Buckley, H. D. et Ward-Thompson, D. 1996, A submillimetre survey of W49A : support for the cloud-cloud collision model of W49N., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **281**, 294.
- Burton, M. G., Hollenbach, D. J. et Tielens, A. G. G. M. 1990, Line emission from clumpy photodissociation regions, *Astrophysical Journal* **365**, 620.
- Burton, W. B. 1988, The structure of our Galaxy derived from observations of neutral hydrogen, dans *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, pp. 295–358.
- Cardelli, J. A., Meyer, D. M., Jura, M. et Savage, B. D. 1996, The Abundance of Interstellar Carbon, *Astrophysical Journal* **467**, 334+.
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Tafalla, M., Dore, L. *et al.* 1999, CO Depletion in the Starless Cloud Core L1544, *Astrophysical Journal, Letters* **523**, L165.
- Castets, A., Duvert, G., Dutrey, A., Bally, J. *et al.* 1990, A multi-transition study of carbon monoxide in the Orion A molecular cloud, *Astron. & Astrophys.* **234**, 469.
- Caux, E., Ceccarelli, C., Castets, A., Vastel, C. *et al.* 1999, "Large atomic oxygen abundance towards the molecular cloud L1689N", *Astron. & Astrophys.* **347**, L1.
- Ceccarelli, C., Castets, A., Caux, E., Hollenbach, D. *et al.* 2000, The structure of the collapsing envelope around the low-mass protostar IRAS 16293-2422, *Astron. & Astrophys.* **355**, 1129.
- Ceccarelli, C., Caux, E., White, G. J., Molinari, S. *et al.* 1998, The far infrared line spectrum of the protostar IRAS 16293-2422, *Astron. & Astrophys.* **331**, 372.
- Charnley, S. B., Dyson, J. E., Hartquist, T. W. et Williams, D. A. 1988, Chemical limit cycles for models of a region of low-mass star formation, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **235**, 1257.
- Chiar, J. E., Adamson, A. J., Kerr, T. H. et Whittet, D. C. B. 1995, High-Resolution Studies of Solid CO in the Taurus Dark Cloud: Characterizing the Ices in Quiescent Clouds, *Astrophysical Journal* **455**, 234+.
- Chieze, J. P. et Pineau Des Forets, G. 1989, Dynamical mixing in molecular clouds, *Astron. & Astrophys.* **221**, 89.
- Chokshi, A., Tielens, A. G. G. M., Werner, M. W. et Castelaz, M. W. 1988, C II 158 micron and O I 63 micron observations of NGC 7023 - A model for its photodissociation region, *Astrophysical Journal* **334**, 803.
- Churchwell, E. et Goss, W. M. 1999, A High-Resolution VLA and Optical Study of NGC 604, *Astrophysical Journal* **514**, 188.
- Clegg, P. E., Ade, P. A. R., Armand, C., Baluteau, J. . *et al.* 1996, The ISO Long-Wavelength Spectrometer., *Astron. & Astrophys.* **315**, L38.
- Cohen, N. L. et Willson, R. F. 1981, Sensitive mainline OH spectra of three H II regions, *Astron. & Astrophys.* **96**, 230.
- Cohen, R. J. 1977, Neutral hydrogen in the galactic centre region. III - Absorption measurements, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **178**, 547.

- Colbert, J. W., Malkan, M. A., Clegg, P. E., Cox, P. *et al.* 1999, ISO LWS Spectroscopy of M82: A Unified Evolutionary Model, *Astrophysical Journal* **511**, 721.
- Cooksy, A. L., Hovde, D. C. et Saykally, R. J. 1986, "Precise measurement of the $J=2 \leftarrow 1$ fine structure interval in N(II) by far-infrared laser magnetic resonance", *J. Chem. Phys.* **84**, 11.
- Crawford, M. K., Genzel, R., Townes, C. H. et Watson, D. M. 1985, Far-infrared spectroscopy of galaxies - The 158 micron C(+) line and the energy balance of molecular clouds, *Astrophysical Journal* **291**, 755.
- Dahmen, G., Huttemeister, S., Wilson, T. L. et Mauersberger, R. 1998, Molecular gas in the Galactic center region. II. Gas mass and N_{H_2}/I_{12CO} conversion based on a $C^{18}O$ ($J = 1 \rightarrow 0$) survey, *Astron. & Astrophys.* **331**, 959.
- De Jong, T. 1977, Photoelectric heating of the interstellar gas, *Astron. & Astrophys.* **55**, 137.
- De Jong, T., Boland, W. et Dalgarno, A. 1980, Hydrostatic models of molecular clouds, *Astron. & Astrophys.* **91**, 68.
- De Pree, C. G., Mehringer, D. M. et Goss, W. M. 1997, Multifrequency, High-Resolution Radio Recombination Line Observations of the Massive Star-forming Region W49A, *Astrophysical Journal* **482**, 307+.
- De Pree, C. G., Wilner, D. J., Goss, W. M., Welch, W. J. *et al.* 2000, Ultracompact H II Regions in W49N at 500 AU Scales: Shells, Winds, and the Water Maser Source, *Astrophysical Journal* **540**, 308.
- Deharveng, L., Peña, M., Caplan, J. et Costero, R. 2000, Oxygen and helium abundances in Galactic Hii regions - II. Abundance gradients, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **311**, 329.
- Desert, F.-X., Boulanger, F. et Puget, J. L. 1990, Interstellar dust models for extinction and emission, *Astron. & Astrophys.* **237**, 215.
- Dickman, R. L. 1976, The Ratio of Carbon-Monoxide to Molecular Hydrogen in Interstellar Dark Clouds., *Ph.D. Thesis* pp. 79+.
- Ellis, H. B. et Werner, M. W. 1984, Observations of the far-infrared emission lines of OI and CII in planetary nebulae., dans *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 16, pp. 463+.
- Elmegreen, B. G. et Lada, C. J. 1977, Sequential formation of subgroups in OB associations, *Astrophysical Journal* **214**, 725.
- Falgarone, E. et Puget, J. L. 1986, Model of clumped molecular clouds. II - Physics and evolution of the hierarchical structure, *Astron. & Astrophys.* **162**, 235.
- Field, G. B., Goldsmith, D. W. et Habing, H. J. 1969, Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas, *Astrophysical Journal, Letters* **155**, L149.

- Fitzsimmons, A., Dufton, P. L. et Rolleston, W. R. J. 1992, A comparison of oxygen and nitrogen abundances in young clusters and associations and in the interstellar gas, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **259**, 489.
- Frerking, M. A., Langer, W. D. et Wilson, R. W. 1982, The relationship between carbon monoxide abundance and visual extinction in interstellar clouds, *Astrophysical Journal* **262**, 590.
- Fuente, A., Martin-Pintado, J., Bachiller, R. et Cernicharo, J. 1990, Ammonia observations around Herbig stars - The adjacent zone to the photodissociation region in NGC 7023, *Astron. & Astrophys.* **237**, 471.
- Fuente, A., Martin-Pintado, J., Cernicharo, J. et Bachiller, R. 1993, A chemical study of the photodissociation region NGC 7023, *Astron. & Astrophys.* **276**, 473+.
- Fuente, A., Martin-Pintado, J., Cernicharo, J., Brouillet, N. *et al.* 1992, "Physical conditions of the molecular gas and dust associated with the Herbig Ae/Be stars", *Astron. & Astrophys.* **260**, 341.
- Fuente, A., Martin-Pintado, J., Rodriguez-Fernández, N. J., Cernicharo, J. *et al.* 2000, ISO SWS-LWS observations of the prototypical reflection nebula NGC 7023, *Astron. & Astrophys.* **354**, 1053.
- Garay, G., Rodriguez, L. F. et van Gorkom, J. H. 1986, Rotating and expanding ultracompact H II regions, *Astrophysical Journal* **309**, 553.
- Garwood, R. W. et Dickey, J. M. 1989, Cold atomic gas in the inner Galaxy, *Astrophysical Journal* **338**, 841.
- Gaume, R. A. et Claussen, M. J. 1990, The Sagittarius B2 star-forming region - Subarcsecond radio spectral line and continuum observations, *Astrophysical Journal* **351**, 538.
- Georgelin, Y. M. et Georgelin, Y. P. 1976, The spiral structure of our Galaxy determined from H II regions, *Astron. & Astrophys.* **49**, 57.
- Gerin, M., Phillips, T. G., Keene, J., Betz, A. L. *et al.* 1998, "CO, CI, and CII Observations of NGC 7023", *Astrophysical Journal* **500**, 329+.
- Gibson, S. J., Taylor, A. R., Higgs, L. A. et Dewdney, P. E. 2000, A New View of Cold H I Clouds in the Milky Way, *Astrophysical Journal* **540**, 851.
- Goldsmith, P. F. 2001, Molecular Depletion and Thermal Balance in Dark Cloud Cores, *Astrophysical Journal* **557**, 736.
- Goldsmith, P. F. et Langer, W. D. 1978, Molecular cooling and thermal balance of dense interstellar clouds, *Astrophysical Journal* **222**, 881.
- Goldsmith, P. F., Lis, D. C., Hills, R. et Lasenby, J. 1990, High angular resolution submillimeter observations of Sagittarius B2, *Astrophysical Journal* **350**, 186.
- Goldsmith, P. F., Lis, D. C., Lester, D. F. et Harvey, P. M. 1992, High angular resolution far-infrared observations of Sagittarius B2, *Astrophysical Journal* **389**, 338.
- Goldsmith, P. F., Melnick, G. J., Bergin, E. A., Howe, J. E. *et al.* 2000, O₂ in Interstellar Molecular Clouds, *Astrophysical Journal, Letters* **539**, L123.

- Goldsmith, P. F., Snell, R. L. et Lis, D. C. 1987, 1300 micron continuum observations of the Sagittarius B2 molecular cloud core, *Astrophysical Journal, Letters* **313**, L5.
- Graedel, T. E., Langer, W. D. et Frerking, M. A. 1982, The kinetic chemistry of dense interstellar clouds, *Astrophysical Journal, Supplement* **48**, 321.
- Greaves, J. S. 1995, Densities of clouds detected in molecular absorption, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **273**, 918.
- Greaves, J. S. et Nyman, L.-A. 1996, A chemical survey of molecules in 'spiral arm' clouds., *Astron. & Astrophys.* **305**, 950+.
- Greaves, J. S., White, G. J., Ohishi, M., Hasegawa, T. *et al.* 1992, Observations of five molecular species in absorption towards Sagittarius B2, *Astron. & Astrophys.* **260**, 381.
- Greaves, J. S. et Williams, P. G. 1994, Characteristics of 'spiral arm' clouds, from CS absorption line observations, *Astron. & Astrophys.* **290**, 259.
- Gredel, R., Lepp, S., Dalgarno, A. et Herbst, E. 1989, Cosmic-ray-induced photodissociation and photoionization rates of interstellar molecules, *Astrophysical Journal* **347**, 289.
- Griffin, M. J. et Orton, G. S. 1993, The near-millimeter brightness temperature spectra of Uranus and Neptune, *Icarus* **105**, 537+.
- Gummersbach, C. A., Kaufer, A., Schaefer, D. R., Szeifert, T. *et al.* 1998, B stars and the chemical evolution of the Galactic disk, *Astron. & Astrophys.* **338**, 881.
- Gwinn, C. R., Moran, J. M. et Reid, M. J. 1992, "Distance and kinematics of the W49N H₂O maser outflow", *Astrophysical Journal* **393**, 149.
- Habing, H. J. 1968, The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **19**, 421+.
- Harvey, P. M., Campbell, M. F. et Hoffmann, W. F. 1977, "High-resolution far-infrared observations of H II regions - Sagittarius B2, W49, DR 21-W75", *Astrophysical Journal* **211**, 786.
- Harwit, M., Neufeld, D. A., Melnick, G. J. et Kaufman, M. J. 1998, Thermal Water Vapor Emission from Shocked Regions in Orion, *Astrophysical Journal, Letters* **497**, L105.
- Hasegawa, T. I. et Herbst, E. 1993, Three-Phase Chemical Models of Dense Interstellar Clouds - Gas Dust Particle Mantles and Dust Particle Surfaces, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **263**, 589+.
- Hollenbach, D. J., Takahashi, T. et Tielens, A. G. G. M. 1991, Low-density photodissociation regions, *Astrophysical Journal* **377**, 192.
- Hollenbach, D. J. et Tielens, A. G. G. M. 1999, Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies., *Reviews of Modern Physics* **71**, 173.
- Huettmeister, S., Wilson, T. L., Bania, T. M. et Martin-Pintado, J. 1993, Kinetic temperatures in Galactic Center molecular clouds, *Astron. & Astrophys.* **280**, 255.
- Jaffe, D. T., Harris, A. I. et Genzel, R. 1987, "Warm dense gas in luminous protostellar regions - A submillimeter and far-infrared CO line study", *Astrophysical Journal* **316**, 231.

- Jaffe, D. T., Zhou, S., Howe, J. E., Herrmann, F. *et al.* 1994, Ultraviolet-illuminated molecular cloud boundaries: Extended (C II) 158 micron emission toward L1630, *Astrophysical Journal* **436**, 203.
- Jenkins, E. B. 1978, Coronal gas in the Galaxy. II - A statistical analysis of O VI absorptions, *Astrophysical Journal* **220**, 107.
- Jura, M. 1976, Photoelectric heating of the interstellar gas, *Astrophysical Journal* **204**, 12.
- Juvela, M. 1997, Non-LTE radiative transfer in clumpy molecular clouds., *Astron. & Astrophys.* **322**, 943.
- Kaufer, A., Szeifert, T., Krenzin, R., Baschek, B. *et al.* 1994, The galactic abundance gradients traced by B-type stars, *Astron. & Astrophys.* **289**, 740.
- Kaufman, M. J., Wolfire, M. G., Hollenbach, D. J. et Luhman, M. L. 1999, Far-Infrared and Submillimeter Emission from Galactic and Extragalactic Photodissociation Regions, *Astrophysical Journal* **527**, 795.
- Kegel, W. H., Hertenstein, T. et Quirrenbach, A. 1999, OH lines in the FIR spectra of the OH megamaser galaxies IRAS 20100-4156 and 3Zw35, *Astron. & Astrophys.* **351**, 472.
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., Clavel, J. *et al.* 1996, The Infrared Space Observatory (ISO) mission., *Astron. & Astrophys.* **315**, L27.
- Keto, E. R., Lattanzio, J. C. et Monaghan, J. J. 1991, "Gravitational fragmentation - A comparison with W49A", *Astrophysical Journal* **383**, 639.
- Knude, J. et Hog, E. 1998, Interstellar reddening from the HIPPARCOS and TYCHO catalogues. I. Distances to nearby molecular clouds and star forming regions, *Astron. & Astrophys.* **338**, 897.
- Kraemer, K. E., Jackson, J. M. et Lane, A. P. 1998a, Erratum: [OI] 63 μm absorption in NGC 6334, *Astrophysical Journal* **509**, 931.
- Kraemer, K. E., Jackson, J. M. et Lane, A. P. 1998b, [OI] 63 μm absorption in NGC 6334, *Astrophysical Journal* **503**, 785+.
- Kramer, C., Alves, J., Lada, C. J., Lada, E. A. *et al.* 1999, Depletion of CO in a cold dense cloud core of IC 5146, *Astron. & Astrophys.* **342**, 257.
- Kuchar, T. A. et Bania, T. M. 1990, H I emission-absorption experiments toward Galactic H II regions, *Astrophysical Journal* **352**, 192.
- Kulkarni, S. R. et Heiles, C. 1988, Neutral hydrogen and the diffuse interstellar medium, dans *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, pp. 95-153.
- Langer, W. D. et Graedel, T. E. 1989, Ion-molecule chemistry of dense interstellar clouds - Nitrogen-, oxygen-, and carbon-bearing molecule abundances and isotopic ratios, *Astrophysical Journal, Supplement* **69**, 241.
- Langer, W. D. et Penzias, A. A. 1990, $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ isotope ratio across the Galaxy from observations of $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ in molecular clouds, *Astrophysical Journal* **357**, 477.
- Langer, W. D. et Penzias, A. A. 1993, $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ isotope ratio in the local interstellar medium from observations of $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ in molecular clouds, *Astrophysical Journal* **408**, 539.

- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G. et Roueff, E. 1995, Complex dynamical behaviour in interstellar chemistry, *Astron. & Astrophys.* **297**, 251.
- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E. et Flower, D. R. 1993, Infrared and sub-millimetric emission lines from the envelopes of dark clouds, *Astron. & Astrophys.* **267**, 233.
- Lee, H., Bettens, R. P. A. et Herbst, E. 1996, Fractional abundances of molecules in dense interstellar clouds: A compendium of recent model results., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **119**, 111.
- Linke, R. A., Stark, A. A. et Frerking, M. A. 1981, Millimeter-wave absorption features toward the galactic center - Evidence for a massive nuclear disk, *Astrophysical Journal* **243**, 147.
- Lis, D. C. et Goldsmith, P. F. 1990, Modeling of the continuum and molecular line emission from the Sagittarius B2 molecular cloud, *Astrophysical Journal* **356**, 195.
- Liseau, R., Ceccarelli, C., Larsson, B., Nisini, B. *et al.* 1996, Thermal H₂O emission from the Herbig-Haro flow HH 54, *Astron. & Astrophys.* **315**, L181.
- Liszt, H. S. 1983, H I clouds, H I spin temperatures, *Astrophysical Journal* **275**, 163.
- Lockhart, I. A. et Goss, W. M. 1978, High-resolution mapping of the H I absorption lines in the direction of NGC 2024, Orion A, M17 and W49, *Astron. & Astrophys.* **67**, 355.
- Lyne, A. G. et Smith, F. G. 1989, Pulsar rotation measures and the galactic magnetic field, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **237**, 533.
- Maréchal, P., Pagani, L., Langer, W. D. et Castets, A. 1997, Searching for ¹⁶O¹⁸O, *Astron. & Astrophys.* **318**, 252.
- Marscher, A. P., Moore, E. M. et Bania, T. M. 1993, Detection of AU-Scale Structure in Molecular Clouds, *Astrophysical Journal, Letters* **419**, L101.
- Matthews, H. E., Avery, L. W., Madden, S. C. et Irvine, W. M. 1986, "The C₃H₂ 2(20)-2(11) transition - Absorption in cold dark clouds", *Astrophysical Journal, Letters* **307**, L69.
- Matthews, H. E. et Irvine, W. M. 1985, "The hydrocarbon ring C₃H₂ is ubiquitous in the Galaxy", *Astrophysical Journal, Letters* **298**, L61.
- McCammon, D., Burrows, D. N., Sanders, W. T. et Kraushaar, W. L. 1983, The soft X-ray diffuse background, *Astrophysical Journal* **269**, 107.
- McKee, C. F. et Ostriker, J. P. 1977, A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate, *Astrophysical Journal* **218**, 148.
- Mehringer, D. M., Palmer, P. et Goss, W. M. 1995, 6 centimeter formaldehyde absorption toward the Sagittarius B star-forming complex, *Astrophysical Journal, Supplement* **97**, 497.
- Meixner, M., Haas, M. R., Tielens, A. G. G. M., Erickson, E. F. *et al.* 1992, Far-infrared observations of M17SW - The clumpy structure of the photodissociation region, *Astrophysical Journal* **390**, 499.

- Meixner, M. et Tielens, A. G. G. M. 1993, Models of clumpy photodissociation regions, *Astrophysical Journal* **405**, 216.
- Meixner, M. et Tielens, A. G. G. M. 1995, Models of Clumpy Photodissociation Regions: Erratum, *Astrophysical Journal* **446**, 907+.
- Melnick, G. J., Stacey, G. J., Lugten, J. B., Genzel, R. *et al.* 1990, Further observations of rotationally excited far-infrared ^{16}OH and ^{18}OH emission in Orion-KL - Tighter constraints on the nature of the emitting region, *Astrophysical Journal* **348**, 161.
- Meyer, D. M., Jura, M. et Cardelli, J. A. 1998, The Definitive Abundance of Interstellar Oxygen, *Astrophysical Journal* **493**, 222+.
- Millar, T. J., Herbst, E. et Charnley, S. B. 1991, The formation of oxygen-containing organic molecules in the Orion compact ridge, *Astrophysical Journal* **369**, 147.
- Milman, A. S., Knapp, G. R., Kerr, F. J., Knapp, S. L. *et al.* 1975, Carbon monoxide observations of a dust cloud in the Orion region - L1630, *Astronomical Journal* **80**, 93.
- Miyawaki, R., Hasegawa, T. et Hayashi, M. 1988, "Diffuse molecular gas toward W49A", *Publications of the ASJ* **40**, 69.
- Miyawaki, R., Hayashi, M. et Hasegawa, T. 1986, "The structure of the W49A molecular cloud complex - Burst of star formation in the 100,000-solar-mass core", *Astrophysical Journal* **305**, 353.
- Mookerjee, B., Ghosh, S. K., Rengarajan, T. N., Tandon, S. N. *et al.* 2000, Distribution of Cold Dust in Orion A and B, *Astronomical Journal* **120**, 1954.
- Mufson, S. L. et Liszt, H. S. 1977, "The structure of W49 A as deduced from molecular and recombination line observations", *Astrophysical Journal* **212**, 664.
- Mundy, L. G., Myers, S. T. et Wilking, B. A. 1986, Resolution of structure in the protostellar source IRAS 16293-2422, *Astrophysical Journal, Letters* **311**, L75.
- Neufeld, D. A., Ashby, M. L. N., Bergin, E. A., Chin, G. *et al.* 2000, Observations of Absorption by Water Vapor toward Sagittarius B2, *Astrophysical Journal, Letters* **539**, L111.
- Neufeld, D. A., Lepp, S. et Melnick, G. J. 1995, Thermal Balance in Dense Molecular Clouds: Radiative Cooling Rates and Emission-Line Luminosities, *Astrophysical Journal, Supplement* **100**, 132+.
- Nisini, B., Benedettini, M., Giannini, T., Codella, C. *et al.* 2000, Far infrared mapping of the gas cooling along the L1448 outflow, *Astron. & Astrophys.* **360**, 297.
- Nyman, L. . 1983, "Detection of HCO^+ and HCN absorption towards three galactic HII regions", *Astron. & Astrophys.* **120**, 307.
- Nyman, L. . 1984, "Detection of CS and C $_2$ H in absorption", *Astron. & Astrophys.* **141**, 323.
- Nyman, L.-A. et Millar, T. J. 1989, The detection of CN and HNC mm-wave absorption lines in spiral-arm gas clouds, *Astron. & Astrophys.* **222**, 231.

- Olofsson, G., Pagani, L., Tauber, J., Feuvre, P. *et al.* 1998, Low interstellar abundance of O₂ confirmed by the PIROG 8 balloon experiment, *Astron. & Astrophys.* **339**, L81.
- Pagani, L., Langer, W. D. et Castets, A. 1993, First Tentative Detection of the Molecular Oxygen Isotopomer ¹⁶O/¹⁸O in Interstellar Clouds, *Astron. & Astrophys.* **274**, L13.
- Park, Y.-S. et Hong, S. S. 1995, Excitation and line profiles of CO molecules in clumpy interstellar clouds., *Astron. & Astrophys.* **300**, 890+.
- Park, Y.-S. et Hong, S. S. 1998, Three-dimensional Non-LTE Radiative Transfer of CS in Clumpy Dense Cores, *Astrophysical Journal* **494**, 605+.
- Pastchenko, M. I. et Slysh, V. I. 1973, 18-cm OH Absorption of W 49 A and W 48 B, *Astron. & Astrophys.* **26**, 349+.
- Phillips, T. G., Knapp, G. R., Wannier, P. G., Huggins, P. J. *et al.* 1981, "Temperatures of galactic molecular clouds showing CO self-absorption", *Astrophysical Journal* **245**, 512.
- Planesas, P., Gomez-Gonzalez, J., Rodriguez, L. F. et Canto, J. 1991, Radio observations of HII regions with narrow radio recombination lines., *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* **22**, 19+.
- Poglitsch, A., Herrmann, F., Genzel, R., Madden, S. C. *et al.* 1996, Atomic Oxygen in Molecular Clouds? High-Resolution Spectroscopy of the [OI] 63 μm Line toward DR 21, *Astrophysical Journal, Letters* **462**, L43.
- Poglitsch, A., Krabbe, A., Madden, S. C., Nikola, T. *et al.* 1995, A Multiwavelength Study of 30 Doradus: The Interstellar Medium in a Low-Metallicity Galaxy, *Astrophysical Journal* **454**, 293+.
- Reynolds, R. J. 1988, Forbidden S II H-alpha intensity ratios in faint, extended H II regions and the origin of the interstellar emission-line background, *Astrophysical Journal* **333**, 341.
- Rohlfs, K. et Wilson, T. 1999, *Tools of Radio Astronomy, Third revised and enlarged edition*, Astronomy and Astrophysics Library, Springer.
- Rolleston, W. R. J., Smartt, S. J., Dufton, P. L. et Ryans, R. S. I. 2000, The Galactic metallicity gradient, *Astron. & Astrophys.* **363**, 537.
- Sato, F., Hasegawa, T., Whiteoak, J. B. et Miyawaki, R. 2000, Cloud Collision-induced Star Formation in Sagittarius B2. I. Large-Scale Kinematics, *Astrophysical Journal* **535**, 857.
- Schloerb, F. P., Snell, R. L. et Schwartz, P. R. 1987, 1300 micron continuum and C(O-18) line mapping of the giant molecular cloud cores in Orion, W49, and W51, *Astrophysical Journal* **319**, 426.
- Schneider, S. E., Terzian, Y., Purgathofer, A. et Perinotto, M. 1983, "Radial velocities of planetary nebulae", *Astrophysical Journal, Supplement* **52**, 399.
- Schutte, W. A. 1998, Ices in the Interstellar Medium, dans *ASSL Vol: 236: Laboratory astrophysics and space research*, pp. 69+.
- Scoville, N. Z., Sargent, A. I., Sanders, D. B., Claussen, M. J. *et al.* 1986, "High-resolution mapping of molecular outflows in NGC 2071, W49, and NGC 7538", *Astrophysical Journal* **303**, 416.

- Scoville, N. Z. et Solomon, P. M. 1973, Molecular Clouds in W49 and W51, *Astrophysical Journal* **180**, 31.
- Scoville, N. Z. et Solomon, P. M. 1974, Radiative Transfer, Excitation, and Cooling of Molecular Emission Lines (CO and CS), *Astrophysical Journal, Letters* **187**, L67.
- Serabyn, E., Guesten, R. et Schulz, A. 1993, "Fragmentation and kinematics of the W49N cloud core", *Astrophysical Journal* **413**, 571.
- Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C. *et al.* 1983, "The galactic abundance gradient", *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **204**, 53.
- Sievers, A. W., Mezger, P. G., Kreysa, E., Haslam, C. G. T. *et al.* 1991, Dust emission from star forming regions. I - The W49A and W51A complexes, *Astron. & Astrophys.* **251**, 231.
- Smartt, S. J. et Rolleston, W. R. J. 1997, The Galactic Oxygen Abundance Gradient, *Astrophysical Journal, Letters* **481**, L47.
- Snell, R. L., Howe, J. E., Ashby, M. L. N., Bergin, E. A. *et al.* 2000, Water Abundance in Molecular Cloud Cores, *Astrophysical Journal, Letters* **539**, L101.
- Sobolev, V. V. 1960, *Moving envelopes of stars*, Cambridge: Harvard University Press, 1960.
- Spaans, M. 1996, Monte Carlo models of the physical and chemical properties of inhomogeneous interstellar clouds., *Astron. & Astrophys.* **307**, 271+.
- Spaans, M. et van Dishoeck, E. F. 1997, Physical models of photon-dominated regions: influence of clumpiness and geometry for S 140., *Astron. & Astrophys.* **323**, 953.
- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interstellar medium*, New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p.
- Stacey, G. J., Geis, N., Genzel, R., Lugten, J. B. *et al.* 1991, The 158 micron forbidden C II line - A measure of global star formation activity in galaxies, *Astrophysical Journal* **373**, 423.
- Stacey, G. J., Lugten, J. B. et Genzel, R. 1987, Detection of interstellar CH in the far-infrared, *Astrophysical Journal* **313**, 859.
- Steiman-Cameron, T. Y., Haas, M. R., Tielens, A. G. G. M. et Burton, M. G. 1997, Physical Conditions in the Photodissociation Region of NGC 2023, *Astrophysical Journal* **478**, 261+.
- Sternberg, A. et Dalgarno, A. 1995, Chemistry in Dense Photon-dominated Regions, *Astrophysical Journal, Supplement* **99**, 565+.
- Storey, J. W. V., Watson, D. M. et Townes, C. H. 1981, Detection of interstellar OH in the far-infrared, *Astrophysical Journal, Letters* **244**, L27.
- Sume, A. et Irvine, W. M. 1977, CH radio emission towards the W49 region, *Astron. & Astrophys.* **60**, 337.
- Swinyard, B. M., Burgdorf, M. J., Clegg, P. E., Davis, G. R. *et al.* 1998, In-orbit performance of the ISO long-wavelength spectrometer, *Proc. SPIE* **3354**, 888.
- Tauber, J. A., Tielens, A. G. G. M., Meixner, M. et Foldsmith, P. F. 1994, Anatomy of a Photodissociation Region: High angular resolution images of molecular emission in the Orion Bar, *Astrophysical Journal* **422**, 136.

- Telesco, C. M. et Harper, D. A. 1977, Far-infrared observations of NGC 7027, *Astrophysical Journal* **211**, 475.
- Telesco, C. M. et Harper, D. A. 1980, Galaxies and far-infrared emission, *Astrophysical Journal* **235**, 392.
- Thronson, H. A. et Harper, D. A. 1986, Far-infrared observations of Sagittarius B2 - Reconsideration of source structure, *Astrophysical Journal* **300**, 396.
- Tieftrunk, A., Pineau Des Forets, G., Schilke, P. et Walmsley, C. M. 1994, SO and H₂S in low density molecular clouds, *Astron. & Astrophys.* **289**, 579.
- Tielens, A. G. G. M. et Hollenbach, D. 1985a, Photodissociation Regions - Part Two - a Model for the Orion Photodissociation Region, *Astrophysical Journal* **291**, 747+.
- Tielens, A. G. G. M. et Hollenbach, D. 1985b, Photodissociation regions. I - Basic model. II - A model for the Orion photodissociation region, *Astrophysical Journal* **291**, 722.
- Tielens, A. G. G. M., Tokunaga, A. T., Geballe, T. R. et Baas, F. 1991, Interstellar solid CO - Polar and nonpolar interstellar ices, *Astrophysical Journal* **381**, 181.
- Townes, C. et Schawlow, A. 1975, *Microwave Spectroscopy*, Dover, New York, 1975.
- van der Tak, F. F. S. et van Dishoeck, E. F. 2000, Limits on the cosmic-ray ionization rate toward massive young stars, *Astron. & Astrophys.* **358**, L79.
- van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Jansen, D. J. et Groesbeck, T. D. 1995, Molecular Abundances and Low-Mass Star Formation. II. Organic and Deuterated Species toward IRAS 16293-2422, *Astrophysical Journal* **447**, 760+.
- Vandenbussche, B., Ehrenfreund, P., Boogert, A. C. A., van Dishoeck, E. F. *et al.* 1999, Constraints on the abundance of solid O₂ in dense clouds from ISO-SWS and ground-based observations, *Astron. & Astrophys.* **346**, L57.
- Vastel, C., Caux, E., Ceccarelli, C., Castets, A. *et al.* 2000, "Large [O]/[CO] ratios in cold molecular clouds towards W 49N", *Astron. & Astrophys.* **357**, 994.
- Walker, C. K., Carlstrom, J. E., Bieging, J. H., Lada, C. J. *et al.* 1990, Observations of the dense gas in the IRAS 16293 - 2422 outflow system, *Astrophysical Journal* **364**, 173.
- Wannier, P. G. 1980, Nuclear abundances and evolution of the interstellar medium, *Annual Review of Astron and Astrophys* **18**, 399.
- Ward-Thompson, D. et Robson, E. I. 1990, Dust around H II regions. II - W49A, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **244**, 458.
- Watson, W. D. 1972a, Addendum: Heating of Interstellar HI Clouds by Ultraviolet Photoelectron Emission from Grains, *Astrophysical Journal* **176**, 271+.
- Watson, W. D. 1972b, Heating of Interstellar HI Clouds by Ultraviolet Photoelectron Emission from Grains, *Astrophysical Journal* **176**, 103+.
- Webster, W. J., Altenhoff, W. J. et Wink, J. E. 1971, Aperture-Synthesis Observations of M17 and W49A at 2.695 GHz, *Astronomical Journal* **76**, 677+.

- Welch, W. J., Jackson, J. M., Dreher, J. W., Terebey, S. *et al.* 1987, "Star formation in W49A - Gravitational collapse of the molecular cloud core toward a ring of massive stars", *Science* **238**, 1550.
- Whittet, D. C. B., Gerakines, P. A., Tielens, A. G. G. M., Adamson, A. J. *et al.* 1998, Detection of Abundant CO₂ Ice in the Quiescent Dark Cloud Medium toward Elias 16, *Astrophysical Journal, Letters* **498**, L159.
- Willacy, K., Langer, W. D. et Velusamy, T. 1998, Dust Emission and Molecular Depletion in L1498, *Astrophysical Journal, Letters* **507**, L171.
- Wilson, T. L. et Rood, R. 1994, Abundances in the Interstellar Medium, *Annual Review of Astron and Astrophys* **32**, 191.
- Wolfire, M. G., Tielens, A. G. G. M. et Hollenbach, D. 1990, Physical conditions in photo-dissociation regions - Application to galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **358**, 116.
- Wootten, A. 1989, The Duplicity of IRAS 16293-2422: A Protobinary Star?, *Astrophysical Journal* **337**, 858+.
- Wootten, A. et Loren, R. B. 1987, L1689N - Misalignment between a bipolar outflow and a magnetic field, *Astrophysical Journal* **317**, 220.
- Wynn-Williams, C. G. 1971, Radio maps of condensations in HII regions., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **151**, 397+.
- Xie, T., Allen, M. et Langer, W. D. 1995, Turbulent Diffusion and Its Effects on the Chemistry of Molecular Clouds, *Astrophysical Journal* **440**, 674+.
- Young Owl, R., Meixner, M., Fong, D., Haas, M. *et al.* 2001, Testing Models of Low-Excitation PDRs with Far-Infrared Observations of Reflection Nebulae .