

Contenu gazeux et activité de formation stellaire dans les galaxies spirales isolées. Modélisation de l'émission infrarouge de la galaxie NGC6946.

Sylvain Sauty

► To cite this version:

Sylvain Sauty. Contenu gazeux et activité de formation stellaire dans les galaxies spirales isolées. Modélisation de l'émission infrarouge de la galaxie NGC6946.. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT: . tel-00002684v2

HAL Id: tel-00002684 https://theses.hal.science/tel-00002684v2

Submitted on 8 Apr 2003 $\,$

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 de DOCTORAT

présentée par

Sylvain SAUTY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

Spécialité : Astronomie & Techniques Spatiales

Laboratoire de Radioastronomie Millimétrique, DEMIRM, PARIS

Contenu gazeux

et activité de formation

stellaire dans les galaxies isolées.

Modélisation de l'émission

infrarouge

de la galaxie NGC 6946.

Soutenue le 19 Décembre 1997 devant la Commission d'examen:

M. Pierre ENCRENAZPrésidentMme. Véronique BUATRapporteurM. Stéphane CHARLOTRapporteurMmes F. Casoli et M. GerinDirectrices de thèseM. Jean-Loup PUGETExaminateurM. John BLACKExaminateur

Table des matières

Résumé 6										
Re	Remerciements 8									
1	Le contenu gazeux des galaxies spirales 1									
	1.1	Introd	uction	13						
	1.2	Propri	étés de l'échantillon de galaxies isolées	18						
	1.3	Mesur	e des raies de $CO(1-0)$ et HI \ldots	19						
		1.3.1	Observations HI à Nançay.	19						
		1.3.2	Observations $CO(1-0)$	19						
	1.3.3 Réduction des données.									
		1.3.4	Taux de détection	22						
		1.3.5	Sous-échantillonnage de la surface des galaxies	23						
		1.3.6	Article I:"CO and HI in isolated spiral galaxies"	26						
		1.3.7	Données CO et HI des galaxies isolées	27						
	1.4	Analy	se des données	31						
		1.4.1	La normalisation des données	31						
		1.4.2	Traitement des non-détections	32						
		1.4.3	Du bon usage des ACP et ACM	3 4						
		1.4.4	Quelle est l'émission CO d'une galaxie "normale"?	37						
		1.4.5	Emission CO(1-0) dans d'autres échantillons	41						

TABLE DES MATIÈRES

	1.5	Etude o	lu rapport M_{H2}/M_{HI}	43						
	1.6	Article	II: "Molecular gas in spiral galaxies"	48						
	1.7	Conten	u gazeux et morphologie	49						
	1.8	Conclus	sions	54						
	1.9	Référen	ces bibliographiques	56						
2	L'éı	mission	infrarouge et submillimétrique des galaxies isolées	59						
	2.1	Introdu	ction	59						
	2.2	Observa	ations ISOPHOT	63						
		2.2.1	Observations à 60-100 microns	63						
		2.2.2	Observations à 180 microns	65						
	2.3	Observa	ations à 160 microns avec LWS	70						
	2.4	Observa	ations (sub)millimétriques au CSO	72						
	2.5	Conclus	sion et perspectives	79						
	2.6	Référen	ces bibliographiques	80						
3	Act	ivité de	e formation stellaire et contenu gazeux des galaxies spirales	83						
	3.1	Introdu	ction	83						
	3.2	Observa	ations de la raie H $lpha$	87						
		3.2.1	Traitement des données	87						
		3.2.2	Commentaires sur les objets	98						
		3.2.3	Classification morphologique d'après les images en bande rouge	98						
		3.2.4	Propriétés H α des galaxies isolées	99						
		3.2.5	Comparaison avec les galaxies en interaction	107						
		3.2.6	Comparaison aux galaxies d'amas	108						
	3.3	Une ap	proche statistique de la relation entre contenu gazeux et activité de							
		formati	on stellaire	113						
	3.4	Conclus	sion	118						
	3.5	Emission dans la raie de C ⁺ à 158 μ m $\dots \dots \dots$								

		3.5.1	Avant-propos	120
		3.5.2	Traitement des données	120
		3.5.3	Analyse	122
		3.5.4	Conclusion	126
	3.6	Référe	ences bibliographiques	127
4	Une	e simul	ation du transfert radiatif	
	dan	s le di	sque de NGC 6946	1 3 1
	4.1	Introd	uction	131
	4.2	Un ob	jet particulier : NGC 6946	133
	4.3	Modél	isation du milieu interstellaire	138
		4.3.1	Gaz atomique, milieu diffus	139
		4.3.2	Gaz moléculaire, milieu dense	139
	4.4	Modél	isation des sources de chauffage	142
		4.4.1	Propriétés individuelles des étoiles massives (M> 10 ${\rm M}_{\odot}).$	142
		4.4.2	Population d'étoiles massives	143
		4.4.3	Processus de formation des étoiles massives	147
		4.4.4	Calibration de la population d'étoiles massives	150
	4.5	Extine	tion du rayonnement par la poussière	153
	4.6	Transf	ert de rayonnement	157
		4.6.1	Choix de la méthode	157
		4.6.2	Contraintes	159
		4.6.3	Principe de la méthode	160
		4.6.4	Implémentation du modèle	163
	4.7	Emissi	on émergente	164
		4.7.1	Emission de la poussière	164
		4.7.2	Modèle d'émission de la raie de C^+	169
	4.8	Opacit	é dans l'émission continue infrarouge et la raie de C ⁺ \ldots	176
	4.9	Opacit	é UV	177

	4.10	Modèle standard - Article III:"A numerical simulation of radiative transfer in NGC 6946"	179
	4.11	Sensibilité du modèle aux paramètres d'entrée	181
	4.12	Rapport L_{C+}/L_{FIR}	192
	4.13	Comparaison des profils radiaux	193
	4.14	Spectre C ⁺	195
	4.15	Image dans l'ultraviolet	196
	4.16	Emission à 60 et 100 microns	197
	4.17	Emission à 12 et 25 microns	198
	4.18	Modèles dérivés	200
		4.18.1 Modèles à faible métallicité	200
		4.18.2 Galaxies naines	204
	4.19	Conclusion et perspectives	207
	4.20	Références bibliographiques	209
5	Арр	oendices	213
	5.1	Facteur de conversion I_{CO}/N_{H2}	213
	5.2	Raie H_{α} et estimation de Nlyc $\ldots \ldots \ldots$	221
	5.3	Emission en continu radio et estimation de Nlyc	223
	5.4	Emission des raies de CII et CO	224
	5.5	Observations en bande H	224
6	Plan	iches	225
	6.1	Spectres CO et HI	225
	6.2	Images H α et rouges	225

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements.

Je tiens tout d'abord à remercier Stéphane Charlot et Véronique Buat, mes rapporteurs, ayant accepté de se plonger dans la lecture de ce manuscrit et me faire part de leurs remarques.

Je tiens aussi à remercier Pierre Encrenaz qui a fort gentiment accepté de présider le jury.

Cette thèse fut surtout un travail agréable, puisqu'encadré par deux directrices de thèse: cette dicéphalie qui pouvait s'avérer une contrainte, s'est révelée fructueuse puisque je pouvais profiter de l'expérience de deux chercheurs dans une multitude de domaines. Un grand merci donc à Maryvonne, toujours disponible, qui m'a appris à rester patient avec le compilateur du CONVEX et modérer la complexité du modèle numérique, et qui m'a permis de visiter Caltech. Merci à Fabienne qui m'a appris l'art des observations à différentes longueurs d'onde, l'usage critique des statistiques et la tenacité devant les non-détections.

Le bureau 701 aura vu passer beaucoup de personnages, et je souhaite remercier ici des amis qui me resteront chers:

- Jeff, avec qui, outre nos origines nordistes, j'ai pu partager de nombreux moments (jusqu'aux fameuses pizzas des dernières semaines de thèse)

- Dinh, qui nous a fait profiter d'une autre culture et de sa sérénité,

- Laurent, qui à travers ses voyages, nous a permis de rêver et de nous évader et enfin Alessandra, qui a déposé tant de féminité dans un monde finalement tres masculin.

Il me faut aussi saluer mes compagnons d'observations au Chili que furent Jonhathan, et l'inoubliable Alessandro en Patagonie, et les deux Isabel.

Il me faut aussi remercier tous les chercheurs du DEMIRM avec lesquels j'ai pu discuter de mes travaux (Patrick, François, James, Françoise, James, Edith) mais aussi Thibault, Mohammad, Bernard, Monique, Marie-Christine, Sylvie, et tous les jeunes Karl, Sophie, Stéphane, Alain, Renaud.

Merci à Guilaine, Emmanuel, Pierre pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans le dépouillement des données ISO.

Un grand coup de chapeau à mes amis de longue date qui ont toujours été là quand il le fallait, William et son thé collectif de 16h, Bruno, Gastao, les anciens du DEA de Paris 11, Nabila, Suzanne, Jackot, Cecile, Fred. Merci encore à tous ceux que cette thèse a excité ou énervé, David, Hervé, Pierre, Baptiste, Lydie, Audrey ou Chloé.

Il me faut remercier mille fois les équipes d'opérateurs des observatoires avec lesquels j'ai pu travailler, le SEST, l'IRAM à Grenade, le NRAO KP, et aussi et surtout les observatoires de l'OHP et de San Pedro Martir.

Merci à Michel Dennefeld sans qui notre programme d'observations H α n'aurait pu être mené à terme.

Merci à Mark Wolfire et l'équipe de Jacques Le Bourlot pour les codes de calculs d'émission C+, et Francois-Xavier Desert pour le code d'émission de poussières.

Un grand merci au CONVEX qui n'a pas lache avant la fin de la thèse, grâce aux soins apportés par Jean-Marc et Michel au SIO.

Enfin merci aux secrétaires du DEMIRM et du DEA de Paris 6 qui m'ont toujours aidé. Merci au laboratoire et à Yves pour m'avoir trouvé une petite place à l'Observatoire, et les financements extérieurs pour mes missions.

Résumé.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons au contenu gazeux et à l'activité de formation d'étoiles dans les galaxies à disque isolées.

Dans la première partie, nous présentons les observations à différentes longueurs d'onde pour un échantillon de galaxies isolées du catalogue de Karachenseva. Les observations de l'émission dans la raie J=1-0 du monoxyde de carbone CO(1-0) de 98 galaxies isolées ont été réalisées avec les radiotélescopes du SEST, du NRAO et de l'IRAM, et 22 objets ont été observés en raie HI 21 cm au radiotélescope de Nançay. Des observations de l'émission dans la raie H α pour 65 objets isolés ont eu lieu à l'Observatoire de Haute-Provence avec le télescope de 120cm.

Les galaxies isolées présentent une émission CO(1-0) plus faible que celle déduite de la plupart des autres relevés extragalactiques, biaisés par des critères de sélection sur l'émission infrarouge. Par ailleurs, leur émission HI paraît normale. Nous montrons que le rapport des masses de gaz moléculaire et atomique vaut en moyenne 0.20: le gaz moléculaire n'est donc pas le composant gazeux majoritaire des disques de galaxies. Ce rapport décroît le long de la séquence morphologique, à l'exception des galaxies de fortes masses dynamiques pour lesquels il reste constant. Cet échantillon de référence nous permet de confirmer qu'il n'y a pas de déficience CO dans les galaxies d'amas, même lorsqu'elles sont déficientes en HI.

Le classement de ces objets selon leur morphologie en bande rouge montre qu'il n'y a pas de différences majeures entre galaxies grand-design et flocculentes, barrées ou non-barrées, que ce soit au niveau de leur contenu gazeux ou de leur activité en formation stellaire.

Les analyses en composantes principales mettent en évidence les relations unissant l'émission infrarouge, le contenu moléculaire et l'émission de la raie H α ou continue en bande B. Contrairement à d'autres études, le contenu en gaz atomique apparaît sans influence sur l'activité de formation stellaire.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous avons développé un code de simulation de transfert de rayonnement UV dans le disque de la galaxie spirale NGC 6946. Avec ce code relativement simple incluant un nombre restreint d'hypothèses, nous parvenons à reproduire les luminosités en infrarouge lointain de cet objet. Nous mettons en évidence le rôle prépondérant des étoiles massives dans le chauffage de la poussière, et la forte contribution des zones de photodissociation aux luminosités totales dans la raie de C+ et dans le continu infrarouge lointain. Le rapport L_{C+}/L_{FIR} est faible pour le milieu atomique. Enfin, nous mettons en évidence une faible opacité moyenne pour les photons UV pour une galaxie vue de face.

Summary.

In this thesis we investigate the gaseous content and the star formation activity in the isolated disk spiral galxies. In the first part, we present a multiwavelength study of a survey for 98 isolated spiral galaxies from the Karachenseva catalogue.

CO(1-0) carbon monoxyde line observations of 98 isolated spirals have been made with SEST, NRAO and IRAM radiotelescopes. 22 objects have been observed in HI 21 cm line with the Nanay radiotelescope. Observations of the H α emission line for 65 isolated objects have been made at Observatoire de Haute-Provence with the 120cm telescope.

The isolated galaxies exhibit a lower CO(1-0) emission than the one deduced from previous surveys, biased towards FIR selection. Those objects show no HI deficiency. We evidence that the molecular to atomic gas mass ratio has a mean value 0.20: hence the molecular gas is not the main gaseous component of galaxy discs. This ratio decreases along the morphological sequence, except for the galaxies with high dynamical masses. This reference sample leads us to confirm that there is no CO deficiency in cluster galaxies, even when they are HI deficient. Classification of those objects according to their morphology in red band shows no significant difference between grand-design and flocculent galaxies, barred or unbarred galaxies, as for their gaseous content or their star formation activity.

Principal components and multiple correspondance analysises enables us to evidence the relationship between infrared emission, molecular gaseous content and emission in the H α line or continuum in B band. Contrary to other studies, the content in atomic gas appears uncorrelated to the star formation activity.

In the second part of this PHD thesis, we have developped a simulation code for radiative transfer of UV radiation in the spiral disk of the spiral galaxy NGC 6946. With this code including a small number of hypothesises, we are able to reproduce the far infrared luminosities for this object. We evidence the important role of massive stars in dust heating, and the large contribution of photodissociation regions to C+ line and far infrared continuum total luminosities. The luminosity ratio L_{C+}/L_{FIR} is small for atomic medium. We also evidence a low mean opacity for UV photons for a galaxy seen edge-on.

Chapitre 1

Le contenu gazeux des galaxies spirales

1.1 Introduction

Le disque d'une galaxie est composé d'étoiles, de poussières et de gaz. Ces deux derniers composants forment le milieu interstellaire (ou MIS), qui contribue de façon minoritaire à la masse totale du disque (tout au plus 10 %). Le gaz peut se présenter sous différentes phases (McKee & Ostriker 1977)¹:

- nuages d'hydrogène atomique, dits diffus,

- nuages moléculaires, denses et froids,

- milieu ionisé et chaud.

Ces différents composants sont intimement liés à l'activité de formation stellaire par un scénario désormais bien compris dans ses grandes lignes: la condensation de nuages atomiques diffus crée des nuages moléculaires, qui après rencontre et fusion, forment des complexes moléculaires géants (M> $10^5 M_{\odot}$). C'est au sein de ces nuages que naissent les étoiles. Par leur rayonnement ionisant, les jeunes étoiles massives vont éroder leurs nuages progéniteurs et créer les régions d'hydrogène ionisé HII. Par la suite, les étoiles les plus

13

¹Nous excluerons de notre propos la matière noire (voir Pfenniger, Martinet, Combes, 1994).

Milieu	$< n_H > (cm^{-3})$	T (K)	Masse dans la Galaxie
HI	5-20	10-100	$35 imes 10^8 { m ~M}_{\odot}$
H_2	300	5-50	$13 imes 10^8 { m ~M}_{\odot}$
HII	0.005-0.3	$8000-5 \times 10^{5}$	$0.4{ imes}10^8~{ m M}_{\odot}$

TAB. 1.1: Caractéristiques moyennes du milieu interstellaire de la Galaxie (tableau issu de Knapp 1990). Les masses de gaz sont estimées selon Sodroski et al.(1997).

massives, de type O ou B, alimenteront, lors de leur explosion en supernovae, le milieu ionisé chaud (milieu coronal).

Le milieu froid (atomique et moléculaire) possède de loin la plus grande contribution à la masse totale du MIS d'une galaxie, sans que l'on sache encore précisément lequel des deux domine. On dispose d'un bon traceur de l'hydrogène atomique grâce à la raie de structure hyperfine de l'hydrogène à 21cm (bien que celle-ci puisse être parfois optiquement épaisse et que l'interprétation des mesures nécessite la connaissance d'une température de spin de l'hydrogène) (Walterbos & Braun 1996). Historiquement, la découverte de la raie HI à 21 cm eut lieu dans notre Galaxie. La première détection extragalactique fut celle des Nuages de Magellan par Kerr et al.(1954).

Depuis, plusieurs dizaines de milliers de galaxies ont été observées en HI (voir le catalogue de 1989, par Hutchmeier & Richter): sur un échantillon de 300 objets isolés, on a pu établir que la masse totale de gaz HI dans une galaxie, M_{HI} , dépend principalement de la taille et du type morphologique selon la classification de Hubble, les galaxies de type précoce présentant une plus faible densité surfacique (définie par M_{HI}/D_{25}^2) que les galaxies spirales de type tardif (Haynes & Giovanelli 1984). Le gaz atomique s'étend dans le disque jusqu'à des distances typiques de deux rayons optiques R_{25}^2 (Wevers 1984, Warmels 1986). On observe une décroissance de la densité surfacique d'hydrogène atomique vers l'extérieur de la galaxie mais les gradients ne sont pas très forts. On détecte parfois des dépressions centrales (Rhee et al. 1996) ou des anneaux (cas de M31), tandis que la distribution verticale du gaz HI dans un disque présente une échelle de hauteur typique de l'ordre de 200 parsecs.

Le gaz moléculaire froid ne peut être étudié par des observations directes de la molécule H_2 , dépourvue de moment dipolaire permanent ³. Il a fallu attendre 1970 et la détection

 $^{^{2}}R_{25}$ est le rayon optique de l'objet à l'isophote 25 mag/arcsec², dans le visible (bande B ou V).

³L'hydrogène moléculaire chaud, excité par les chocs ou par fluorescence, est par contre détectable par ses raies de ro-vibration en infrarouge proche (Thompson 1978).

à 115 GHz par Wilson et al.(1970) d'une raie de rotation de l'espèce moléculaire la plus abondante dans le MIS après H₂, le monoxyde de carbone (¹²CO), pour obtenir un traceur du gaz moléculaire froid facile à détecter ⁴. Cette détection a ouvert la voie aux observations extragalactiques de CO dans M82 et NGC 253 par Rickard et al.(1975) et Solomon & Zafra (1975).

Les niveaux rotationnels de la molécule de ¹²CO, qui possède un faible moment dipolaire permanent, sont facilement excitables à basse température et pour des densités moyennes. Ces propriétés confèrent à la molécule les qualités d'un bon traceur du milieu moléculaire dense. La densité de colonne d'hydrogène moléculaire, N_{H2} , et la masse d'hydrogène moléculaire, M_{H2} , peuvent être estimées à partir de l'intensité de la raie de CO(1-0), en adoptant un facteur de conversion standard $X=I_{CO}/N_{H2}$. La calibration de ce facteur X est effectuée dans le voisinage solaire dans la Galaxie par différentes méthodes. Les hypothèses qui sous-tendent cette calibration sont nombreuses. En particulier, on sait que ce facteur est sensible à la métallicité (voir par exemple Rubio et al 1993) et aux conditions d'excitation. Jusqu'à aujourd'hui, l'observation de la raie de CO(1-0) reste la méthode la plus couramment utilisée pour l'estimation du contenu gazeux moléculaire des objets extragalactiques, bien que la mesure de l'émission continue millimétrique et submillimétrique soit une méthode alternative (cf chapitre 3). Dans la suite de cette thèse nous serons amenés à supposer que le facteur X est universel, ne dépendant ni du type morphologique ni de l'environnement d'une galaxie.

Dans un disque de galaxie, l'émission CO(1-0) se répartit d'une façon très différente du gaz atomique. Son extension verticale est plus faible que celle du gaz atomique (l'échelle de hauteur du gaz moléculaire est de l'ordre de 50 parsecs dans la Galaxie, Dame & Thaddeus 1994). Sa distribution radiale est de forme exponentielle, avec une longueur caractéristique égale en moyenne à la moitié de celle du disque visible (Young et al. 1995), mais avec de grandes variations d'une galaxie à l'autre. L'émission est piquée vers le centre du disque (Kenney & Young 1988) et dans les bras spiraux. L'interprétation classique est qu'il existe au moins deux populations de nuages moléculaires dans le disque, les nuages chauds étant nombreux dans les bras, la distribution des nuages froids présentant moins de contraste (Boulanger et al 1984). L'émission CO peut aussi être renforcée vers le centre lorsqu'une barre stellaire modifie la cinématique du gaz moléculaire pour le diriger vers le centre du disque (Gerin 1988, Regan et al. 1995, Wiklind 1993), ou au niveau de la résonance interne de Lindblad si elle existe (Gerin 1988, Combes 1992, Bergman et al. 1992, Kenney et al.

⁴On connaissait auparavant les raies de OH, H_2CO , CH, CN, CH⁺, mais celles-ci, à l'exclusion de CH, ne permettent pas de remonter à l'abondance de H_2

1992) créant ainsi un anneau circumnucléaire.

Aucun lien clair n'a encore pu être établi entre l'amplitude de l'onde de densité dans le disque lorsqu'elle est identifiée et l'émission CO(1-0) (Stark et al. 1986). Le long de la séquence morphologique l'évolution de l'émission CO(1-0) n'est pas clairement évaluée (Robert & Haynes 1994). Il semblerait néanmoins que les galaxies elliptiques ou lenticulaires (Wiklind & Henkel 1989) et les galaxies irrégulières de type magellanique présentent une plus faible émission CO(1-0) que les galaxies à disque de type Sa à Sc.

Le milieu interstellaire d'une galaxie peut-il être affecté par l'environnement de cette galaxie? Pour le gaz atomique, il semble que oui, mais pour la phase moléculaire, la réponse est moins claire. En effet, le gaz situé dans les parties les plus externes du disque est soumis à une moindre force de rappel gravitationnelle que dans les parties centrales. A ce titre, le gaz qui est situé en périphérie du disque, et qui est en majorité atomique, est donc plus vulnérable aux effets d'environnement.

Dans un amas, le gaz interstellaire peut être soumis à:

- la pression de balayage dynamique exercée par le gaz diffus intergalactique sur le disque d'une galaxie possédant une grande vitesse relative par rapport à l'amas (Gunn & Gott 1972),

- des forces de marées lors d'interactions entre galaxies (Merritt 1983) ou entre la galaxie et l'amas tout entier (Byrd & Valtonen 1990),

- une évaporation thermique (Cowie & Songaila 1977).

L'observation des galaxies d'amas a permis de mettre en évidence les carences en émission HI prévues par ces théories (Chamaraux et al. 1980, Haynes & Giovanelli 1984, Giovanelli & Haynes 1985, Sarazin 1986, Gavazzi 1987, 1989, Warmels 1986, Cayatte et al. 1994). Dans l'amas de Virgo, Cayatte et al.(1990) ont observé des disques tronqués en HI et Gavazzi (1989) a découvert qu'il en était de même dans Coma et Abell 1367 (dans certains objets asymétriques, le gaz HI disparaît partiellement du disque de la galaxie, dans la direction du centre de l'amas). Il faut noter que la première mise en évidence incontestable de la déficience en HI des galaxies d'amas est probablement celle de Haynes & Giovanelli (1984), qui disposaient d'un large échantillon de référence de galaxies isolées.

Les effets de l'environnement sur le contenu moléculaire des galaxies sont bien moins connus. Les systèmes en interaction présentent de fortes luminosités CO (Martin et al 1991, Sanders et al.(1991), Braine & Combes 1993a), avec souvent une faible émission HI: cette observation suggère un changement de phase HI-> H₂. Les galaxies en anneau (suite au passage d'un petit compagnon) présentent aussi une forte luminosité CO (Horellou et

Contenu gazeux des galaxies spirales

al. 1995b). Les observations de l'amas de Virgo par Stark et al.(1986), Kenney & Young (1989), ou de Coma par Casoli et al.(1991), ont montré que les galaxies spirales n'étaient pas atteintes de déficience ou d'anémie en CO, probablement parce que le gaz moléculaire, plus concentré dans le disque, est moins facilement expulsé du disque par pression de balayage dynamique. Néanmoins, Rengarajan & Iyengar (1992) ont remis en cause les résultats établis dans l'amas de Virgo et prédit une déficience de l'émission CO pour les galaxies de cet amas. Par ailleurs, Horellou et al.(1995a) mirent en évidence la faiblesse de l'émission CO(1-0) dans les galaxies de l'amas de Fornax, effet difficile à interpréter puisque ces galaxies présentent par ailleurs un contenu HI normal.

Ce tour d'horizon des connaissances actuelles sur le milieu interstellaire gazeux et froid des galaxies spirales montre la faible connaissance que nous avons encore sur le milieu moléculaire des galaxies spirales. Aucune conclusion ne peut être tirée quant à une possible déficience CO dans les galaxies d'amas, puisqu'aucun échantillon de référence, c'est à dire de galaxies isolées non-affectées par l'environnement, n'existe en ce domaine. De ce fait, aucune conclusion définitive ne peut être tirée quant au rapport moyen des masses de gaz moléculaire et atomique, M_{H2}/M_{HI} , dans différents environnements (Young & Scoville 1982, Scoville & Young 1983, Sanders et al. 1984), alors que les implications de l'étude de ce rapport sont importantes pour comprendre le rôle de ces deux phases dans la formation stellaire (cf chapitre 3).

Notre démarche a donc été d'observer dans la raie de 12 CO(1-0) une partie de l'échantillon de galaxies isolées précédemment étudié en HI par Haynes & Giovanelli (1984) afin d'obtenir un échantillon final de 125 objets en CO(1-0) et HI (21 cm). Le grand nombre d'objets isolés observés en CO et HI et la diversité de leurs types morphologiques nous permettent d'entreprendre une analyse statistique des propriétés moyennes des galaxies au sein d'un échantillon non biaisé et de taille significative. Dans ce chapitre, nous présentons les propriétés de l'échantillon de galaxies isolées et les données CO(1-0) et HI que nous avons obtenues entre 1994 et 1997. Nous cherchons ensuite quels paramètres permettent de prédire le contenu moléculaire d'une galaxie isolée, et étudions le rapport des masses de gaz moléculaire et atomique. Nous inspectons aussi une possible dépendance du contenu moléculaire en fonction de la morphologie des galaxies (grand-design ou flocculentes) ou en fonction de la présence d'une barre. Ces données sont ensuite réutilisées dans les chapitres 2 et 3 pour comprendre les mécanismes de l'émission dans l'infrarouge lointain et le lien entre contenu gazeux et formation stellaire dans cet échantillon.

1.2 Propriétés de l'échantillon de galaxies isolées

90 % des galaxies se présentent pour l'observateur en paires, groupes, amas ou associations. L'absence de proche voisin a donc permis d'établir grossièrement la classe des galaxies de champ pour les 10% de galaxies restantes. Cette évaluation reste très subjective, et dépend notamment du champ observé, de la magnitude limite atteinte sur une plaque ou une image profonde. Karachenseva (1973) a proposé de rechercher sur des plaques photographiques les galaxies ne présentant pas de proche voisin jusqu'à une distance apparente égale à 20 fois leur diamètre optique. Ce critère permet ainsi de rejeter des galaxies en interaction forte, ou ayant pu être en interaction dans le dernier milliard d'années (en supposant une vitesse relative entre les deux objets de v $\simeq 500$ kms⁻¹, et un diamètre de 20 kpc pour chaque objet). Ce catalogue contient au total 1051 objets ($m_B < 15.7, \delta > -3^\circ$). On sait depuis Dressler (1980) que la morphologie des galaxies est fonction de la densité de leur environnement, avec 70 % des galaxies de champ de type spiral; à l'opposé la fraction de galaxies elliptiques atteint 70 % dans les amas denses comme Coma ⁵. Donc tout échantillon tiré de ce catalogue sera principalement constitué d'objets spiraux. Nous avons formé un sous-échantillon de ce catalogue, composé de galaxies à disque de magnitude bleue <14 mag, et de diamètre < 4'. Nous décrivons ici les propriétés générales de l'échantillon ISOLCO, comprenant les 125 galaxies isolées observées à ce jour en CO(1-0): 99 mesures provenant de nos observations (voir section 1.3 et Article I). Les autres mesures en CO proviennent de la littérature:⁶

- les observations de Sage (1993a,b) avec le télescope de 12m du NRAO, portant sur 66 galaxies proches (galaxies plus proches que 10 Mpc, extraites du catalogue de Tully 1988). Les observations de ces galaxies sont faites en général avec 4 points minimum (le diamètre du faisceau étant de 55") couvrant plus de 50% du grand axe optique, pour des objets de taille apparente comprise entre 2' et 10'.

- les observations de Young et al.(1989, 1995), portant sur un échantillon de galaxies sélectionnées à la fois sur l'infrarouge lointain avec $S_{100\mu m} > 10$ Jy et sur l'optique par $B_T^0 < 12$ mag. L'échantillon de Young et al.(1989, 1995) couvre une large gamme de diamètres apparents: une partie des objets a donc été cartographiée le long du grand axe avec 3 à 5 points.

Dans 12 cas, les observations CO(1-0) sont communes aux deux sources de la littérature

⁵On constate une absence totale de galaxies spirales au centre de Coma et une déficience partielle au centre de Virgo.

⁶Verter (1985, 1988) donne aussi des catalogues d'observations extragalactiques en CO(1-0).

et nous choisissons les observations effectuées avec le télescope de 12m du NRAO afin de faciliter la comparaison avec nos observations, pour la plupart effectuées avec ce télescope. La reproductibilité des mesures est de l'ordre de 30 %. Quand nos observations sont redondantes avec les observations de Young et al.(1995), nous choisissons les données de Young, présentant une couverture plus large de la surface apparente. L'échantillon obtenu n'est pas complet au sens classique du terme puisque nous n'avons pas observé toutes les galaxies satisfaisant à un critère de sélection en magnitude.

1.3 Mesure des raies de CO(1-0) et HI

1.3.1 Observations HI à Nançay.

Puisque 24 galaxies observées en CO(1-0) ne possédaient pas de données HI, nous avons comblé ce manque d'information par des observations au radiotélescope de Nançay. Après les observations de 22 objets, et à cause de la planification des observations et la visibilité des sources, il ne reste plus que 2 galaxies observées en CO(1-0) restant sans données HI. Le radiotélescope de Nançay permet une bonne couverture de la surface optique, puisque le lobe principal couvre 22' x 4' sur le ciel. Après obtention de la densité de flux dans le spectre, S₂₁, en Jykms⁻¹, les masses de gaz atomique sont ensuite estimées d'après la formule:

$$\frac{M_{HI}}{M_{\odot}} = 0.236 \times 10^6 \ D_{Mpc}^2 \frac{S_{21}}{Jykms^{-1}}$$

Dans cette formule il est implicitement supposé une température de spin constante et un milieu atomique optiquement mince(Walterbos & Braun 1996).

Les masses de gaz atomique pour les objets cités dans la littérature sont calculées en utilisant les magnitudes HI, m₂₁:

$$log_{10}(M_{HI}) = -0.4m_{21} + 12.336 + 2log_{10}(\frac{D}{Mpc})$$

(Bottinelli et al.1990).

1.3.2 Observations CO(1-0)

Les observations CO(1-0) ont été effectuées à l'aide de trois radiotélescopes :

- le SEST, à l'observatoire de l'ESO, Chili (télescope de diamètre 15 m).

- le NRAO, à Kitt Peak, USA (télescope de diamètre 12m).

- l'IRAM, à Grenade, Espagne (télescope de diamètre 30m).

Après 1 à 3 heures d'observations par position, nous obtenons un ensemble de spectres calibrés en température d'antenne, T_A^* (température de brillance intrinsèque de la source, mesurée sur les récepteurs).

Nous convertissons ensuite T_A^* en température de lobe principal, T_{mb} : celle-ci est estimée sur un faisceau de taille environ 1' pour un radiotélescope de 15m. T_{mb} est ainsi adaptée aux sources que nous observons et qui remplissent le faisceau du radiotélescope ⁷. L'aire de la raie de CO(1-0), intégrée en vitesse,

$$\frac{I_{CO}}{(Kkms^{-1})} = \int T_{mb}(v)dv$$

permet d'estimer une densité de colonne N_{H2} , puis la masse de gaz moléculaire, M_{H2} , en supposant un facteur de conversion standard:

$$X = N_{H2}/I_{CO} = 2.3 \times 10^{20} \ cm^{-2} (Kkms^{-1})^{-1}$$

Alors $M_{H2} = X I_{CO} m_{H2} A$, avec m_{H2} la masse de la molécule d'hydrogène, A l'aire couverte par le lobe du radiotélescope,

$$A = (\theta D/2)^2 \frac{1}{\ln(2)}$$

où D est la distance à l'objet, θ l'ouverture angulaire totale du faisceau du radiotélescope à mi-puissance.

Finalement

$$\frac{M_{H2}}{M_{\odot}} = 1.06 \times 10^{-15} X D_{Mpc}^2 (\frac{\theta}{1'})^2 I_{CO} (Kkms^{-1})$$

En définissant la luminosité CO, L_{CO} , ⁸ par

$$L_{CO} = D^2 \int I_{CO} d\Omega$$

 $T_{mb} = \frac{\eta_f}{\eta_{mb}} T_A^*$

avec η_f et η_{mb} les efficacités de l'antenne, respectivement dans 2π sr en avant, et dans le lobe principal.

⁸Il est aussi possible de convertir l'intensité I_{CO} afin d'obtenir une densité de flux intégrée en vitesse, S_{CO} , en Jy kms⁻¹, à l'emploi plus commode puisqu'indépendante des caractéristiques du télescope. Il suffit de connaître le coefficient de conversion JyK⁻¹ du radiotélescope, dépendant de la taille de l'antenne et de la longueur d'onde (Gordon et al. 1992). la relation précédente s'écrit alors, si l'on choisit le rapport X standard:

$$\frac{M_{H2}}{M_{\odot}} = 3.7 \frac{L_{CO}}{Kkms^{-1}pc^2}$$

Durant ces campagnes d'observations, nous avons cherché à détecter une densité surfacique de gaz moléculaire supérieure à $5 \times 10^6 M_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$. Les temps typiques d'intégration de 1 à 2 heures permettent d'atteindre typiquement une température de bruit < 15 mK dans le spectre final à la résolution de 15 kms⁻¹: cette valeur de bruit est du même ordre de grandeur que celles des échantillons de Sage (1993a,b) et Young et al.(1995), tout comme la limite en flux intégré, de l'ordre de 1 K kms⁻¹.

1.3.3 Réduction des données.

Le dépouillement des données se fait sous le logiciel CLASS développé par l'IRAM et l'Observatoire de Grenoble. Dans un premier temps, tous les spectres pris sur un objet sont visualisés, en unités de température d'antenne, T_A^* qui est l'unité choisie au moment de l'observation. La moyenne des scans est effectuée afin de rechercher la présence d'une détection de la raie CO(1-0). Dans ce cas une fenêtre est aisément définie dans le spectre. En cas de non-détection, nous définissons une fenêtre en nous fondant sur la position attendue de la raie, par exemple si la raie a été détectée en HI. La résolution spectrale est ensuite dégradée jusqu'à une résolution de 15 kms⁻¹. Ensuite, pour chaque spectre est établie une ligne de base, en général d'ordre 1, à partir des points du spectre situés en dehors de la fenêtre. Cette ligne de base est alors soustraite au spectre. La moyenne de tous les scans corrigés d'une ligne de base fournit un spectre à la résolution de 15 kms⁻¹. Le spectre final est converti en température T_{mb} . L'aire de la raie I_{CO} est calculée dans la fenêtre sur le profil en vitesse. Nous avons par contre employé un ajustement gaussien afin de déterminer le centroïde de la raie. L'incertitude sur l'estimation de l'intensité I_{CO} a deux origines distinctes:

- le bruit typique dans le spectre, σ , que l'on peut estimer en dehors de la fenêtre. Il engendre une incertitude

$$\delta I^{raie} = 3\sigma (\delta V^{canal} \delta V^{raie})^{1/2}$$

pour une recherche de détection au niveau de 3 σ , avec δV^{raie} la largeur en vitesse de la raie détectée, δV^{canal} la largeur en vitesse d'un canal pour la résolution finale.

- l'ajustement exact du point zéro lors de l'estimation d'une ligne de base. Celui-ci génère une incertitude

$$\delta I^{ref} = \delta T \times \delta V^{raie}$$

avec

$$\delta T = \sigma \times (\frac{\delta V^{canal}}{\delta V^{bande} - \delta V^{raie}})^{1/2}$$

 δV^{bande} la largeur en vitesse de la bande sur laquelle la ligne de base a été estimée. Cette incertitude croît avec la racine carrée de la largeur de la raie, et devient donc importante pour les galaxies vues par la tranche. En modifiant légèrement la largeur de la fenêtre, on peut également estimer l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la mesure de l'aire intégrée. L'incertitude totale sur $I_{CO(1-0)}$ s'écrit finalement

$$\delta I_{CO} = (\delta I_{raie}^2 + \delta I_{ref}^2)^{1/2}$$

1.3.4 Taux de détection

Le tableau 1.2 montre que le taux de détection de la raie de CO(1-0) est maximal pour les types morphologiques Sb-Sc. Il chute pour les types tardifs, en accord avec la faiblesse de l'émission CO observée par Thronson & Telesco(1986), Thronson et al.(1987), Tacconi & Young(1985,1987), Kenney & Young(1988).

Туре	Effectif (non-dét.)	Taux de détect.
SO-SOa	2(1)	50~%
Sa	3(2)	33%
Sab	9(5)	$44 \ \%$
Sb	18(3)	83 %
Sc	54(18)	67~%
Scd	9(7)	22~%
Sd	2(2)	0 %
Sm	1(1)	0%
Total	125(47)	62%

TAB. 1.2: Taux de détection en CO(1-0) en fonction du type morphologique.

Nous allons essayer de retrouver ces résultats par une analyse en correspondances multiples, ou ACM, dont le principe est expliqué un peu plus loin (1.4). Cette analyse (Tab 1.3 et 1.4) montre que le long de l'axe 1 on retrouve les objets à faible flux IRAS à 100 microns, faible magnitude bleue et petit diamètre apparent, regroupés avec les objets de type précoce (SO-SOa) et les objets non-détectés. On notera aussi la proximité de ce groupe des objets à forte inclinaison: ce n'est pas étonnant puisque ces objets, vus par la tranche, offrent une grande largeur de vitesse $\Delta W = \Delta v \sin(i)$ (Δv le double de la largeur en vitesse de la courbe de rotation) qui diminue leur chance de détection en observations spectroscopiques, par étalement du signal en vitesse. A l'opposé, on perçoit que les objets à faible taux de détection sont ceux de forte inclinaison sur la ligne de visée.

TAB. 1.3: Intervalles utilisés dans l'ACM. Les effectifs de chaque classe sont indiqués entre parenthèses.

Intervalle:	a	b	С
Type morphologique	SO-Sab(14)	Sb-Sc (80)	Scd-Sm (8)
COcens	noCO (40)	CO(62)	
a (')	[0.6-1.9] (58)	[1.9-3.9](40)	[3.9-7.4](4)
$2 + Log(S_{100}(Jy))$	[1.6-2.2](45)	[2.2-2.7] (40)	[2.7-3.5](17)
$[m_B] = m_B^{-1}$, where m_B^{-1} , we have m_B^{-1}	[10-12] (11)	[12-13.5] (35)	[13.5-14.2] (56)
inclinaison (degrés)	[0-40] (33)	[40-60](33)	[60-82](39)

TAB. 1.4: Contribution à la variance totale des facteurs extraits de l'ACM des objets du Tab 1.3.

Facteur	Contribution
1	20%
2	16%
3	12%
4	10%

1.3.5 Sous-échantillonnage de la surface des galaxies

Durant la campagne d'observations ⁹, nous avons pu cartographier 27 objets de diamètres apparents grands devant la taille du lobe principal du radiotélescope. Tous les objets n'ont

 $^{^{9}}$ Soit un total de 400 heures d'observations de la raie de CO(1-0).

FIG. 1.1: Représentation des catégories de variables projetées dans le plan des facteurs 1 et 2 de l'ACM du Tab 1.3.

pas pu néanmoins profiter de la même couverture de leur surface optique en raison du temps limité alloué aux observations.

En vue d'obtenir un échantillon homogène en couverture de la surface optique (les plus petits objets étant quasiment couverts par le lobe du radiotélescope), nous avons cherché à modifier les corrections à apporter à ces observations. Les deux paramètres principaux sont:

- le rapport R entre le grand axe apparent D_{25} et la taille du lobe à mi-puissance, Θ_{beam} , qui détermine la couverture de la surface apparente par un faisceau,

- l'inclinaison i de la galaxie sur la ligne de visée.

Nous supposons que le faisceau est gaussien de distribution f(x, y) avec x et y les positions sur le ciel. Nous donnons à la distribution radiale de l'émission CO(1-0) une forme exponentielle d'échelle de longueur r_0 . Young et al.(1995) indiquent que la longueur typique pour une telle distribution est $r_0 = D_{25}/4$, d'après l'étude de 151 objets en essayant l'ajustement de la distribution radiale par des lois exponentielle et gaussienne. ¹⁰

$$v(r) = V_{max} \frac{r/r_{max}}{(1 + (r/r_{max})^{\alpha})^{1/\alpha}}$$

avec $V_{max}=200 \text{ kms}^{-1}$, $\alpha=2$. Cette hypothèse n'influe que sur le profil de la raie et donc la confusion avec le bruit pour les raies très larges.

¹⁰En chaque rayon nous adoptons une courbe de rotation du type de celle de Brandt (1960)





FIG. 1.1: Représentation des catégories de variables projetées dans le plan des facteurs 1 et 2 de l'ACM du Tab 1.3.

Nous estimons ensuite le flux détecté à chaque position i sur l'objet, S_{CO}^i , en additionnant les contributions dans le faisceau du radiotélescope pour 5000 positions choisies aléatoirement. Le flux total enregistré dans n points est

$$S^n = \sum_n S^i_{CO}$$

et le flux total sur la galaxie est obtenu en intégrant toutes les contributions pour une couverture complète du disque avec f(x, y) = 1. La Fig 1.2 montre la fraction d'émission détectée avec un seul point central, en fonction de l'inclinaison de l'objet sur la ligne de visée, et pour différentes valeurs du rapport R. La Fig 1.3 montre la fraction d'émission détectée avec 3 points le long du grand axe, espacés chacun de la largeur du faisceau, en fonction de l'inclinaison, et pour différentes valeurs du rapport R. On constate que pour notre échantillon, dans le pire des cas nous n'avons manqué que 50 % de l'émission. Le facteur correctif pour retrouver le flux total est appliqué de façon statistique aux objets que nous avons observés. Young et al.(1989,1995) et Sage (1993a,b) avaient aussi appliqué des corrections à leurs données afin de tenir compte du sous-échantillonnage.



FIG. 1.2: Fraction de l'émission CO(1-0) totale du disque d'une galaxie détectée par l'observation du point central, en fonction de l'inclinaison et du rapport $R=D_{25}/\theta = 1.5, 2, 3, 4, 5$.

1.3.6 Article I:"CO and HI in isolated spiral galaxies"

Cet article présente les données observations de galaxies isolées en CO(1-0) et en HI.



The H_2 and HI content of isolated disc galaxies

I - CO(1-0) and HI data

S. Sauty¹, F. Casoli¹, A. Boselli^{2,3}, M. Gerin^{4,1}, J. Lequeux¹, J. Braine⁵, G. Gavazzi⁶, J. Dickey⁷, I. Kazès⁸, P. Fouqué⁹

¹ DEMIRM, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, F-75014, Paris, France, and URA 336 du CNRS

² Laboratoire d'Astronomie Spatiale, Traverse du Siphon, F-13776 Marseille Cedex 12, France

³ Max-Planck-Institut fur Kernphysik, Postfach 103980, D-69117 Heidelberg, Germany

⁴ Radioastronomie Millimétrique, Laboratoire de Physique de l'ENS, 24, rue Lhomond F-75231 Paris cedex 05, and URA 336 du CNRS

⁵ IRAM Grenoble, 300 rue de la Piscine, F-38406 St Martin d'Hères cedex, France

⁶ Osservatorio di Brera, via Brera 28, 20121 Milano, Italy

⁷ Astronomy Department, University of Minnesota, 116 Church Street SE, Minneapolis, MN 55455, USA

⁸ ARPEGES, Observatoire de Paris, Section de Meudon, F-92195 Meudon Principal cedex, France

⁹ ESO, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Received XX 1997; accepted XX, 19XX

Abstract. We present new CO(1-0) and HI-21 cm data for a sample of 99 isolated disc galaxies selected from the Karachenseva (1973) catalog. These galaxies have corrected blue magnitudes $B_{\rm T}^0$ < 14.0 and morphological types between S0 and Irr. The CO(1-0) data have been obtained using the SEST 15m, NRAO 12m and IRAM 30m radiotelescopes; all galaxies have been observed at their centres, 28 have been mapped at one beam sampling over half of their optical disc. HI observations at 21 cm of 22 previously unobserved galaxies have been made with the Nançay radiotelescope. For each observed galaxy, we give a CO luminosity and an H₂ mass computed with a conversion factor of $2.3 \, 10^{20} \, \text{H}_2 \, \text{cm}^{-2} / (\,\text{K km s}^{-1})$. For galaxies which were not mapped entirely, the total emission is extrapolated from the observed positions, using empirical correction factors that we have obtained from simulated observations of model galaxies of different inclinations and sizes with respect to the beam. HI masses are also given, either from the literature, or from our observations. We give molecular and atomic gas masses for 8 additional isolated galaxies with HI and CO(1-0) data from the literature.

These data are used to study the gas content and composition of isolated disc galaxies; the results are presented in a companion paper (Sauty et al. 1997, Paper II). They have also been used in a study of a large sample of disc galaxies (Casoli et al. 1997), as a comparison sample for cluster and interacting galaxies.

Send offprint requests to: S. Sauty

Key words: galaxies: ISM - ISM: molecules - surveys

1. Introduction

In order to evaluate the influence of the environment on the observed properties of disc galaxies, one must build a reference sample of isolated galaxies. Indeed, the HI deficiency of cluster galaxies, although suspected as early as 1970, has been definitely established when HI observations were made of a sample of isolated galaxies (Haynes & Giovanelli 1984). More recently, there have been many observations of the CO(1-0) emission of cluster galaxies (Stark et al. 1986, Kenney & Young 1989, Rengarajan & Iyengar 1991, Boselli 1994 for the Virgo cluster, Casoli et al 1991, Dickey & Kazès 1991, Boselli et al. 1996 for the Coma supercluster, Horellou et al. 1995 for the Fornax cluster), but with no definite conclusions about the molecular gas content of these objects. Indeed, one might suspect that HI-deficient galaxies could evolve to CO-deficient galaxies, but on the other hand, interacting galaxies are often found to be CO-bright. This uncertainty could be ascertained partly to the lack of data about the CO(1-0) emission of normal, isolated galaxies. Available galaxy surveys do not include many isolated objects: the survey by Sage (1993 a and b) of all objects closer than 10 Mpc is a distancelimited sample; the FCRAO extragalactic survey is mainly selected on a far-infrared selection criterion (Young et al. 1995), which tends to bias the sample towards CO-bright objects; as for the Solomon and Sage (1988) sample, it comprises mainly interacting objects.

We have thus undertaken a survey of the CO(1-0) emission of isolated disc galaxies. Our motivations were to build a reference sample for the CO emission of isolated galaxies and to determine whether cluster galaxies are COdeficient. This study is presented in a companion paper (Sauty et al. 1997). Here we present our CO(1-0) data for 99 isolated galaxies chosen from the Karachenseva (1973) catalog; we also give HI data for 22 galaxies that had never been observed. We use these data to estimate the molecular and atomic gas content of isolated galaxies. The total sample amounts to 107 galaxies (8 taken from the literature and 99 observed by us).

2. The sample

Karachenseva has constructed her catalogue of isolated galaxies according to the following selection criterion: no neighbour must be present in a projected area of diameter equal to 20 times that of the observed galaxy. This constraint should guarantee that there has been no recent interaction: typically, the time since the last interaction is larger than 10^9 years, if we assume that the relative velocities are of the order of 500 km s⁻¹, that the galaxy diameter is 20 kpc and that significant perturbations occur for passages closer than 200 kpc. The galaxies observed by Haynes and Giovanelli (1984) to study the HI content of isolated galaxies were taken from this catalogue.

In the Karachenseva catalogue we have chosen galaxies according to the following criteria :

- 1. $B_{\rm T}^0 < 14$, where $B_{\rm T}^0$ is the blue magnitude corrected for internal and galactic extinction as in the RC2 (de Vaucouleurs et al. 1976). The distribution of $B_{\rm T}^0$ is shown in Fig.1,
- 2. diameter at the $25 \text{ mag}/(")^2$ level, D_{25} , between 1' and 4', so that the galaxies can be mapped in a reasonable amount of observing time. The distribution of D_{25} is shown in Fig.2.

For these galaxies, optical, far-infrared and HI data. as well as velocities were extracted from the LEDA and NED databases. The morphological type distribution is shown in Fig.3. The predominance of Sb and Sc types is found in other samples (e.g. Roberts & Giovanelli 1994). Source velocities, from HI observations or from optical data when no HI data was available, range from 155 to 11854 kms⁻¹. The velocity distribution is shown in Fig.4. There are two peaks in the velocity distribution near 1500 and 4500 $\rm km\,s^{-1}$, which have been noticed already by Haynes et al. (1983): these peaks are respectively associated to the Local supercluster and the Pisces-Perseus supercluster. Indeed, the Karachenseva galaxies, although isolated in space, may not be truly isolated in the third dimension. However, they clearly dwell in the lowest density regions of supercluster volumes. Distances were computed

using $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc.}$ Out of the 107 objects, 82 have been detected by IRAS at 60 μ m and 100 μ m. Far-infrared luminosities are computed using:

 $L_{\rm FIR} = 0.394 \, 10^6 \, {\rm D}/(1 \, {\rm Mpc})^2 (2.58 \, {\rm S}_{60} + {\rm S}_{100}) \, {\rm L}_{\odot},$ where ${\rm S}_{60}$ and ${\rm S}_{60}$ are the flux densities measured by IRAS at 60 and 100 $\mu {\rm m}$ respectively, in Jy.

Fig. 1. Distribution of corrected blue magnitudes B_T^0

Fig. 2. Distribution of the major axis diameters D_{25}

Fig. 3. Morphological type distribution



Fig. 4. Distribution of galaxy velocities.

Some other global properties of the sample are shown in Fig.5 (distribution of disc inclinations), Fig.6 (distribution of blue-band luminosities), Fig.7 (distribution of far-infrared luminosities). The general parameters of the total sample are gathered in Table 2, which is arranged as follows :

Column 1 – Name of the objects, ordered by IC, NGC, UGC and CGCG numbers.

Columns 2 and 3 – Right ascension (1950 equinox) and declination, from the LEDA database (the Lyon-Meudon Extragalactic Database supplied by the LEDA team at the CRAL-Observatoire de Lyon (France)). The accuracy should be better than 10", but see Section 3.3.

Column 4 – Major axis diameter at the 25 mag(")⁻² surface brightness level, in arc minutes.

Column 5 – Minor axis diameter at the 25 mag $(")^{-2}$ surface brightness level, in arc minutes.

Column 6 – Galaxy inclination to the line of sight, in degrees, computed from: $i = \arcsin((1-b^2/a^2)^{1/2})$, where a

and b are the major and minor axis diameters. The difference is small with more sophisticated formulae including morphological type corrections.

Column γ – Total blue magnitude corrected for galactic extinction, internal absorption and K-dimming, according to the RC2 (de Vaucouleurs et al, 1976) from LEDA. Column 8 – Morphological type from the LEDA database, coded as follows: E/S0=0, Sa=1, Sab=2, Sb=3, Sbc=4,

Sc=5, Scd=6, Sd=7, Irr-Sm=8, Pec=9, S=10. The symbol b means barred object(from LEDA).

Column 9 – Heliocentric radial velocity from HI measurements if available, or else optical, in km s^{-1} .

Column 10 - Assumed distance, in Mpc.

Column 11 - 21 cm magnitude, from LEDA.

1		
1		
1		

Fig. 5. Distribution of galaxy inclinations to the line of sight



Fig. 6. Distribution of the blue luminosities



Fig. 7. Distribution of the far-infrared luminosities

3. Observations and data analysis

3.1. CO(1-0) data

3.1.1. CO(1-0) observations and analysis

The CO(1-0) observations were obtained using three telescopes :

- the SEST 15m (four sessions from november 1993 to november 1996),

- the NRAO 12m (one session in december 1994), (see ac-knowledgements),

- the IRAM 30m telescope (one session in june 1996).

The half power beamwidths and main-beam efficiencies of these telescopes are respectively 45", 55", 21" and 0.7, 0.62, 0.7. At the SEST, we used a Schottky receiver in single sideband mode. The backend was an acousto-optical spectrometer of 1440 channels of width 1.4 MHz. The typical system temperature $T_{\rm sys}$ was of the order 500-600 K.

The conversion factor from main-beam temperatures to flux densities is $S_{\nu}/T_{\rm mb} = 27$ Jy/K at 115.3 GHz, the frequency of the CO(1–0) line.

At the NRAO 12 m telescope, we used two SIS receivers in parallel and two 256*2 MHz backends. Typical system temperatures were 260-280 K. For this telescope, the conversion factor S_{ν}/T_{mb} is 29.7 Jy/K. At the IRAM 30 m telescope, we used two SIS receivers in parallel and two 512*1 MHz backends and the autocorrelator as backends. T_{sys} was of the order 280-330 K. The conversion factor from $T_{\rm mb}$ to Jy for this telescope is 4.4 Jy/K. The system temperatures above are given in the antenna temperature scale $T_{\mathbf{A}}^*$; in what follows we will systematically use the main-beam temperature scale $T_{\rm mb}$. We checked the focus and pointing every 4 hours on average, every 90 minutes at IRAM. Typical pointing errors were 7" at the NRAO, 4" at the SEST, 3" at IRAM. In all cases, we have used the beam switching mode. All the spectra were reduced using the CLASS package (Continuum and Line Analysis Single-dish Software, Observatoire de Grenoble and IRAM).

We smoothed the spectra with a box filter in order to reach the same mean resolution for all spectra, 15 kms^{-1} . We generally subtracted baselines of order 0 or 1. Only in very few cases 2^{nd} order polynoms were used. Line areas were computed from the moments of the line. By trying different line centerings and line fits, we estimate that the errors on integrated flux-densities, introduced by baseline fitting, are less than 5 % for narrow and strong lines, while they could be up to 20 % for weak and broad lines. The second major source of error is introduced by the rms noise integrated over the velocity profile: for line areas larger than 1 K kms⁻¹, it is typically less than 25 %. The CO(1-0) spectra are shown in Fig.8. The CO(1-0) data are gathered in Table 3, which is arranged as follows:

Column 1 - Galaxy name.

Column 2 - PGC (Principal Galaxy Catalogue) number (Paturel et al. 1989) when available.

Column 3 - Number in Karachenseva catalog (1974).

Column 4 - Positions of the map points in arcminutes.

Column 5 - CO line area, in K km s⁻¹ (main-beam units),

determined from the first moment of the line. The symbol * indicates that the detection is marginal, < means that there is no detection at the observed position.

Column 6 - Total detected CO line area for the object, in K km s⁻¹ (main-beam scale). < indicates a non-detection, * a marginal detection over the observed surface.

Column 7 - r.m.s. noise in mK for a 15 km s⁻¹ resolution, $T_{\rm mb}$ scale.

Column 8 - CO line velocity in km s^{-1} , from the second line moment. Velocities are heliocentric with optical definition.

Column 9 - CO velocity width in km s^{-1} , deduced from the third line moment.

Column 10 - Telescope: K = NRAO 12m at Kitt Peak, S =

SEST, IR = IRAM.

Two objects, UGC 11723 and NGC 5768, were observed with both the SEST and the NRAO 12m at their central position. Their spectra are shown in Fig. 9. The same global shape for the line is found and the agreement in the integrated flux densities is of the order of 20 % for the same integration windows. For UGC 11723 we find 62 Jykms⁻¹ at NRAO and 50 Jykms⁻¹ at the SEST. The integrated flux densities for NGC 5768 differ by about

15%, 43 Jykms⁻¹ at NRAO and 38 Jykms⁻¹ at the SEST. NGC 4635, NGC 6643 and NGC 7817 have been observed in CO(1-0) by Young et al. 1995 using the FCRAO 14m (see comments on individual objects in Section 3.3): the agreement with our data is better than 20%.

3.1.2. Estimate of the total CO flux

While it is easy to cover the full extent of the 21 cm HI emission of a galaxy using a single dish, this is not true at millimeter wavelengths: with a 45" beam and beam sampling, a 3' radius galaxy requires more than 15 points with several hours of observations per point. Our aim was initially to map all the sample galaxies with $D_{25} > 2$ ' out to half their optical radius, but because of lack of observing time, we could not reach our goal for all the objects. Thus, 27 galaxies were observed along their major axis, with a total integration time spent on the off-center positions equal to the time spent for the central point. 74 galaxies were observed at their center only. In the analysis, for NGC 6643 and NGC 7817, we have used the data of Young et al. (1995) because they have made a map when we only observed the center of these galaxies.

It is clear that by observing the center only, or even the major axis, one misses part of the galaxy emission. In the Appendix, we describe the method that we have used to extrapolate the observed emission to the total one. The parameters are the galaxy inclination and the ratio between the major axis diameter and the beamsize.

$3.1.3. H_2$ masses

 H_2 column densities were assumed to be proportional to the CO(1-0) line area: N(H₂)=X I(CO) with a standard value of the conversion factor X=2.310²⁰ mol cm⁻²/(K km s⁻¹) (Strong et al. 1988). Note that recent determinations of this conversion factor tend to favor lower values (Digel et al. 1995). H₂ masses are then obtained by :

 $M_{\rm H_2}(M_{\odot})=2.44\,10^5$ I(CO) (K km s⁻¹)(D/Mpc)² (θ /1')², where D is the distance to the source in Mpc, θ is the HPBW of the telescope in arcminutes.

When no emission was detected, we have derived upper limits to the H_2 masses by assuming that the detection threshold is 1 K km s⁻¹ for all telescopes. This value is systematically higher than what one would compute by, for example, taking $I_{CO} = 3\sigma \delta v$ for a spectrum smoothed so as to keep 5 channels in the HI linewidth. However, it seems to us more realistic, since experience shows that extragalactic lines weaker than our chosen limit are very hard to detect with certainty. This value of 1 K km s⁻¹ corresponds to 27 and 29.7 Jy km s⁻¹ for the SEST and NRAO 12m, and 4.4 Jy km s⁻¹ for IRAM. Total fluxes and H₂ masses are gathered in Table 5.

3.2. HI 21 cm data

HI data were available in the LEDA and NED databases for 90% of the sample. To complete the data, we have observed 22 galaxies with the Nançay radiotelescope. This meridian instrument has a 4' by 22' beam: this aperture should be large enough to get the whole HI emission, since it has been demonstrated that the HI diameters (at the threshold of 1 M_{\odot} pc⁻²) are of the order of 2 times the optical diameter (see e.g. Sancisi 1983, Bosma 1981, Wevers 1984). We used a position switching procedure, with an observing time ranging from 1 h to 8 h per galaxy. Typical system temperatures were in the range 25–50 K, and we used a 1024 channel autocorrelator spectrometer. We analyzed separately the H and V polarizations. The conversions factors from the antenna temperature scale to Jansky were the following: after June 1995, 1.2 K/Jy for the H polarization, and 0.9 K/Jy for the V polarization at 0 deg elevation, 1.1 K/Jy for H and 0.85 K/Jy for V before this date.

Atomic gas masses M(HI) were then computed from the 21cm integrated flux densities S_{21} (Jy km s⁻¹) using: $M_{\rm HI}$ =0.236 10⁶ D² S₂₁ (M_{\odot})

D is the galaxy distance (Table 2), in Mpc. When the line was not detected, we use a typical sensitivity threshold of 2 Jy km s⁻¹.

Out of the 22 galaxies observed at Nançay, 11 were unambiguously detected. The HI spectra are shown in Fig. 11. The derived parameters are gathered in Table 4, which is arranged as follows:

Column 1 - Galaxy name.

Column 2 - PGC number.

Column 3 - Number in Karachenseva catalogue (1974).

Column 4 - r.m.s noise level (mK) in the HI spectrum, smoothed to 15 km s^{-1} .

Column 5 - HI line area in $K \, km \, s^{-1}$. < indicates that there is no detection.

Column 6 - HI velocity (heliocentric system with optical definition), (km s^{-1}) , computed from the line moments.

Column 7 - HI velocity width (km s^{-1}) , computed from the line moments. Note that this is generally different from the HI linewidth at half-maximum often given in databases. HI fluxes and masses, as well as the same quantities for the CO(1-0) line and H_2 , are given in Table 5, which is arranged as follows :

Column 1 - Galaxy name.

Column 2 - CO flux (Jy km s⁻¹), from the sum of the emission of the detected positions. The error has been estimated by varying the data reduction method (gaussian fits, moments of the line), and trying different line windows. The error estimated in this way is always larger than the formal error from the gaussian fit for example. For undetected objects, the upper limit to the CO(1-0) detection was set to 1 K km s⁻¹, which is the typical limit for a few hours integration (see text).

Column 3 - Correction factor to get an estimate of the total CO flux, for galaxies with a partial coverage (see Appendix).

Column 4 - HI flux, in $Jy km s^{-1}$. The error is estimated in the same way as for the CO(1-0) line.

Column 5 - Total $M_{\rm H_2}$ (M_{\odot}) from the corrected CO flux (detected objects) or from the upper limit in Column 2 (undetected objects).

Column 6 - Total $M_{\rm HI}$ (M_{\odot}). For objects with data in the literature, we use HI magnitudes m₂₁, and get the mass by

 $\log_{10} (M_{HI}) = -0.4 m_{21} + 12.336 + 2 \log_{10}(\frac{D}{Mpc}),$ from Bottinelli et al, 1990. Column 7 - $\log(M_{H_2}/M_{HI}).$

3.3. Notes on individual galaxies

- NGC 2900: the HI spectrum shows a second peak at 5100 $\rm km\,s^{-1}$ but no companion is visible on optical images.

- NGC 3049: classified as starburst/Wolf Rayet galaxy by Contini et al 1997, who observed it in CO(2-1) at the IRAM 30m telescope.

- NGC 4635: our detection at 19 Jy km s⁻¹ is compatible with the upper limit of 80 Jy km s⁻¹ of Young et al. (1995).

- NGC 6643: flocculent galaxy (Elmegreen 1981). HI map by Rhee et al. (1996), showing a minimum in the central arcminute. The CO(1–0) flux that we measure at the central position, 339 Jy km s⁻¹, is in good agreement with the measurement by Young et al. (1995) who found 370 Jy km s⁻¹ in the 45" FCRAO beam, and a total of 420 Jy km s⁻¹ for two positions. The object was also detected by Elfhag et al. (1996), who measured 321 ± 64 Jy km s⁻¹ in a beam of 33".

- NGC 7428: inner barred ring and two outer faint broad arms.

- NGC 7664: HI maximum in the center (Rhee et al. 1996). - NGC 7817: HI maximum in the center (Rhee et al. 1996). The total flux for 3 detected points given by Young is 320 \pm 50 Jy km s⁻¹; at the center, the flux is 220 Jy km s⁻¹ \pm 15% in the 45" FCRAO beam, compatible with our observation (170 Jy km s⁻¹).

- UGC 5: from our observations, $v_{\rm HI} = 7150 \ {\rm km \ s^{-1}}$, while

 $v_{opt} = 7323 \text{ km s}^{-1}$.

- UGC 1706: the CO(1-0) spectrum is very similar to the HI spectrum by Haynes & Giovanelli (1984).

- UGC 3420: very wide line in HI (600 km s⁻¹), which may explain the non-detection in CO(1-0).

- UGC 6879: ringed galaxy.

- UGC 6903: CO(1-0) observations were centered on the middle of the bar and not on the database coordinates.

- UGC 7507: lopsided shape (DSS).

- UGC 11635: HI minimum in the central arcminute (Rhee et al. 1996).

- IC 1508: lopsided shape.

4. Conclusions

We have presented CO(1-0) and HI observations of a sample of 99 isolated galaxies from the Karachenseva catalogue. For galaxies which have not been completely mapped in the CO(1-0) line, we give a method to estimate the missed flux. We use these data and data from the literature to compute molecular and atomic hydrogen masses for a sample of 107 isolated galaxies. In Paper II, we use these results to study the gas content and composition of isolated galaxies, its variation with the galaxy morphological type, far-infrared and optical luminosities in particular.

A. Estimate of the CO emission for undersampled observations.

CO(1-0) observations of galaxies are often undersampled due to the large amount of observing time needed to cover the whole galaxy disc for nearby objects. Here we present a method to correct for the emission missed when observing a galaxy either at its center only, or along its major axis only. The results are given as correction factors for a set of two basic parameters: ratio between the major axis diameter D_{25} and the Half Power Beam Size of the telescope, θ , and galaxy inclination to the line of sight *i*.

We assume that the CO(1-0) emission has an exponential radial distribution (in the galaxy disc) of scale r_0 . We chose as a typical value of r_0 , $D_{25}/4$ (Young et al. 1995). At each point of the galaxy, at radius r, the velocity is given by the Brandt (1960) rotation curve:

$$v(r) = V_{max} \frac{r/r_{max}}{(1 + (r/r_{max})^{\alpha})^{1/\alpha}}$$

where $V_{max}=200 \text{ kms}^{-1}$, $\alpha=2$ (these parameters have no influence on our study, in which we are interested in the global emission and not in the kinematics). To this rotational velocity we add a dispersion which is gaussian with a width at half-maximum of 10 km s⁻¹. We then simulate the observation of the galaxy at several positions with a gaussian telescope beam, by adding the contributions of 5000 random positions in each beam. The maps obtained Fig. 8. CO(1-0) spectra, classified by names (see upper left corner of the spectrum) and telescopes, smoothed to 15 km s⁻¹ for SEST, 20 km s⁻¹ for NRAO and 13 km s⁻¹ for IRAM. The temperature scale is in main-beam unit.

Fig. 9. CO(1-0) spectra for UGC 11723, NGC 5768, observed with the NRAO and SEST radiotelescopes. The temperature scale is in main-beam unit.

Fig. 10. CO(1-0) maps of some interesting objects, the temperature scale is in main-beam unit.

in this way are finally reduced in the usual way using the **F** CLASS package.

References

We present in Table 1 the results of this model for different values of inclinations and D_{25}/θ ratios, which can be interpolated. These results show that, not surprinsigly, for low inclination and/or large galaxies, major axis observations recover only 40 to 60% of the total molecular mass and that we miss half of the emission by observing only the central point. We note that our method is not supposed to give accurate results for individual objects, but should allow a good statistical correction. Other ways of determining total molecular masses can be found in Solomon and Sage (1988), based on empirical relations on the size and the axis ratio, or in Kenney and Young (1988, 1989) fitting different CO distributions (exponential, gaussian, uniform disc).

Acknowledgements. The Nançay Radio Observatory is the Unité Scientifique de Nançay of the Observatoire de Paris, associated as Unité de Service et de Recherche (USR) n° B704 to the French Centre National de Recherche Scientifique (CNRS). The Nançay Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Conseil Regional of the Région Centre in France. We thank the SEST, NRAO 12m and IRAM staffs. The National Radio Astronomy Observatory, NRAO, 12m telescope at Kitt Peak, Arizona, is operated by Associated Universities Inc., under contract with the National Science Foundation.

We wish to thank Jean-Michel Martin for his help in retrieving the HI data from the Nançay radiotelescope. This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France, of the NASA extragalactic Database (NED) and of the LYON-Meudon Extragalactic Database (LEDA).

- Boselli, A., Gavazzi, G., Lequeux, J., Buat, V., Casoli, F., Dickey, J., Donas, J., 1995, A&A, 300, L13
- Boselli, A., Casoli, F., Lequeux, J., 1995, A&A, 110, 521
- Boselli, A., 1994, A&A, 292, 1
- Bosma, A., 1981, AJ, 86, 1825
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Fouqué, P., Paturel, G., 1990, A&ASS, 82, 391
- Braine, J., Combes, F., 1993, A&A, 269, 7
- Braine, J., Combes, F., Casoli, F., Dupraz, C., Gerin, M., Klein, U., Wielebinski, R., Brouillet, N., 1993, A&AS, 97, 887
- Brandt, J.C., 1960, ApJ, 131, 293
- Casoli, F., Boissé, P., Combes, F., Dupraz, C., 1991, A&A, 249, 359
- Casoli, F., Sauty, S., Gerin, M., Boselli, A., Fouqué, P., Braine, J., Gavazzi, G., Lequeux, J., Dickey, J., 1997, A&A, submitted (Paper I)
- Casoli, F., Dickey, J., Kazès, I., Boselli, A., Gavazzi, P., Baumgardt, K., 1996, A&A, 309, 43
- Contini, T., Wozniak, H., Considère, S., Davoust, E., 1997, A&A, 318, L51
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G. Jr, 1976, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Texas University Press, Austin (RC2)
- de Vaucouleurs, A., de Vaucouleurs, G., Corwin, H.G.Jr, Buta, R.J., Paturel, G., Fouqué, P., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, Springer-Verlag New-York Inc (RC3)
- Digel, S. W., Hunter, S. D., Mukherjee, R., 1995, ApJ, 441, 270
- Dickey, J., Kazès, I., 1992, ApJ, 393, 530
- Elfhag, T., Booth, R.S., Hoglund, B. et al., 1996, A&AS, 115, 439
- Elmegreen, D.M., 1981, ApJS, 47, 229
- Fouqué, P., Bottinelli, L., Durand, N., Gouguenheim, L., Paturel, L., 1990, A&AS, 86, 473
- Haynes, M., Giovanelli, R., 1980, ApJ, 240, L87
- Haynes, M., Giovanelli, R., 1983, ApJ, 275, 472

Fig. 11. HI 21 cm line spectra. The velocity resolution is 15 km s⁻¹. The vertical scale is the antenna temperature. The spectra are shown in alphabetical order for the galaxy names.

Table 1. Results of the simulated observations of a model galaxy. Column (1): ratio between the disc optical diameter D_{25} and the Half Power Beam Size θ ; column (2): disc inclination to the line of sight, in degrees; column (3): ratio of central CO line flux S^c to the total flux S^t; column (4): ratio of the flux from a 3-points map along the major axis S^{3pt} to the total one S^t.

$\overline{D_{25}/\theta}$	i	S ^c /S ^t	S^{3pt}/S^{t}
1.5	89	1.00	1.00
1.5	80	0.97	1.00
1.5	75	0.88	1.00
1.5	60	0.84	0.95
1.5	45	0.79	0.92
1.5	30	0.74	0.89
1.5	15	0.71	0.85
1.5	0	0.70	0.84
2	89	1.00	1.00
2	75	0.95	1.00
2	60	0.92	0.99
2	45	0.89	0.96
2	30	0.86	0.93
2	15	0.84	0.90
2	0	0.83	0.89
3	80	0.82	1.00
3	75	0.82	1.00
3	60	0.81	0.98
3	45	0.76	0.94
3	30	0.71	0.87
3	15	0.65	0.78
3	0	0.63	0.76
4	89	0.79	1.00
4	80	0.77	0.96
4	75	0.75	0.94
4	60	0.69	0.85
4	45	0.63	0.76
4	30	0.58	0.70
4	15	0.55	0.66
4	0	0.54	0.64
5	89	0.62	1.00
5	80	0.60	0.90
5	75	0.59	0.87
5	60	0.52	0.76
5	45	0.46	0.66
5	30	0.41	0.59
5	15	0.39	0.55
5	0	0.38	0.54

Haynes, M., Giovanelli, R., 1984, AJ, 89, 758

Horellou, C., Casoli, F., Dupraz, C., 1995, A&A, 303, 361

Karachenseva V., 1973, Comm. Spec. Astrophys. Obs., 8

Kenney, J.D., Young, J., 1988, ApJ, 326, 588

Kenney, J.D., Young, J., 1989, ApJ, 344, 171

- Paturel, G., Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., A&AS, 1989, 80, 299
- Rengarajan, T.N., Iyengar, K.V.K., 1992, MNRAS, 259, 559
- Rhee, M.H., van Albada, T.S., 1996, A&AS, 115, 407

Sage, L., 1993a, A&A, 272, 123

Sage, L., 1993b, A&AS, 100, 537

- Sancisi, R., 1983, IAUS, 100, 55S
- Solomon, P.M., Sage, L.J., 1988, ApJ, 334, 613
- Strong, A.W., Bloemen, J.B.G.M., Dame, T.M., Grenier, I.A. et al, 1988, A&A, 207, 15
- Wevers, 1984, PhD thesis, University of Groningen
- Young, J.S., Knezek, P., 1989, ApJ, 347, L55
- Young, J.S., Xie, et al., 1995, ApJ S S, 98, 219
- Young, J.S., Kenney, J.D., et al, 1986, ApJ, 311, 17

??							
Table 2	2.	General	parameters	for	the	whole	sample

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Name	α_{1950}	δ_{1950}	a(')	b(')	i	B_{T}^{0}	Т	v	D(Mpc)	m_{21}
IC 302	03 10 13.9	04 31 06	1.91	1.62	32	13.17	4.5 b	5904	78.72	14.22
IC 391	$04 \ 49 \ 44.3$	78 06 35	1.29	1.23	18	12.37	5.5	1557	20.76	14.65
IC 594	$10 \ 06 \ 01.3$	-00 24 40	1.05	0.54	59	13.91	4.3 b	6436	85.81	16.29
IC 651	$10 \ 48 \ 25.6$	-01 53 02	0.78	0.78	0	12.42	7.0	4469	59.59	15.58
IC 716	11 36 29.4	00 04 19	1.62	0.28	80	13.63	4.0	5429	72.39	14.96
IC 1231	16 46 08.3	58 30 38	2.19	1.00	63	13.1	5.0	5252	70.03	15.40
IC 1401	21 44 26.1	01 28 40	1.82	0.69	68	13.59	4.0	4722	62.96	14.99
IC 1508	23 43 22.0	11 47 00	2.00	0.54	74	13.0	5.8	4261	56.81	14.61
IC 1825	02 36 13.4	08 52 47	1.23	0.78	51	14.2	5.3	5125	68.30	14.84
IC 5104	21 19 12 2	21 01 38	1.58	0 43	74	12.9	3.2 h	4956	66.08	15.36
IC 5355	23 44 44 1	32 30 21	1.00	0.10	51	13.8	54b	4850	64 79	16 64
NGC 9	00.06.20.0	22 30 21 23 32 24	1.00	0.00	55	13.0	4.8	4528	60 37	16.91
NGC 237	00 40 54 4	-00 23 50	1.58	0.00	55	13.97	т.0 50b	4161	55.48	15.02
NGC 575	00 40 94.4	21 10 56	1.50	1.58	00 99	13.27	18b	3140	12.40	15.34
NGC 622	01 23 02.0	00 94 39	1.10	1.00	45	13.57	4.00 38h	5155	42.0	15.54
NGC 656	01 30 20.9	00 24 32 95 53 30	1.02	1.29	40 97	13.03	0.0 U 0.2	2016	59.91	10.04
NGC 718	01 50 36 5	23 53 50	9.24	1.20 9.14	21	19.00	0.0 1 Q L	1799	02.21 92.11	 10_1
NGC 781	01 57 98 1	19 94 49	2.04	2.14	24 77	12.29	1.00	1700	20.11	19.1
NGC 1507	01 01 20.1	12 24 40	2.01	0.00	79	12.19	0.0 6 0 h	0400 056	40.44	 19 41
NGC 1507	04 01 00.0	-02 19 20	0.24 1.96	0.90	12	11.90	0.0 D	000	11.41	13.41
NGC 1344	04 43 33.3	00 00 24 47 15 05	1.20	0.00	40 17	10.04	0.0 4 4 h	4017	120	
NGC 2544	07 00 40.0	47 10 00	1.10	1.70	11	12.4	4.4 D	974	10.0	14.12
NGC 2044	00 00 52 0	05 09 43	2.14	0.83	01	12.30	0.U	1939	25.85	15.21
NGC 2740	09 02 55.0	30 34 42 09 95 47	1.02	1.01	21	13.98 D	2.2	1000	94.20	15.99
NGC 2705	09 04 09.9	03 35 47	1.99	1.12	00	12.04	-0.7	3827	51.U 71.00	
NGC 2900	09 21 31.3	04 21 40	1.70	1.40	32	13.98	5.2 D	534 0	(1.28	15.25
NGC 2900	09 38 00.3	03 48 17	1.78	1.23	40	13.1	0.5	4932	00.70	16.7
NGC 2977	09 38 51.0	75 05 27	1.82	0.79	04 49	12.01	4.3	3072	40.96	
NGC 3049	09 52 10.2	09 30 32	2.19	1.45	48	12.97	3.0 b	1494	19.92	14.55
NGC 3376	10 44 50.6	06 18 38	0.79	0.37	62	13.92	0.7	5837	77.83	
NGC 3526	11 04 20.5	07 26 40	1.95	0.44	77	12.5	5.0	1420	18.93	15.00
NGC 4348	12 21 19.8	-03 10 03	3.23	0.71	77	12.36	4.2	2005	26.70	14.56
NGC 4617	12 38 46.8	50 39 57	2.95	0.54	79	13.2	4	4655	62.07	14.42
NGC 4635	12 40 09.4	20 13 12	1.91	1.38	44	12.9	5.7	960	12.80	15.18
NGC 4964	13 03 20.2	56 35 28	1.10	0.56	59	13.5	1.7	755	10.07	
NGC 5375	13 54 40.6	29 24 26	3.24	2.75	32	12.6	3.4 b	2386	31.81	14.63
NGC 5377	13 54 18.0	47 28 55	3.55	2.04	55	11.8	1.8 b	1793	23.91	14.80
NGC 5584	14 19 49.9	-00 09 34	3.31	2.69	36	11.78	5.3 b	1640	21.87	13.77
NGC 5690	$14 \ 35 \ 09.3$	02 30 14	3.39	1.02	72	11.66	5.1	1753	23.37	13.73
NGC 5772	$14 \ 49 \ 44.5$	40 48 11	2.14	1.29	53	13.4	3.6	4917	65.56	—
NGC 5768	$14 \ 49 \ 32.3$	$-02 \ 19 \ 27$	1.78	1.41	37	12.87	4.8	1957	26.10	14.46
NGC 5913	$15 \ 18 \ 19.5$	-02 23 54	1.62	0.72	64	13.55	$3.7 \mathrm{b}$	2004	26.72	_
NGC 6012	$15 \ 51 \ 54.5$	$14 \ 44 \ 55$	2.09	1.48	45	12.3	3.8 b	1854	24.72	14.04
NGC 6347	17 17 40.6	$16 \ 42 \ 37$	1.17	0.65	56	13.7	$3.8 \mathrm{b}$	6146	81.95	16.10
	contin	ued on next	page							· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·

CO(1-0) and	HI	in	isolated	disc	galaxies	
-------------	----	----	----------	------	----------	--

continued from previous page										
Name	α_{1950}	δ_{1950}	a(')	b(')	i	B_{T}^{0}	Т	v	D(Mpc)	m_{21}
NGC 6389	17 30 25.8	16 26 16	2.82	1.86	49	12.2	4.0	3119	41.59	13.48
NGC 6643	$18 \ 21 \ 13.3$	$74 \ 32 \ 43$	3.72	1.82	61	10.9	5	1489	23.13	13.51
NGC 6654	18 25 14.4	73 09 11	2.57	2.04	38	12.5	0.8	1821	24.28	
NGC 6711	18 47 38.8	47 35 58	1.32	1.20	25	13.2	4.5 b	4670	62.27	16.33
NGC 6954	$20 \ 41 \ 31.6$	03 01 41	0.98	0.59	53	13.29	1.6	4011	53.48	
NGC 6969	20 45 59.8	$07 \ 33 \ 13$	1.15	0.32	74	13.45	2.3	4000	53.33	_
NGC 7025	$21 \ 05 \ 27.6$	$16 \ 08 \ 03$	1.91	1.26	49	13.1	2.0	4969	66.25	16.28
NGC 7056	$21 \ 19 \ 48.1$	$18 \ 27 \ 06$	0.95	0.93	12	13.1	4.0	5375	71.67	16.73
NGC 7156	$21 \ 52 \ 01.1$	$02 \ 42 \ 25$	1.66	1.45	29	12.76	5.4 b	3985	53.13	15.53
NGC 7328	$22 \ 34 \ 59.8$	$10 \ 16 \ 23$	2.14	0.78	9	13.2	3.4	2824	37.65	14.47
NGC 7367	$22 \ 42 \ 01.8$	$03 \ 22 \ 46$	1.55	0.40	75	13.57	3.5	7235	96.47	16.20
NGC 7428	22 54 45.4	-01 18 56	2.40	1.35	56	12.91	2.3 b	3078	41.04	14.63
NGC 7514	$23 \ 10 \ 01.6$	34 36 35	1.38	0.89	50	12.8	5.0	4843	64.57	16.36
NGC 7664	$23 \ 24 \ 10.6$	24 48 18	2.63	1.48	56	12.9	5.0	3479	46.39	13.73
NGC 7712	23 33 20.8	23 20 32	0.87	0.74	72	13.3	0.5	3071	40.95	15.50
NGC 7817	00 01 24.9	20 28 18	3.55	0.98	74	11.44	3.8	2308	30.77	14.49
UGC 5	$00 \ 00 \ 32.0$	-02 11 29	1.78	0.89	60	13.43	4.5 b	7323	97.64	
UGC 139	$00 \ 11 \ 55.1$	-01 01 23	2.14	0.98	63	13.9	5.0 b	3953	52.71	14.92
UGC 268	00 24 59.3	08 35 53	2.45	1.20	50	14.1	4.0	13040	173.90	18.10
UGC 685	01 04 43.0	$16\ 25\ 01$	1.38	0.98	45	13.93	7.8	155	2.07	14.57
UGC 1167	$01 \ 35 \ 42.1$	07 16 47	2.63	2.04	39	14.13	5.3	4303	57.4	15.13
UGC 1395	01 52 44.8	06 22 00	1.26	1.00	37	13.91	4.2	5164	68.85	16.30
UGC 1587	$02 \ 02 \ 59.3$	$06\ 31\ 43$	1.02	0.35	70	13.63	5.0	5658	75.44	15.61
UGC 1706	02 10 42.2	25 37 07	1.05	0.38	69	13.83	5.2	4794	63.92	16.32
UGC 3420	06 09 01.0	75 57 08	2.82	0.83	73	13.32	3.8	5100	68.00	14.35
UGC 3581	06 50 21.6	80 04 10	1.35	1.10	35	13.2	5.0 b	4955	66.07	15.86
UGC 3863	$07 \ 25 \ 08.4$	49 14 30	1.26	0.58	63	13.18	2.3 b	5887	78.49	
UGC 4326	$08 \ 15 \ 41.2$	$68 \ 45 \ 31$	1.48	0.54	69	13.13	4.2	4727	63.03	
UGC 4531	08 38 46.0	$33 \ 02 \ 53$	1.12	0.44	67	13.7	3.7 b	7728	103.04	16.38
UGC 4684	08 54 06.4	$00 \ 34 \ 01$	1.41	1.15	35	14.02	6.8	2522	33.60	14.92
UGC 4781	$09 \ 03 \ 55.3$	$06 \ 30 \ 17$	1.91	0.56	73	13.76	5.3	1443	19.24	14.38
UGC 5055	09 26 36.8	$56 \ 04 \ 20$	1.55	1.29	34	13.94	4.4 b	7541	100.55	15.18
UGC 5101	$09 \ 32 \ 03.5$	$61 \ 34 \ 40$	0.98	0.59	53	15.67	0.0	11854	158.05	
UGC 6568	$11 \ 33 \ 02.7$	$00 \ 24 \ 16$	0.83	0.45	57	13.72	7.0	5955	79.40	16.86
UGC 6608	$11 \ 35 \ 59.4$	-00 54 30	1.17	0.76	50	13.8	3.5	6200	82.67	
UGC 6769	$11 \ 45 \ 09.8$	02 06 15	1.20	0.52	64	14.11	3.3 b	8537	113.8	15.63
UGC 6771	$11 \ 45 \ 26.0$	$04 \ 45 \ 56$	1.70	1.55	24	13.81	$2.5 \mathrm{b}$	5964	79.52	16.72
UGC 6780	$11 \ 46 \ 15.3$	-01 44 32	3.24	0.98	72	13.47	4.8	1732	23.09	13.58
UGC 6879	$11 \ 51 \ 51.4$	-02 02 25	1.70	0.59	70	13.39	6.5	2904	38.72	15.64
UGC 6903	$11 \ 53 \ 03.0$	01 30 56	2.63	2.34	27	13.46	5.0	1892	25.23	14.01
UGC 7798	$12 \ 35 \ 28.9$	-01 59 20	0.89	0.52	54	13.36	8.8	2568	34.24	15.93
$\rm UGC\ 10685$	$17 \ 02 \ 31.3$	12 59 20	1.74	0.60	70	13.9	4.7	9643	128.6	15.72
UGC 10699	$17 \ 03 \ 57.2$	$10\ 26\ 22$	0.62	0.55	28	13.8	5.0 b	6275	83.67	17.10
UGC 10743	$17 \ 09 \ 04.9$	$08 \ 03 \ 07$	1.15	0.4	69	13.42	3.0	2569	34.25	15.95
UGC 10862	$17 \ 25 \ 41.9$	$07 \ 27 \ 40$	2.82	2.57	24	13.95	4.8 b	1690	22.53	14.3
UGC 11058	$17 \ 55 \ 04.0$	32 38 27	1.48	1.15	39	12.8	3.4 b	4757	63.43	15.71
UGC 11575	$20\ 27\ 36.3$	02 53 00	1.45	0.50	70	13.43	7.0	3977	53.03	15.65
UGC 11635	$20 \ 45 \ 42.8$	79 58 20	2.88	1.20	66	13.4	4.0	4799	64.0	14.51
UGC 11723	$21 \ 17 \ 42.7$	-01 53 43	1.86	0.30	81	13.41	3.7	4859	64.79	_
· · · ·	contir	nued on next	page				*			

continued from	previous pag	e								
Name	$lpha_{1950}$	δ_{1950}	a(')	b(')	i	$B_{ m T}^0$	\mathbf{T}	v	D(Mpc)	m_{21}
UGC 11871	$21 \ 58 \ 13.9$	10 18 41	1.10	0.68	52	13.9	5.0	7978	106.4	16.77
UGC 11921	$22 \ 06 \ 49.6$	$14 \ 06 \ 47$	1.70	0.68	66	13.4	8.3	1677	22.3	14.97
UGC 12178	$22 \ 42 \ 37.0$	$06 \ 10 \ 03$	3.02	1.66	57	13.34	7.0 b	1931	25.75	13.66
UGC 12304	22 58 35.4	$05 \ 23 \ 07$	1.58	0.31	79	13.75	5.2	3462	46.16	16.29
UGC 12372	$23 \ 04 \ 38.1$	35 30 25	0.81	0.65	37	13.96	4.0	5480	73.1	15.79
UGC 12474	$23 \ 14 \ 18.1$	$33 \ 43 \ 25$	1.17	0.39	70	13.0	2.6	5117	68.23	17.19
UGC 12646	$23 \ 29 \ 09.4$	$25 \ 40 \ 13$	1.86	1.48	37	13.8	$3.2 \mathrm{b}$	8032	107.1	16.09
UGC 12688	$23 \ 32 \ 53.0$	$07 \ 02 \ 50$	1.66	0.25	81	13.17	10.0	5229	69.7	15.06
UGC 12776	$23 \ 43 \ 41.3$	$33 \ 05 \ 26$	2.51	2.09	34	13.6	4.0 b	4937	65.8	14.32
UGC 12840	$23 \ 51 \ 56.7$	$28 \ 35 \ 38$	1.15	1.05	24	13.8	0.3	6856	91.4	16.42
UGC 12857	$23 \ 54 \ 13.8$	$01 \ 04 \ 36$	1.82	0.38	78	13.43	4.5	2459	32.79	14.48
CGCG 078-047	$15 \ 38 \ 29.0$	09 54 26	1.00	0.76	41	13.89	3.0	10459	139.45	
CGCG 120-18	$08 \ 36 \ 54.0$	$23 \ 19 \ 00$	0.3	0.23	40	15.65	0.0	7503	100.04	_
CGCG 331-18	$07 \ 46 \ 18.0$	$71 \ 10 \ 00$	0.69	0.6	30	15.88	0.0	6519	86.92	
CGCG 395-16	05 10 12.0	02 40 00	0.59	0.56	18	13.69	5.0	8347	111.29	

Table 3. Observed parameters for CO(1-0) spectra.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Name	PGC	Kara	offsets	I ₀	I _{tot}	$\sigma(mK)$	$v(km s^{-1})$	δv	Tel
IC 302	11972	123		1.40	1.40	5.5	5910		S
IC 391	16402	155		1.32	1.32	3.2	1570	37	KP
IC 594	29496	401		<	<	2.8		—	S
IC 651	32517	444		3.17	3.17	4.7	4474	34	\mathbf{S}
IC 716	36102	492		<	<	3.5			S
IC 1231	58973	772		1.40	1.40	1.7	5152	**	KP
IC 1401	67339	930		<	<	3.7			S
IC 1508	72345	1036		1.73	1.73	2.8	4264	83	KP
IC 1825	10031	115		<	<	7.2			S
IC 5104	66622	910		*0.31	*0.31	1.5	4990	288	KP
IC 5355	72397	1039		0.85	0.85	2.6	5039	165	KP
NGC 9	652	6		<	<	2.1	4528	184	KP
NGC 237	2597	33	(0,0)	3.53	3.53	4.6	4156	243	S
			(41", -11")	<		11			
			(-41", 11")	<		11			
			(11", 41")	<		11			
			(-11",-41')	<		11			
NGC 575	5634	53		1.25	1.25	3.4	3125	91	KP
NGC 622	5939	56		*1.18	*1.18	3.0	5142	267	S
NGC 718	6993	68	(0,0)	<	<	5.8			S
			(31", 31")	<		10.5			
			(-31",-31")	<		10.5			
			(31", -31")	<		10.5			
			(-31", 31")	<		10.5			
NGC 1507	14409	139	(0,0)	*0.41	*1.28	7	816		S
			(-8",-42")	*0.46		4.3	1055		
			(8", 42")	*0.41		5.1	810	33	
NGC 1544	16608	153	(0,0)	<	*1.57	5.5	_		IR
			(15", -13")	*1.57		6.0	4668	188	
	con	tinued of	on next page			101			
CO(1-0) and	ΗI	$_{in}$	isolated	disc	galaxies				
-------------	-----	---------	----------	-----------------------	----------				
00(10)	111	***	isolated	unse	guidales				

continued	from pre	vious po	age	a					
Name	PGC	Kara	offsets	I ₀	I _{tot}	$\sigma(mK)$	$v(km s^{-1})$	δv	Tel
NGG 0044	00005	100	(-15",13")	<		6.7			
NGC 2344	20395	180	(0, 0)	0.63	0.63	2.0	982	46	KP
NGC 2644	24425	279	(0,0)	<	<	5.4		—	S
			$(-11^{"}, -44^{"})$	<		4.0			
NCC 2746	95599	909	(11,44)	<	0.00	8.0 1.9	7059	100	VD
NGC 2740	20000	290	(0,0)	0.99	0.99	1.2	1052	182	nr c
NGC 2705	20040	909	(0,0)		0.05	0.0		_	Э
			(-41, 13)	< 0.62		11.0	9091		
NGC 2000	26074	212	(41 ,-13)	0.00 *9.27	*0.97	1.3	3921 5269	117	c
NGC 2960	20914	350	(0,0)	2.51	2.51	0.0 95	0302	111	2 C
1100 2300	21019	003	(0,0)			2.5	_		٥
			(20, 30)			0.7 6.7			
NGC 2077	97845	363	(-20 ,-33)	• 1 · 2	9 49	0.7	2041	915	VD
NGC 2977	21040	000 909	(0,0)	2.40	2.40	2.4 6 9	0041 1400	210	nr
NGC 3049	20090	909	(0,0)	1.41	1.41	0.2	1498	97	Э
			(10, 39)	<		9.1			
NCC 9976	999991	449	(-10, -39)	<		9.1			C
NGC 3576	04401 99695	440	(0,0)	< *1 15	< *1 00	0.3 4 9	1469	015	2
NGC 3520	99099	404	(0,0)	*0.00	4.80	4.8	1402	215	3
			(35" 95")	*1 51		10	1578	237	
NCC 4949	10001	597	(-30, -20)	1.01	E 76	10	1009	170	C
NGC 4940	40204	327	(0,0)	4.32	9.70	$\frac{0.0}{7.7}$	2033	101	3
			(-20,33)	<		1.1			
NCC 4617	49520	EAE	(28 ,-33)	1.44	1 07	1.1	1000	074	VD
NGC 4617	42000	540		1.87	1.87	1.9	4000	274	KP VD
NGC 4055	42704	047 605		0.00	0.00	2.0	931	(Z	KP VD
NGC 5977	49004	000 604	(0,0)	0.78	0.78	2.2	2439	118	KP ID
NGC 3377	49005	004	(0,0)	9.38	14.02	4.0	1717	281	IR
			(20, 0)	<		9.0			
			(0, 20)	<		8.1 6.0			
			(-20, 0)	<		0.0			
			(0, -20)	<		1.0			
			(7,19)	<		0.3	1776	945	
NGC 5584	51944	696	(-7,-19)	0.04	1 1 1	9.2	1770	545	c
NGC 5600	59979	620	(0,0)	1.14	1.14	2.9 5	1019	150	5
NGC 3090	02210	030	(0,0)	4.00	0.40	0 77	1010	100	Э
			(-20, 34)	3.00		(.) 77	1032	152	
NGC 5768	53080	659	(20, -34)	1 20	1.01	1.1	1021	69	c
NGC 5108	00009	052	(0,0)	1.39	1.91	3.J 6 1	1951	08	5
			(-37, -22)	*0 59		6.0			
NGC 5779	52067	652	(37,22)	0.02	0.69	0.0	4009	115	VD
NGC 5013	54761	660	(0, 0)	0.00 *9.69	0.00	1.9	4902	110	
NGC 3313	04/01	009	(0,0)	6.00	20.47	0.2	1922	107	In
			(0, 20)	0.92		9.3	2200	210	
			$(0, -20^{\circ})$	9.14		9.0	1991	300	
			(20,0)	< 9.01		11.U 11 4			
			(-20, 0)	2.04 6.04		11.4 07			
			(0, -40)	0.94		0.1			
		tinued	(0,40)	<		10.0			
	con	umuea (л next page						

continued	from pre	vious po	ige						
Name	PGC	Kara	offsets	Io	$\mathbf{I}_{\mathrm{tot}}$	$\sigma(mK)$	$v(km s^{-1})$	δv	Tel
NGC 6012	56334	712		1.72	1.72	2.7	1853	122	KP
NGC 6347	60086	800		1.78	1.78	2.7			\mathbf{S}
NGC 6389	60466	812		2.28	2.28	3.9	3141	257	KP
NGC 6643	61742	850		11.40	11.40	3.5	1503	175	KP
NGC 6654	61833	851		<	<	2.5			KP
NGC 6711	62456	862		3.0	3.0	3.1	4682	78	KP
NGC 6954	65279	886		<	<	2.5			S
NGC 6969	65425	889		è	,	2.6			Š
NGC 7025	66151	897		\sum	$\sum_{i=1}^{n}$	2.0		<u> </u>	КР
NGC 7056	66641	011		2 01	2 94	2.2 1 3	5390	308	S
NGC 7156	67699	025	(0,0)	2.34	2.34	4.0 6.10	2067	55	с С
1100 1100	01022	900	(0,0)	0.10	0.10	0.10	3901	00	5
			(10, -40)			0.1			
			(-10, 40)	<		0.0			
			$(-42^{-},11^{+})$	<		0.0			
NGG 7990	00040	070	$(42^{\prime\prime}, -11^{\prime\prime})$	<	0.05	5.0	0044	205	175
NGC 7328	69349	976		3.05	3.05	2.5	2844	235	KP
NGC 7367	69633	984		_ <	<	1.7	7285		KP
NGC 7428	70098	1001	(0,0)	*1.02	*1.02	3.8			\mathbf{S}
			(15", -40")	<		7.7			
			(-15"',40")	<		7.7			
NGC 7514	70689	1009		*0.71	*0.71	1.5	4871	198	\mathbf{KP}
NGC 7664	71450	1019		2.98	2.98	4.2	3485	237	KP
NGC 7712	71850	1028		0.82	0.82	2.0	3066	48	KP
NGC 7817	279	4		5.71	5.71	2.7	2345	253	KP
UGC 5	205	1		1.99	1.99	4.1	7322	250	\mathbf{S}
UGC 139	963	11		<	<	3.9			\mathbf{S}
UGC 268				0.94	0.94	3.1	13131	116	\mathbf{S}
UGC 685	3974	45		<	<	2.9			KP
UGC 1167	6061	59	(0,0)	1.07	6.98	5.6	4357	83	S
			$(22^{"}, 37")$	1.69		9.8	4450		-
			(-22", -37")	<		7.7			
			(37", -22")	4.22		12	4148		
			(-37", 22")	<		77			
UGC 1395	7164	72	(0, ,22)	1 80	1.80	3.6	5160	67	S
UGC 1587	7977	87		*0.41	*0.41	0.0 2.5	5659		S
UGC 1706	8520	01		*0.44	*0.44	2.0	0002		VD
UGC 3420	18730	94 166	(0, 0)	0.44	0.44	2.0	5005	261	
000 5420	10103	100	(0.0)	2.04	2.04	4.0	0000	304	110
			(10, -17)			10.0			
HCC 2591	10064	176	(-10,17)	0.70	0.70	11.0	4002	100	VD
UGC 3961	19904	170		0.79 *0.67	0.19 *0.67	2.1	4993	182	
UGU 3803	21101	191		+0.07	±0.07	1.0	6025	191	KP
UGC 4531	24438	278	(0,0)	<	<	1.8			KP
UGC 4684	25128	291	(0,0)	0.72	0.72	3.1	2531	58	IR
			(0,20'')	<		8.6			
			(0,-20")	<		10.0			
			(20",0)	<		8.1			
			(-20",0)	<		10			
UGC 4781	25556	300	$_{0,0}$	<	*0.96	5.7			IR
			(-16",12")	*0.96		6.5			
	con	tinued of	on next page						

$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	continued f	rom prei	ious pag	ie						
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	Name	PGC	Kara	offsets	I_0	Itot	$\sigma(\mathrm{mK})$	$v(km s^{-1})$	δv	Tel
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $				(16", -12")	<		6.3		-	
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	UGC 5055	26970	339	())	1.20	1.20	2.2	7541	138	KP
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	UGC 6568	35839	489	(0,0)	2.61	2.61	3.3	5980	136	IR
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $				(0,-20")	<		7.2	0000	200	
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $				(0.20")	<		6.6			
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 6608	36061	491	(-,)	<	<	4.7			S
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 6769	36800	499	(0.0)	5.61	5 61	4 4	8624	188	ĪŘ
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(19", 6")	*1.31	0.01	7.6	00	100	110
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(-19", -6")	*0.75		7.2	8401		
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 6771	36824	500	(10,0)	<	<	3.5			S
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 6780	36887	502	(0, 0)	1 18	1 18	4 N	1785	145	ŝ
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		00001	002	(-15" - 40")	1.10	1.10	8.1	1100	140	5
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(15", 40")			0.11			
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 6870	37359	500	(10, 40)		* 9 1	9.11 1 0			c
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	000 0013	01002	003	(0,0)		2.1	4.9			3
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(9, -42)	< *০1		7	9110	99	
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UCC 6002	97111	519	(-9, 42)	· 2.1	5 50	1 9 E	3118	32	ID
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.00.0903	37444	512	(0,0)	0.99	0.09	3.5	1924	_	IK
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(0,20)	<		0.1			
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(20,0)	< 1.90		1.4	1004		
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				$(0, -20^{\circ})$	1.30		0.0	1924		
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	1100 7700	49105	E 40	$(-20^{\circ},0)$	3.24		1.3	1885		C
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 10695	42193	040 705		<	<	3.0			S
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 10685	59557 50010	(85		<	<	1.8			KP
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 10699	59612	786		1.84	1.84	3.1	6299	132	S
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 10743	59782 60946	791	(0,0)	↑0.92	*0.92	3.5	2589	123	S
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 10862	60346	808	(0,0)	*0.32	0.82	3.8	1687	76	S
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(45'',0'')	<		7.3			
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(0'', 45'')	0.33		6.5	1657		
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(-45'',0'')	<		7.3			
UGC 11058611558401.581.582.04787136KPUGC 1157564821879<				(0", -45")	*0.39		7.3			
UGC 11575 64821 879 <<<<<	UGC 11058	61155	840		1.58	1.58	2.0	4787	136	KP
UGC 11635652558904.314.312.74799368KPUGC 1172366579906 $(0,0)$ 2.32.34.24946362S $(23^{\circ},36^{\circ})$ <	UGC 11575	64821	879		<	<	4.1			S
UGC 11723 66579 906 $(0,0)$ 2.3 2.3 4.2 4946 362 S $(23", 36")$ 3.8 $(-23", -36")$ 3.8 UGC 11871 67822 940 4.7 4.7 3.3 8051 238 S UGC 11921 68163 949 <	UGC 11635	65255	890	(4.31	4.31	2.7	4799	368	KP
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	UGC 11723	66579	906	(0,0)	2.3	2.3	4.2	4946	362	\mathbf{S}
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				(23", 36")	<		3.8			
UGC 11871 67822 9404.74.73.3 8051 238 SUGC 11921 68163 949<				(-23", -36")	<		3.8			
UGC 11921 68163 949 $<$ $<$ $<$ 9.1 $ S$ UGC 12178 69650 985 $<$ $<$ 3.8 $ S$ UGC 12304 70265 1003 1.56 1.56 3.2 3475 230 S UGC 12372 70501 1006 1.65 1.65 2.0 5465 138 KP UGC 12474 70909 1013 2.67 2.67 1.6 5011 403 KP UGC 12646 71665 1023 0.82 0.82 1.3 8042 97 KP UGC 12688 71826 1027 $<$ $<$ 6.2 $ S$ UGC 12776 72352 1038 0.94 0.94 1.8 5023 228 KP UGC 12840 72829 1044 $*0.22$ $*0.22$ 1.9 6850 78 KP UGC 12857 72983 1047 $(0,0)$ $<$ $<$ 5.6 $ S$ (24", $35")$ $<$ 5.6 continued on next page	UGC 11871	67822	940		4.7	4.7	3.3	8051	238	\mathbf{S}
UGC 1217869650985<<<3.8SUGC 123047026510031.561.563.23475230SUGC 123727050110061.651.652.05465138KPUGC 124747090910132.672.671.65011403KPUGC 126467166510230.820.821.3804297KPUGC 12688718261027<<<<6.2	UGC 11921	68163	949		<	<	9.1			\mathbf{S}
UGC 123047026510031.561.563.23475230SUGC 123727050110061.651.652.05465138KPUGC 124747090910132.672.671.65011403KPUGC 126467166510230.820.821.3804297KPUGC 12688718261027<<<<6.2	UGC 12178	69650	985		<	<	3.8	_		\mathbf{S}
UGC 12372 70501 1006 1.65 1.65 2.0 5465 138 KP UGC 12474 70909 1013 2.67 2.67 1.6 5011 403 KP UGC 12646 71665 1023 0.82 0.82 1.3 8042 97 KP UGC 12688 71826 1027 <	UGC 12304	70265	1003		1.56	1.56	3.2	3475	230	\mathbf{S}
UGC 12474 70909 1013 2.67 2.67 1.6 5011 403 KP UGC 12646 71665 1023 0.82 0.82 1.3 8042 97 KP UGC 12688 71826 1027 <	UGC 12372	70501	1006		1.65	1.65	2.0	5465	138	KP
UGC 12646 71665 1023 0.82 0.82 1.3 8042 97 KP UGC 12688 71826 1027 <	UGC 12474	70909	1013		2.67	2.67	1.6	5011	403	KP
UGC 12688 71826 1027 <	UGC 12646	71665	1023		0.82	0.82	1.3	8042	97	KP
UGC 12776 72352 1038 0.94 0.94 1.8 5023 228 KP UGC 12840 72829 1044 *0.22 *0.22 1.9 6850 78 KP UGC 12857 72983 1047 (0,0) <	UGC 12688	71826	1027		<	<	6.2		—	\mathbf{S}
UGC 12840 72829 1044 *0.22 *0.22 1.9 6850 78 KP UGC 12857 72983 1047 $(0,0)$ <	UGC 12776	72352	1038		0.94	0.94	1.8	5023	228	KP
UGC 12857 72983 1047 $(0,0)$ <	UGC 12840	72829	1044		*0.22	*0.22	1.9	6850	78	KP
(24",35") 5.6 (-24",-35") 5.6 continued on next page	UGC 12857	72983	1047	(0,0)	<	<	5			S
<u>(-24",-35")</u> < 5.6 continued on next page				(24", 35")	<		5.6			
continued on next page				(-24",-35")	<		5.6			
		cor	ntinued a	on next page						

continued from	ı previou	s page							
Name	PGC	Kara	offsets	I_0	I_{tot}	$\sigma({ m mK})$	$v(kms^{-1})$	$\delta { m v}$	Tel
CGCG 078047	55787	695		0.91	0.91	3.4	10549	230	S

Table 4. Observed parameters for HI spectra.

1	2	3	4	5	6	7
Name	PGC	Kara	$\sigma(\rm mK)$	S_{21}	$v(km s^{-1})$	δv
NGC 656	6293	61	7.0	<		
NGC 781	7577	81	5.8	<		
NGC 1544	16608	153	12.	<		
NGC 2977	27845	363	6.0	1.72	2964	163
NGC 3376	32231	443	5.5	<		
NGC 4964	45278	571	5.5	<		_
NGC 5772	53067	653	4.7	6.78	4910	385
NGC 5913	54761	669	4.6	3.92	2008	261
NGC 6654	61833	851	7.9	<	_	
NGC 6969	65425	889	2.7	<		
UGC 5	205	1	8.0	*2.54	7164	205
UGC 139	963	11	4.2	11.83	3990	210
UGC 3863	21101	191	6.2	3.07	6000	271
UGC 4326	23405	240	7.0	*2.16	4615	135
UGC 5101	27292	349	5.4			_
UGC 6608	36061	491	8.0	1.87	6196	145
UGC 11723	66579	906	4.5	8.12	4906	302
CGCG 078047	55787	695	2.1	1.92	10551	54**
CGCG 120018	24357	274	9.	<		
CGCG 331018	22020	206	3.3	3.38	6354	316
CGCG 395016	16922	157	3.1	2.46	8268	131

Table 5. Integrated fluxes from our observations and masses for all sample objects

1	2	3	4	5	6	7
Name	$S_{\rm CO}$	Corr	S_{21}	$M_{\rm H_2}$	M _{HI}	$\log(M_{\rm H_2}/M_{\rm HI})$
IC 302	38 ± 4	1.47		1.75E9	2.82E10	-1.21
IC 391	39 ± 6	1.54		1.74E8	1.30E9	-0.87
IC 594	< 27			< 1.01 E9	4.98E9	—
IC 651	86 ± 4	1.43		2.21E9	4.59E9	-0.32
IC 716	< 27	—		< 7.19E8	1.20E10	—
IC 1231	42 ± 3	1.30		1.77E9	7.50E9	-0.63
IC 1401	< 27			< 5.44E8	8.83E9	—
IC 1508	51 ± 3	1.23		1.36E9	1.02E10	-0.87
IC 1825	< 27	—		< 6.40E8	1.20E10	
IC 5104	*9	1.25	—	3.36E8	6.93E9	-1.31
IC 5355	25 ± 2	1.23	-	8.72 E8	2.05E9	-0.37
NGC 9	< 29.7			< 7.24E8	2.64E9	—
NGC 237	95 ± 7	1.05	—	1.57 E9	6.66E9	-0.63
NGC 575	37 ± 3	1.19		5.21E8	2.83E9	-0.74
NGC 622	$*32 \pm 4$	1.41		1.08E9	6.35E9	-0.77
continu	ied on nex	t page				

continued	from previo	us page		<u>.</u>		
Name	$S_{ m CO}$	Corr	S_{21}	$M_{\rm H_2}$	$M_{ m HI}$	$\log(M_{\rm H_2}/M_{\rm HI})$
NGC 656			< 2		< 1.29E9	
NGC 718	< 27		—	< 7.33E7	$2.67 \mathrm{E7}$	
NGC 781			<2	_	<1.02E9	
NGC 1507	$*35 \pm 4$	1.06		2.29E7	1.23E9	-1.73
NGC 1544	$*7 \pm 2$	1.28	<2	2.18E8	< 1.71E9	<u> </u>
NGC 2344	19 ± 1	1.38	—	2.91E7	8.27E8	-1.45
NGC 2644	< 27		_	< 9.17E7	1.21E9	
NGC 2746	29 ± 3	1.19		2.08E9	7.93E9	-0.58
NGC 2765	$*17 \pm 11$	1.09		2.45 E8		
NGC 2900	$*64 \pm 11$	1.19		1.97E9	8.93E9	-0.66
NGC 2960	< 27			<5.93E8	2.00E9	_
NGC 2977	72 ± 7	1.11	2.5 ± 1.4	8.99E8	9.90E8	-0.04
NGC 3049	38 ± 4	1.14		8.75E7	1.31E9	-1.18
NGC 3376	<27		<2	<8.31E8	< 2.72E9	_
NGC 3526	131 + 42			2.39E8	7 83E8	-0.52
NGC 4348	156 ± 15	1 15	_	6 48E8	2 32E9	-0.55
NGC 4617	56+3	1.10		1.86E9	1 45E10	-0.89
NGC 4635	19+3	1.32		2 79E7	3 01E8	-1.03
NGC 4964		1.01	< 9	2.101	0.01D0 4 79E7	-1.00
NGC 5375	23 ± 4	2.38		3 73E8	3 19E9	-0.02
NGC 5377	62 ± 11	1.00		2 30E8	1 50F0	-0.92
NGC 5584	31 ± 4	2 38		1.78F8	1.50D3 3.94F0	-0.00
NGC 5690	91 ± 4 927 ± 95	1 15		7.9458	3.24D3 3.85F0	-1.20
NGC 5768	59 ± 11	1.15		1.2400	3.65E9 2.45E0	-0.75
NGC 5772	92 ± 11 95 ± 5	1.00	72 ± 10	1.07E8	2.45E9 7 20E0	-1.12
NGC 5013	20 ± 0 125 ± 16	1.20	1.2 ± 1.9 3.2 ± 1.3	9.07E8	7.50E9 5.56E9	-0.91
NGC 6012	120 ± 10 51 ± 7	1.20	0.0 ± 1.0	7.59E8 9.76F8	3.30E8 3.34E0	0.14
NGC 6347	31 ± 1 18 ± 5	1.52		2.70E8 1.89E0	5.24E9 5.41E0	-1.07
NGC 6389	40 ± 0 68 ± 7	1.11		1.02159	J.41E9	-0.47
NGC 6643	330 ± 18	1.04		1.21159	2 4050	-1.11
NGC 6654	233 ± 10	1.92		1.71E9 ~1.17E9	3.40E9	-0.30
NGC 6711	(23.1)	1 1 9	<2	21.17E0	< 2.10L0 9.51E0	0.04
NGC 6054	-09⊥ 0 -297	1.10		2.13L9 ~ 2.02F8	2.511.9	0.04
NGC 6969	<21			< 3.93E0	<1 25 FO	—
NGC 7025	<20.7		<2	$< 3.90 \pm 0$	<1.30E9 2.08E0	—
NGC 7056	23.1 112 \pm 20	1 4 2		< 0.12L0 2.06F0	2.90L9 2.96E0	0.19
NGC 7156	113 ± 20	1.40		2.90E9 1.20E0	2.20E9 2.89E0	0.12
NGC 7228	04 ± 3 01 ± 9	1.10		1.5915	5.02E9 5.07E0	-0.44
NGC 7367	91 ± 3	1.22	<u> </u>	1.05E9	0.07E9	-0.08
NGC 7498	<29.1 *99± 1	1.97		< 1.80E9	0.80E9 5.90E9	
NGC 7514	*20±4	1.27	<u> </u>	2.99E8	5.20E9	-1.24
NGC 7864	21 ± 1	1.11		0.0318	2.63E9	-0.61
NGC 7004	89 ± 3	1.49		1.90E9	1.52E10	-0.90
NGC 7917	24 ± 3	1.15		3.14E8	2.32E9	-0.87
NGU 7817	170 ± 15	1.72	*0.0 - 0.7	1.85E9	3.61E9	-0.24
UGC 5	54 ± 6	1.09	$^{-2.3} \pm 0.7$	2.84E9	5.17E9	-0.26
UGC 139	<27		9.9 ± 0.7	< 3.81E8	6.49E9	
UGC 268	26 ± 2	1.05		4.10E9	3.95E9	0.02
UGU 685	<29.7	_		< 8.49E5	1.38E7	
UGC 1167	188 ± 30			< 3.16E9	6.45E9	-0.31
cont	inued on nex	rt page				

continued from	previous p	age	~			
Name	$S_{\rm CO}$	Corr	S_{21}	<i>M</i> _{H₂}	M _{HI}	$\log(M_{\rm H_2}/M_{\rm HI})$
UGC 1395	49 ± 4	1.15		$1.35\mathrm{E9}$	$3.17\mathrm{E9}$	-0.37
UGC 1587	$*11 \pm 4$	1.15		3.68 E8	7.19E9	-1.29
UGC 1706	$*13 \pm 2$	1.15		4.11E8	2.68 E9	-0.81
UGC 3420	$< 13 \pm 4$	_		3.93 E8	1.86 E10	_
UGC 3581	24 ± 6	1.33		9.11E8	4.37E9	-0.68
UGC 3863	$*20 \pm 3$	1.07	3.1 ± 1.7	8.78 E 8	4.51E9	-0.71
UGC 4326			$*1.7 \pm 0.9$		1.60E9	—
UGC 4531	$<\!29.7$			< 2.11E9	6.64E9	
UGC 4684	3.3 ± 1	2.17		$5.27\mathrm{E7}$	2.66E9	-1.70
UGC 4781	$*4.4 \pm 2$	1.15		$1.22 \mathrm{E7}$	1.43E9	-2.07
UGC 5055	36 ± 6	1.14		2.75 E9	1.91E10	-0.84
UGC 5101		_	< 2		< 1.18E10	—
UGC 6568	12 ± 2	1.25		6.42 E8	2.52 E9	-0.59
UGC 6608	$<\!27$		2.8 ± 0.9	< 9.38E8	4.52E9	_
UGC 6769	24 ± 7	1.15		2.50 E9	1.62E10	-0.81
UGC 6771	< 27			< 8.68 E8	2.88E9	_
UGC 6780	32 ± 4	1.15		9.93E7	4.31E9	-1.64
UGC 6879	$*57 \pm 6$	1.00		4.32 E8	1.83E9	-0.63
UGC 6903	25 ± 5	1.00		1.06E8	3.47E9	-1.51
UGC 7798	<27			<1.61E8	1.09E9	_
UGC 10685	< 29.7	_		< 3.28E9	1.91E10	and the second se
UGC 10699	50 ± 5	1.35		2.39E9	2.25E9	0.03
UGC 10743	$*25 \pm 3$	1.08		1.60 E8	1.07E9	-0.83
UGC 10862	22 ± 3	1.43		8.17E7	2.12E9	-1.41
UGC 11058	47 ± 3	1.14		1.44E9	4.62E9	-0.51
UGC 11575	< 27			< 3.86 E8	3.40E9	
UGC 11635	128 ± 6	1.39		4.87E9	1.42E10	-0.46
UGC 11723	62 ± 3	1.00	6.8 ± 0.8	1.32 E9	6.74E9	-0.71
UGC 11871	127 ± 7	1.23		8.98E9	4.95E9	0.26
UGC 11921	< 27			< 6.86E7	1.12E9	_
UGC 12178	< 27		_	< 9.10E7	4.98E9	_
UGC 12304	42 ± 4	1.04		4.74E8	1.43E9	-0.48
UGC 12372	49 ± 3	1.30		2.28 E9	5.71E9	-0.40
UGC 12474	79 ± 3	1.06		2.62 E9	1.37 E9	0.28
UGC 12646	24 ± 6	1.14		2.13E9	9.38E9	-0.64
UGC 12688	< 27			< 6.67E8	1.02E10	
UGC 12776	28 ± 3	1.69		1.37E9	1.76E10	-1.12
UGC 12840	$*7 \pm 2$	1.18	_	4.31E8	5.02E9	-1.07
UGC 12857	<27	1.00	_	1.48E8	3.80E9	
CGCG 078047	25 ± 3	1.32	$2.2{\pm}0.2$	3.21E9	1.01E10	-0.50
CGCG 120018			< 2		< 4.72E9	_
CGCG 331018	_		4.4 ± 1.4		7.84E9	
CGCG 395016	<u></u>		2.0 ± 0.3		5.85E9	_
					••••	

This article was processed by the author using Springer-Verlag $\ensuremath{\mathbb{I}}\xspace{TEX}$ A&A style file L-AA version 3.



Morphological type

Figure 3





Figure 6



Figure 7





Fis 8.2.



Fig 8.3



Fij 8.4



C.7 8.5.



+

÷



78.6







あったいあいます

 $\mathcal{L}_{\mathcal{A}}$, $\mathcal{L}_{\mathcal{A}}$

 \sim









. . .

14.1 S 26.2



あるであるころのため F10 70 -



10.1.



10,2



No. 3

- 19 C -









Å

7







FIG. 1.3: Fraction de l'émission CO(1-0) totale du disque d'une galaxie détectée par l'observation de 3 points le long du grand axe (espacés chacun de la taille du faisceau), en fonction de l'inclinaison et du rapport $R=D_{25}/\theta = 1.5, 2, 3, 4, 5$.

1.3.7 Données CO et HI des galaxies isolées.

Dans cette partie, nous présentons l'échantillon d'objets isolés ISOLCO, complet en données CO et HI qui peut être tiré des données de l'article I et de la littérature. Nous obtenons ainsi un échantillon de 125 objets.

Col1) Nom,

Col2) Numéro dans le catalogue de Karachenseva 1973,

Col 3-4) Diamètre suivant le grand et le petit axe apparents, en minute d'arc,

Col5) magnitude bleue,

Col6) Distance en (Mpc),

Col7) Type morphologique,

Col8) La présence d'une barre est signalée par 1,

Col9) indice de couleur B-V,

Col10) Vitesse héliocentrique en $\rm km s^{-1}$,

Col11) une non-détection CO est indiquée par <,

Col12) masse de gaz moléculaire M_{H2} (M_{\odot}),

Col13) les non-détections à 21 cm sont indiquées par <,

Col14) masse de gaz atomique M_{HI} (M_{\odot}),

Col15) $\log(M_{H2}/M_{HI})$,

Col16) Référence pour le flux CO(1-0), utilisée dans le calcul de la masse M_{H2} : S93 pour

Sage (1993a,b), Y89, Y95 pour Young et al.(1989, 1995), S97 pour Sauty et al.(1997).

TAB. 1.5: Données CO et HI, provenant de Sage 1993, Young et al. 1989, 1995, Sauty et al. 1997

IC1281 T72 2.2 1.0 18. 7.0 Sec 0 2322 1.0 18. 7.3 5.5 5.9 5.9 5.9 5.9 5.9 5.9 5.9 5.9 5.9 5.9 5.1 5.0 5.0 5.0 5.2 4.4 7.1 5.6 5.7 5.7 5.6 5.7 5.7 5.6 5.7 5.7 5.6 5.7 5.7 5.6 5.7 5.9 4.1 5.8 5.8 5.9 5.7 5.7 5.6 1.7 5.90 1.7 7.58 2.4 5.8 5.9 7.7 5.6 1.4 4.96 <	Nom	Kara	a	ь	m _B	D(Mpc)	Type	Ba	B-V	v	lim	M _{H2}	lim	M _{HI}	$\log(M_{H2}/M_{HI})$	ref
IC140 980 1.8 7 13.8 61.0 Sbc 0 472 4722 4.9628 1.0210 1.25 987 IC1232 115 1.2 8 14.2 68.3 Sc 0 38 421 1.512 2.63210 1.31 S97 IC1232 115 1.2 1.2 1.2 2.6.1 Sc 1 4.962 4.6528 1.2010 1.31 S97 IC314 10.6 4.1 2.2 8.6 Sc 1 4.964 5.6228 6.0258 4.0559 -3.3 S97 IC314 4.1 3.3 1.2 4.64 Sc 1 4.845 C 6.0258 4.0559 -3.3 S97 IC314 4.1 3.3 1.3 S5.5 Sc 1 4.859 -1.62 S5.62 1.459 5.7268 1.02510 -1.3 S97 IL314 1.3 1.3 S5.5 Sc 1<	IC1231	772	2.2	1.0	13.1	70.0	Sc	0		5252		1.91E9		7.50E9	59	S97
IC1686 108 2.0 5. 13.0 96.8 Sc 0 38 4261 1.5129 1.5129 1.5201 .531 597 IC302 123 1.9 1.6 13.2 78.7 Sc 1 .71 5904 1.7559 2.8210 -1.21 597 IC314 13 1.4 12.4 2.06 Sc 0 1.654 1.528 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.5288 1.538 <	IC1401	930	1.8	.7	13.6	63.0	Sbc	0	.47	4722	<	4.96E8		8.83E9	-1.25	S97
IC16202 115 1.2 .8 14.2 68.3 Sc 0 5125 < 5.858 1.20E10 -1.11 S97 IC301 15.5 1.8 1.2 1.2.4 2.0.8 Sc 0 1.57 1.2288 1.2089 8.8 S97 IC335 103 1.0 .6 4.3.8 Stc 1 48.59 9.4228 2.0589 3.8 S97 IC354 401 1.1 .3.8 64.8 Sbc 1 44.69 2.0059 8.5 S97 .6.658 1.20810 8.5 S97 IC716 492 1.6 .3 1.5 7.5 Sc 1 41.61 1.3.58 6.669 6.3 S97 N1307 130 .5.2 1.2 1.1.4 S5 Sbc 1.2.7 2465 5.1652 1.02810 3.7 Y89	IC1508	1036	2.0	.5	13.0	56.8	Sc	0	.38	4261		1.51E9		1.02E10	83	S97
IC302 IL3 IL4 IL4 ILA Res I ILA South ILA ILA South ILA South ILA South ILA South South ILA South ILA South South ILA South ILA South South ILA South	IC1825	115	1.2	.8	14.2	68.3	Sc	0		5125	<	5.85E8		1.20E10	-1.31	S97
IC301 IS5 I.3 I.2 I.2 I.2.8 I.3.059 8.3 S97 IC5354 IO I.6 I.2.9 6.1 Sb I.4.8 S7 I.2.98 I.3.08 I.3.8 S97 IC5354 IO I.1 I.3 S S6 S5 I.4.8 S5 I.4.8 S5 S97 I.3.08 S.5. S57 I.3.08 S.6. I.4.46 I.3.08 S.6. S97 I.3.08 I.4.992 I.3.08 I.3.08 S97 I.3.08 I.3.08 S.5. S50 I.4.16 I.3.589 I.6.6629 6.3 S97 N1301 I.3 S.2 I.3 I.3.8 S5.5 S50 I I.4.16 I.3.089 I.3.089 I.3.08 S97 N1301 I.3 S.3 I.3.8 S5.5 S50 I I.3.1 S.3.10 S97 I.3.1 S97 I.3.189 I.3.1 S97 I.3.1.1.2.1 S97 I.3.1.1.2.1.1.3	IC302	123	1.9	1.6	13.2	78.7	Sc	1	.71	5904		1.75E9		2.82E10	-1.21	S97
ICA10 910 1.6 .4 12.6 66.1 Sb 1 4956 < 3.6588 6.0250 -1.28 977 ICS35 10.735 10.735 10.735 10.736 40.1 1.1 .5 13.8 64.8 Sc 7.0588 4.9589 33 897 ICS41 44.8 .8 .3 13.6 7.4 Sc 1 64.65 7.0588 4.9589 33 897 ICT16 422 1.6 .3 13.6 7.2 Sc 2.9287 1.02810 0210 .3 Sc 1.0 45.7 2.9287 1.02810 0210 .3 Sc 1.0 1.0 1.0281 03 Sp7 1.14 1.5 Sc 1.0	IC391	155	1.3	1.2	12.4	20.8	Sc	0		1557		1.92E8		1.30E9	83	S97
IC353 101 1 4859 94288 9.0288 9.0289 33 937 IC61 414 8.8 1.3.9 8.5.8 Sc 1 6466 <	IC5104	910	1.6	.4	12.9	66.1	Sb	1		4956	<	3.65E8		6.93E9	-1.28	S97
IC59 401 1.1 5 1.8 8.8 1 6.46 2 7.06E8 4.9E9 85 S97 IC716 42 1.6 3 13.5 5.5 5. 1 1011 1 55B9 6.0E9 85 S97 N1807 130 3.2 1.0 11.4 3.5 3.6 1 54B9 12E9 1.12E 3.7 N1807 147 4.6 1.14 3.5 3.6 1 5117 4 8.05E8 4 2.62E7 1.12E9 1.167 S97 N1444 153 1.3 8 1.2 3.6 1 7.074 8.31E7 8.1459 17 S97 N2440 1.8 1.4 2.5 5.6 1 1.31 1.10E8 02E9 27 S93 N2424 2.99 1.6 1.5 1.40 7.13 S6 1 534 1.02E9 .02E8 22 <td< td=""><td>IC5355</td><td>1039</td><td>1.0</td><td>.6</td><td>13.8</td><td>64.8</td><td>Sc</td><td>1</td><td></td><td>4859</td><td></td><td>9.62E8</td><td></td><td>2.05E9</td><td>33</td><td>S97</td></td<>	IC5355	1039	1.0	.6	13.8	64.8	Sc	1		4859		9.62E8		2.05E9	33	S97
ICeS1 444 8.8 8 12.4 50.6 30.4 90.4 4469 2.0089 4.9289 3 597 N0237 33 1.6 9 1.33 55.5 3.0 1 4161 1.5580 6.6689 63 597 N130 3.2 1.0 12.0 11.4 35.5 50.7 1 3.58 6.6689 63 597 N130 1.7 2.4 1.30 55.7 1.7 2.465 5.1689 1.02810 3 Y89 N2444 160 1.8 1.7 1.2 4.30.7 S50 1 1.31 1.1086 6.0689 1.4 S97 N2444 17 1.4 1.4 3.0 S50 1 7.05 5.1689 1.02810 46 Y89 N2444 1.7 1.4 1.0 6.1.5 S1.0 S1.5 S1.4 1.05 S1.8 Y19 N2445 1.7	IC594	401	1.1	.5	13.9	85.8	Sbc	1		6436	<	7.06E8		4.98E9	85	S97
ICT16 462 1.6 3 3 3 7.4 Sbc 0 4429 6.5589 6.6629 .63 S97 N1607 139 3.2 1.0 12.0 11.4 Sc 1 .38 856 2.6257 1.2259 .1.67 S97 N1307 147 4.6 11.4 Sc Sc 1 .72 8.062 .1.629 .1.629 .1.67 S97 N1344 160 1.8 12.4 12.0 Sc 1 .70 74 3.3127 8.0629 .1.75 S93 N2232 2.2 1.7 12.6 Sc 1 .45 S245 5.1659 1.2010 .3.3 S7 N2232 2.2 1.8 1.4.0 7.3 Sc 1 .424 S44 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 .1.0159 <td< td=""><td>IC651</td><td>444</td><td>.8</td><td>.8</td><td>12.4</td><td>59.6</td><td>Scd</td><td>0</td><td></td><td>4469</td><td></td><td>2.30E9</td><td></td><td>4.59E9</td><td>3</td><td>S97</td></td<>	IC651	444	.8	.8	12.4	59.6	Scd	0		4469		2.30E9		4.59E9	3	S97
N027 33 1.6 9 1.3 5.5. 5c 1 4161 1.55E 6.66E9 63 597 N1307 139 3.2 1.0 12.0 11.4 55. 56 1 35.5 5.16E9 1.02E10 3 Y897 N1344 15.5 1.3 3.5.8 1.3 5.7 2465 5.16E9 1.02E10 3 Y897 N2404 180 1.4 1.7 1.24 1.30 Sbc 1 70 974 3.31E7 8.4 N23 Stc 1.10E8 6.10E7 1.21E9 1.3 S97 N2404 279 2.1 8 1.4 5.0 Sc 1 705 5.1 1.62E9 5.07E8 5. Y95 N2764 278 1.6 1.5 1.5 1.5 536 1.67E9 1.21E9 1.3 S97 N2603 1.7 1.4 1.0.5 5.0 1.5 536 <td>IC716</td> <td>492</td> <td>1.6</td> <td>.3</td> <td>13.6</td> <td>72.4</td> <td>Sbc</td> <td>0</td> <td></td> <td>5429</td> <td><</td> <td>6.56E8</td> <td></td> <td>1.20E10</td> <td>-1.26</td> <td>S97</td>	IC716	492	1.6	.3	13.6	72.4	Sbc	0		5429	<	6.56E8		1.20E10	-1.26	S97
N1657 139 3.2 1.0 12.0 11.4 5c 1 5.7 2465 5.16E9 1.02E10 .3 Y89 N1344 163 1.3 8 3.8 6.02 5c 0 4517 5.16E9 1.02E10 .3 Y89 N2444 160 1.8 1.7 12.4 10.0 Stc 1 70 4 3.31E7 4.25E10 .4 S97 N2432 2.2 1.7 12.6 6.0 Sc 1 4.8 2.24 5.16E9 1.50E10 .4 Y89 N2444 279 2.1 8 1.6 S.5 Sc 0 .1632 5.16E9 .50E10 .4 Y89 N2441 324 8.1 1.5 3.6 Sc 1.6 .536 .50E8 .50E8 .50E9 .1.4'' Sy87 N2403 347 1.2 1.0 Sa Sc 1.5 Sa1 .1	N0237	33	1.6	.9	13.3	55.5	Sc	1		4161		1.55E9		6.66E9	63	S97
N1530 147 4.6 .1.4 35.5 5bc 1 57 2465 5,1659 1.02810 .3.3 Yage N1544 150 1.3 8.13.8 60.2 Sc 0 4517 <	N1507	139	3.2	1.0	12.0	11.4	Sc	1	.38	856	<	2.62E7		1.23E9	-1.67	S97
N1544 i.53 i.13 j.8 i.1.8 0.0 Sc 0 45.7 8.708 1.1.7 S97 N2444 i.00 1.8 1.7 1.2.4 0.4 4.2 Sc 1 1.01 1.108 6.2028 -1.75 S93 N2522 2.2 1.7 1.2.6 0.4 2.8 5.1689 1.0810 -4.6 S97 N2644 2.9 1.6 1.2 2.9 1.6 1.4 S97 1.1819 -1.3 S97 N2765 309 4.5 3.5 0.6 1.8 S4 1.41759 2.4289 -2.2 Y89 N2814 3.24 8.1 1.5 S56 1 .55 551 1.3050 1.41 S97 N2903 347 1.2 1.31 S56 1 .549 3.3052 8.3359 -1.4 S93 N2903 347 1.4 1.30 S56 1 .549 2.93458 8.3459 -1.4 S93 N2904 3.8347	N1530	147	4.6		11.4	35.5	Sbc	1	.57	2465		5.16E9		1.02E10	3	Y89
N2444 180 1.8 1.7 1.2 1.3 N26 1 1.0 8.7 8.778 -1.4 S97 N2403 197 2.19 1.2 8.4 2.5 1 131 1.1088 6.2089 -1.75 S98 N2544 279 2.1 8 1.2 6.9.5 0 131 1.1088 5.0269 -1.75 S98 N2644 2.0 8.1 1.4 9.10 7.359 62 S97 N2765 309 4.5 3.5 9.6 9.3 Sb<0	N1544	153	1.3	.8	13.8	60.2	Sc	0		4517	<	8.08E8	<	1.18E9	17	S97
N2403 197 21.9 12.3 8.4 4.2 Sc 1 131 1.10E8 6.20E9 1.75 S93 N2352 222 1.2 1.8 12.4 25.9 Sc 1 48 5.16E9 1.50E10 .46 Y89 N2766 288 1.6 1.5 14.0 94.2 Sab 1 706E9 2.82E9 .23 Y89 N2761 230 4.5 3.5 9.6 9.3 Sb 0 .81 1354 1.62E9 5.07E8 .5 Y935 N2400 343 1.7 1.4 1.0 Sbc 1 .55 S51 1.30E9 1.40 S93 .333 S97 N2900 343 1.2 1.3 5.6 1 .54 S66 1.31E9 .118 S97 N3444 455 7.1 1.0.5 6.1 Sc 1 .54 S66 2.38E8 1.80E9 .1.24	N2344	180	1.8	1.7	12.4	13.0	Sbc	1	.70	974		3.31E7		8.27E8	-1.4	S97
N2532 222 2.2 1.7 1.2.6 69.5 Sc 1 .4.6 5245 5.6E8 1.50E10 4.6 Y89 N2644 298 1.6 1.5 1.0 94.2 S.5 0.7 1.21E9 7.93E9 62 S97 N2765 309 4.5 3.5 10.7 18.1 Sab 0 81 1364 1.62E9 5.07E8 5.5 Y89 N2900 334 1.7 1.8 1.8 Sb<	N2403	197	21.9	12.3	8.4	4.2	Sc	1		131		1.10E8		6.20E9	-1.75	S93
N2644 279 2.1 8 12.4 25.0 Sc 0 1939 < 6.10ET 1.21E9 1.3 S97 N2776 309 4.5 3.5 10.7 18.1 Sab 0 8.1 1354 1.2E9 5.07E8 .5 Y95 N2716 334 8.1 1.4 1.40 71.3 Sc 1 .55 551 1.67E9 2.89E9 22 Y89 N2800 343 1.7 1.4 14.0 71.3 Sc 1 .55 551 1.0E29 2.89E9 147 S97 N2800 343 1.2 1.1 6.5.8 Sau 0 .30E8 8.98E9 147 S93 N2907 363 1.8 8 1.2.6 1.1 .54 586 2.00E9 33 S97 N3044 455 7.1 10.5 6.9 Sc 1 .54 586 2.39E8 1.84E9	N 2532	232	2.2	1.7	12.6	69.5	Sc	1	.48	5245		5.16E9		1.50E10	46	Y89
N2746 298 1.6 1.5 14.0 94.2 Sab 1 7065 1.91E9 7.93E9 .62 Syp N2775 309 4.5 3.5 10.7 18.1 3.54 1.67E9 2.82E9 .33 Y95 N2900 343 1.7 1.4 1.40 71.3 Sc 1 .5346 3.03E8 8.38E9 -1.47 S97 N2900 343 1.7 1.4 1.40 71.3 Sc 1 .55 551 1.30E9 1.41 S93 N2907 363 1.8 1.2 1.1 1.5 Sc 1 1.494 8.66E7 1.31E9 -1.18 S97 N3344 435 7.1 10.5 6.1 Sc 1 .54 565 2.90E8 1.80E9 77 S93 N3344 435 7.1 10.5 6.1 Sc 1 .54 565 2.90E8 1.84E9 -1.24 Y95 N3437 448 2.5 .8 12.2 1.5.0 Sc	N2644	279	2.1	.8	12.4	25.9	Sc	0		1939	<	6.10E7		1.21E9	-1.3	S97
N277 309 4.5 3.5 10.7 18.1 Sab 0 .81 1354 1.6229 5.0788 .5 Y89 N2900 343 1.7 1.4 14.0 71.3 Sc 1 .5346 3.09E8 8.3389 -1.47 S97 N2903 347 12.6 9.1 6.3 Sbc 1 .55 551 1.30E9 1.80E9 14 S97 N2903 347 12.6 41.0 Sbc 0 4922 9.34E8 2.00E8 3.06E-3 S97 N2977 363 1.8 8. 12.6 41.0 Sbc 0 3072 9.34E8 2.00E8 3.06E-3 S97 N3444 435 7.1 10.5 6.1 Sc 1 .54 586 2.890E8 1.80E9 79 S93 N33441 443 7.1 10.5 6.3 Sc 1 .50 8.3 3.00E9 .3.0E9 .7.6 Y89 N33441 448 2.5 8.1 1.5 Sc	N2746	298	1.6	1.5	14.0	94.2	Sab	1		7065		1.91E9		7.93E9	62	S97
N241 324 8.1 3.5 9.6 9.3 Sb 0 7.5 652 1.67E9 2.82E9 23 Y89 N2900 34 1.7 1.4 1.0 71.3 Sc 1 55 551 1.30E9 1.80E9 147 S97 N2900 359 1.8 1.2 13.1 65.8 Sa 0 4922 9.97E8 9.90E8 3.06E-3 S97 N3049 33 2.2 1.4 13.0 1.9 Sb 1 1494 6.6E7 1.31E9 14 S97 N344 435 7.1 10.5 6.9 Sc 1 .54 585 2.8288 1.85E9 24 Y89 N3344 445 7.4 2.0 1.3.5 ISC 1 .50 3.05E3 4.0829 1.24 Y89 N3459 4.12 7.4 2.18.9 Sc 1 .100 3.388 1.90E9 62 </td <td>N2775</td> <td>309</td> <td>4.5</td> <td>3.5</td> <td>10.7</td> <td>18.1</td> <td>Sab</td> <td>0</td> <td>.81</td> <td>1354</td> <td></td> <td>1.62E9</td> <td></td> <td>5.07E8</td> <td>.5</td> <td>Y95</td>	N2775	309	4.5	3.5	10.7	18.1	Sab	0	.81	1354		1.62E9		5.07E8	.5	Y95
N2900 343 1.7 1.4 14.0 71.3 Sc 1 5346 3.03E8 8.93E9 -1.47 S97 N2900 359 1.8 1.2 13.1 65.8 Sa 0 4932 <	N2841	324	8.1	3.5	9.6	9.3	Sb	0	.75	652		1.67E9		2.82E9	23	Y89
M2900 347 12.6 9.1 6.3 Sbc 1 .55 551 1.30E9 1.80E9 -1.4 S33 M2900 350 1.8 1.2 1.31 65.8 Sa 0 4322 <	N 2900	343	1.7	1.4	14.0	71.3	Sc	1		5346		3.03E8		8.93E9	-1.47	S97
N2900 359 1.8 1.2 1.3 6.5.8 Sa 0 4932 2 9.4E8 2.0E9 33 S97 N3049 383 2.2 1.4 13.0 19.9 Sb 1 1494 8.66E7 1.3E9 -1.18 S97 N3344 435 7.1 10.5 6.1 Sc 1 .54 586 2.90E8 1.85E9 79 S93 N3344 435 7.1 10.5 6.9 Sc 1 .54 586 2.90E8 1.85E9 82 Y89 N3344 442 7.4 4.2 10.5 13.5 Sc 1 .55 1013 4.78E8 8.34E9 -1.24 Y95 N3457 461 11.0 9.3 7.2 Sb 1 .70 805 3.00E9 3.40E9 62 Y89 N3556 469 8.7 2.2 9.8 10.3 Sc 1 .50 769 1.09E8 5.20E8 44 S93 N4026 518 4.1<	N2903	347	12.6		9.1	6.3	Sbc	1	.55	551		1.30E9		1.80E9	14	S93
N2977 363 1.8 8 1.2 4 1.0 Sbc 0 3072 9.97E8 9.90E8 3.00E-3 S97 N3049 383 2.2 1.4 10.5 6.1 Sc 1 .54 566 2.90E8 1.81E9 118 S97 N3344 435 7.1 10.5 6.1 Sc 1 .54 566 2.90E8 1.85E9 82 Y89 N3344 435 7.1 10.5 6.9 Sc 1 .51 .55 1.35 1013 4.78E8 8.34E9 24 Y89 N3359 442 7.4 4.2 10.3 Sc 1 .50 853 1.00E8 .30E9 62 Y89 N3526 464 1.9 .4 12.5 1.8.9 Sc 1.420 2.63E8 7.32E 44 S33 N4262 518 4.1 10.0 Sc 1.65 7005 6.64E8 <td>N2960</td> <td>359</td> <td>1.8</td> <td>1.2</td> <td>13.1</td> <td>65.8</td> <td>Sa</td> <td>0</td> <td></td> <td>4932</td> <td><</td> <td>9.34E8</td> <td></td> <td>2.00E9</td> <td>33</td> <td>S97</td>	N2960	359	1.8	1.2	13.1	65.8	Sa	0		4932	<	9.34E8		2.00E9	33	S97
N3049 383 2.2 1.4 13.0 19.9 Sb 1 1494 8.66E7 1.31E9 -1.18 S77 N3344 435 7.1 10.5 6.9 Sc 1 .54 586 2.90E8 1.80E9 82 Y89 N3344 435 7.1 10.5 6.9 Sc 1 .54 585 2.83E8 1.80E9 82 Y89 N3343 442 7.4 4.2 10.5 1.3.5 Sc 1 .35 1013 4.78E8 8.34E9 1.24 Y89 N3452 461 11.0 9.3 7.2 Sb 1 .70 805 3.00E9 .62 Y89 N3556 469 8.7 2.2 9.8 10.3 Sc 1 .65 769 1.90E8 5.20E8 .44 S33 N4266 518 4.1 11.4 10.0 Sc 1 .65 2005 6.45E8	N2977	363	1.8	.8	12.6	41.0	Sbc	0		3072		9.97E8		9.90E8	3.06E-3	S97
N33444357.110.56.1Sc1.545862.90E81.80E9 79 S93N33444357.110.56.9Sc1.54585 $2.83E8$ 1.859 82 Y89N33594427.44.210.513.5Sc1.3510134.78E8 $8.34E9$ -1.24 Y95N335144111.09.37.2Sb1.70805 $3.00E9$ $3.00E9$ 76 Y89N35214641.9.412.518.9Sc01420 $2.63E8$ $7.83E8$ 47 S97N35564698.72.29.810.3Sc1.506859.60E8 $3.96E9$ 62 Y89N40225184.11.1410.0Sc1.506859.60E8 $3.96E9$ 62 Y89N40255232.2.46.99.13.2Scd1.431482.53E71.48E9 -1.19 Y95N44355473.0.513.262.1Sbc0.46552.08E91.45E10 84 S97N46355471.91.41.2912.8Sc1.46552.08E91.45E10 62 Y89N46475453.0513.262.1Sbc0.46552.08E91.45E10 62 Y89N46355471.91.4 <td>N3049</td> <td>383</td> <td>2.2</td> <td>1.4</td> <td>13.0</td> <td>19.9</td> <td>Sb</td> <td>1</td> <td></td> <td>1494</td> <td></td> <td>8.66E7</td> <td></td> <td>1.31E9</td> <td>-1.18</td> <td>S97</td>	N3049	383	2.2	1.4	13.0	19.9	Sb	1		1494		8.66E7		1.31E9	-1.18	S97
N3344f4357.110.56.9Sc1.545852.83E81.85E9 82 Y89N33594427.44.210.513.5Sc1.351013 $4.78E8$ $8.34E9$ -1.24 Y95N34374482.5.812.213.9Sc11119 $3.33E8$ $1.90E9$ 76 Y89N34374482.5.812.213.9Sc1.70805 $3.00E9$ $3.40E9$ 05 S33N35264641.9.412.518.9Sc014202.63E87.83E8 47 S97N35564698.72.29.810.3Sc1.506859.60E8 $3.96E9$ 62 Y89N42665322.2.46.99.13.2Scd1.657091.90E8 $5.20E8$ 44 S93N43665473.27.712.426.7Sbc0.652005 $6.45E8$ $2.32E9$ 66 S97N46055435.82.210.33.8Sc1.43148 $2.53E7$ $1.7E8$ $.8.6$ Y89N46175453.0.513.262.1Sbc04655 $2.08E9$ $1.45E10$ 84 Y95N46255471.91.412.912.8Sc1960<	N3344	435	7.1		10.5	6.1	Sc	1	.54	586		2.90E8		1.80E9	79	S93
N3359 442 7.4 4.2 10.5 13.5 Sc 1 .35 1013 4.78E8 8.34E9 -1.24 Y95 N3351 461 11.0 9.3 7.2 Sb 1 .70 805 3.00E9 3.40E9 05 \$93 N3521 461 11.0 9.3 7.2 Sb 1 .70 805 3.00E9 3.40E9 05 \$93 N3526 464 1.9 .4 12.5 18.9 Sc 1 .50 685 9.60E8 3.96E9 62 Y89 N4062 518 4.1 11.4 10.0 Sc 1 .65 769 1.90E8 5.20E8 44 \$93 N4348 527 3.2 .7 12.4 26.7 Sbc 0 .455 2.00E9 1.44E8 .44 \$93 N4348 5.47 3.0 .5 13.2 62.1 Sbc 0 .455 2.08E9 1.45E0 .44 \$93 N4635 543 3.8	N3344f	435	7.1		10.5	6.9	Sc	1	.54	585		2.83E8		1.85E9	82	Y89
N34374482.5.812.213.9Sc111193.33E81.90E976Y89N352146111.09.37.2Sb1.708053.00E93.40E905S93N35264641.9.412.518.9Sc014202.63E87.83E847S97N35564698.72.29.810.3Sc1.506859.60E83.96E962Y89N40625184.111.410.0Sc1.506859.60E83.96E962Y89N436552322.46.99.13.2Scd127 $<$ 9.53E71.48E91.19Y89N44055435.82.210.33.8Sc14552.08E91.45E1084S97N46055435.82.210.33.8Sc1960<	N 3359	442	7.4	4.2	10.5	13.5	Sc	1	.35	1013		4.78E8		8.34E9	-1.24	Y95
N352144111.09.37.2Sb1.708053.00E93.40E9 05 583N35264641.941.2.51.8.9Sc014202.62E87.83E8 05 Y89N35564698.72.29.810.3Sc1.506859.60E83.96E9 62 Y89N42665184.111.410.0Sc1.657691.90E85.20E8 44 S93N43485273.2.712.426.7Sbc0.652005 $6.45E8$ 2.32E9 56 S97N46055435.82.210.33.8Sc1.431482.53E71.77E8 85 Y89N46175453.0.513.262.1Sbc0.46552.00E91.45E10 84 Y95N46355471.91.412.912.8Sc1.402.62E83.00E9 51 S97N463555910.08.63.8Sc126129.62E83.00E9 51 S97N50815812.2.813.034.8Sc12366 $4.11E8$ $3.02E9$ 52 S97N53776053.22.812.631.8Sb1.791793<	N 3437	448	2.5	.8	12.2	13.9	Sc	1		1119		3.33E8		1.90E9	76	Y89
N35564641.91.41.2.518.9Sc014202.63E87.83E87.47S97N35564698.72.29.810.3Sc1.506859.60E83.96E962Y89N40625184.111.410.0Sc1.506859.60E83.96E944S93N423652322.46.99.13.2Scd12.7<	N3521	461	11.0		9.3	7.2	55	1	.70	805		3.00E9		3.40E9	05	S93
N 30504098.72.29.810.3Sc1.5019.609.60 $3.96E9$ $3.96E9$ 62 Y89N 40225184.111.410.0Sc1.657691.90E8 $5.20E8$ 44 S93N 423652322.46.99.13.2Scd127 $<$ 9.53E7 $1.48E9$ -1.19 Y95N 44385273.2.712.426.7Sbc0.652005 $6.45E8$ $2.32E9$ 56 S97N 46055435.82.210.33.8Sc1.43148 $2.53E7$ $1.7F8$ 84 S93N 46175435.82.210.33.8Sc1.4655 $2.08E9$ $1.45E10$ 84 S97N 462555910.08.63.8Sb0408 $2.10E8$ $1.80E8$.07S93N 50165761.71.313.034.8Sc1 2612 $9.63E8$ $3.08E9$ 51 S97N 50376043.22.813.8Sb1 2386 $4.11E8$ $3.12E9$ 88 S97N 53776043.52.011.823.9Sab1 2793 $<$ $1.27E8$ $1.50E9$ 1.07 S97N 545761028.82.6.98.25.4Sc1 241 $1.70E9$ $1.10E10$ 81 S93 </td <td>N 3526</td> <td>464</td> <td>1.9</td> <td>.4</td> <td>12.5</td> <td>18.9</td> <td>Sc</td> <td>0</td> <td>* 0</td> <td>1420</td> <td></td> <td>2.63E8</td> <td></td> <td>7.83E8</td> <td>47</td> <td>S97</td>	N 3526	464	1.9	.4	12.5	18.9	Sc	0	* 0	1420		2.63E8		7.83E8	47	S97
N40205184.111.410.05c16.5 6.69 1.90E85.20E844593N42365232.246.99.13.2Scd127<	N 3556	469	8.7	2.2	9.8	10.3	Sc	1	.50	685		9.60E8		3.96E9	62	¥89
N43055235246.99.1 3.2 Sca1 27 $<$ 9.3.571.48E9 -1.19 Y 95N43055435.2 3.2 $7.$ 12.4 26.7 Sbc 0 $.65$ 2005 $6.45E8$ $2.32E9$ 56 $S97$ N46055435.8 2.2 10.3 3.8 Sc 1 $.43$ 148 $2.53E7$ $1.77E8$ 85 $Y89$ N4617545 3.0 $.5$ 13.2 62.1 Sbc 0 4655 $2.08E9$ $1.45E10$ 84 $S97$ N4626 559 1.9 1.4 12.9 12.8 Sc 1 960 $<$ $1.18E8$ $3.01E8$ 4 $Y95$ N4626 559 1.0 8.6 3.8 Sb 0 408 $2.10E8$ $1.80E8$ $.07$ $S93$ N5016 576 1.7 1.3 13.0 34.8 Sc 1 2612 $9.63E8$ $3.08E9$ $.51$ $S97$ N5081 581 2.2 8 13.3 88.7 Sb 1 $.2662$ $3.94E9$ $1.30E10$ $.52$ $S97$ N5375 604 3.5 2.0 11.8 23.9 Sab 1 $.79$ 1793 $<$ $1.27E8$ $1.50E9$ $.1.07$ N5457 610 28.8 26.9 8.2 5.4 Sc 1 1640 $1.76E8$ $3.24E9$ -1.27 597 N5585 624 5.8 <td>N4062</td> <td>516</td> <td>4.1</td> <td><i>c</i> 0</td> <td>11.4</td> <td>10.0</td> <td>5C</td> <td>1</td> <td>.65</td> <td>769</td> <td></td> <td>1.9068</td> <td></td> <td>5.2068</td> <td>44</td> <td>593</td>	N4062	516	4.1	<i>c</i> 0	11.4	10.0	5C	1	.65	769		1.9068		5.2068	44	593
N46055435.2.112.426.150c01.6520056.4528 2.3299 56597N46055435.82.210.33.8Sc1.431482.53271.77E885Y89N46175453.0513.262.1Sbc046552.08E91.45E1084S97N46355471.91.412.912.8Sc1960<	N4230	523	22.4	0.9	9.1	3.2	Sca CL-	1	07	27	<	9.53E7		1.4869	-1.19	Y 95
N46175455.82.210.35.85.614.31482.53E/11.712.81.712.885189N46175453.0.51.262.1Sbc046552.08E91.45E10084S97N46355471.91.412.912.8Sc1960<	N4605	547	3.2 E 9		12.4	20.1	500	1	.05	2005		0.4355		2.3269	56	597
N461751.01.01.0.202.150.00465.52.05.91.435.10 84 597N46355471.91.412.912.8Sc1960<	N4605	545	2.0	Z.Z	12.3	3.8 63.1	SC	1	.43	148		2.5351		1.45	85	189
N48055171.412.512.5501500118055.01831.4193N482655910.08.63.85b04082.10E81.80E81.60E807\$93N50165761.71.313.034.8Sc126129.63E83.08E951\$97N50815812.2.813.388.7Sb1.8666533.94E91.30E1052\$97N53756053.22.812.631.8Sb1.791793<	N4635	547	1 9	14	12.2	12.1	Sc	1		4055	/	2.0059		20159	84	391 Vor
N5065761.71.313.034.8Sc12001.0011.00101.00101.011597N50815812.2.813.388.7Sb1.8666533.94E91.30E1052S97N53756053.22.812.631.8Sb123864.11E83.12E988S97N53776043.52.011.823.9Sab1.791793<	N4826	559	10.0	1.1	86	3.8	SB	0		408		2 10 58		1 80 28	4	203
N5081S81S1010.510	N5016	576	1 7	13	13.0	34.8	Sc	1		2612		2.10E8		3.08E9	- 51	595
N53756053.22.812.63.1.8Sb123864.11E83.12E9 88 S97N53776043.52.011.823.9Sab1.791793<	N5081	581	2.2	8	13.3	88 7	Sb	1	86	6653		3.94 E9		1.30E10	- 52	597
N53776043.52.011.823.9Sab1.791793<1.2101.1001.00597N545761028.826.98.25.4Sc12411.70E91.10E1081S93N55846263.32.711.821.9Sc116401.76E83.24E9-1.27S97N55856245.83.711.17.0Scd1.36305<	N5375	605	3.2	2.8	12.6	31.8	Sb	1	.00	2386		4 11E8		3 12E9	- 88	597
N545761028.826.98.25.4Sc11.101.101.10E10.81.01.0010.81S93N55846263.32.711.821.9Sc116401.76E8 $3.24E9$ -1.27S97N55856245.83.711.17.0Scd1.36305<	N5377	604	35	2.0	11.8	23.9	Sab	1	79	1793	/	1 2758		1 50 89	-1.07	597
N55846263.32.711.821.9Sc111.411.01011.0101.01110.11501N55856245.83.711.17.0Scd1.36305<	N5457	610	28.8	26.9	8 2	54	Sc	1		241		1 70 89		1.10E10	- 81	593
N55856245.83.711.17.0Scd1.36305<3.40E71.40E9-1.61S93N56906383.41.011.723.4Sc017538.49E8 $3.85E9$ 66S97N575531.71.613.442.0Sc1 3149 5.77E8 $2.83E9$ 69S97N57686521.81.412.926.1Sc01957 $3.13E8$ $2.45E9$ 89S97N57726532.11.313.465.6Sbc049171.02E97.29E985S97N59136691.6.713.626.7Sbc12004<	N5584	626	3.3	2.7	11.8	21.9	Sc	1		1640		1.76E8		3.24E9	-1 27	597
N56906383.41.011.723.4Sc017538.49E83.85E966S97N575531.71.613.442.0Sc131495.77E82.83E969S97N57686521.81.412.926.1Sc019573.13E82.45E969S97N57726532.11.313.465.6Sbc049171.02E97.29E985S97N59136691.6.713.626.7Sbc12004<	N5585	624	5.8	3.7	11.1	7.0	Scd	1	36	305	~	3.40E7		1.40E9	-1.21	593
N575 53 1.7 1.6 13.4 42.0 Sc 1 3149 5.77E8 2.88E9 69 S97 N5768 652 1.8 1.4 12.9 26.1 Sc 0 1957 3.13E8 2.45E9 69 S97 N5768 652 1.8 1.4 12.9 26.1 Sc 0 1957 3.13E8 2.45E9 69 S97 N5772 653 2.1 1.3 13.4 65.6 Sbc 0 4917 1.02E9 7.29E9 85 S97 N5913 669 1.6 .7 13.6 26.7 Sbc 1 2004 8.94E7 5.46E8 79 S97 N6012 712 2.1 1.5 12.3 24.7 Sbc 1 .55 1854 3.04E8 3.24E9 1.03 S97 N6207 766 3.0 1.3 11.6 14.2 Sc 0 .39 870 1.36E8 1.66E9 -1.09 Y89 N6222 56 1.8	N 5690	638	3.4	1.0	11.7	23.4	Sc	0		1753		8.49E8		3 85E9	- 66	597
N5768 652 1.8 1.4 12.9 26.1 Sc 0 1957 3.13E8 2.45E9 85 S97 N5772 653 2.1 1.3 13.4 65.6 Sbc 0 4917 1.02E9 7.29E9 85 S97 N5913 669 1.6 .7 13.6 26.7 Sbc 1 2004 8.94E7 5.46E8 79 S97 N6012 712 2.1 1.5 12.3 24.7 Sbc 1 .55 1854 3.04E8 3.24E9 -1.03 S97 N6207 766 3.0 1.3 11.6 14.2 Sc 0 .39 870 1.36E8 1.6E9 -1.09 Y89 N622 56 1.8 1.3 13.6 68.7 Sbc 1 5155<	N575	53	1.7	1.6	13.4	42.0	Sc	1		3149		5.77E8		2.83E9	69	597
N5772 653 2.1 1.3 13.4 65.6 Sbc 0 4917 1.02E9 7.29E9 85 S97 N5913 669 1.6 .7 13.6 26.7 Sbc 1 2004 8.94E7 5.46E8 79 S97 N6012 712 2.1 1.5 12.3 24.7 Sbc 1 .55 1854 3.04E8 3.24E9 -1.03 S97 N6012 712 2.1 1.5 12.3 24.7 Sbc 1 .55 1854 3.04E8 3.24E9 -1.03 S97 N6207 766 3.0 1.3 11.6 14.2 Sc 0 .39 870 1.36E8 1.66E9 -1.09 Y89 N622 56 1.8 1.3 13.6 68.7 Sbc 1 5155<	N5768	652	1.8	1.4	12.9	26.1	Sc	0		1957		3.13E8		2.45E9	89	597
N5913 669 1.6 .7 13.6 26.7 Sbc 1 2004 < 8.94E7 5.46E8 79 S97 N6012 712 2.1 1.5 12.3 24.7 Sbc 1 .55 1854 3.04E8 3.24E9 -1.03 S97 N6207 766 3.0 1.3 11.6 14.2 Sc 0 .39 870 1.36E8 1.66E9 -1.09 Y89 N622 56 1.8 1.3 13.6 68.7 Sbc 1 5155 1.06E9 6.35E9 78 S97 N6347 800 1.2 .7 13.7 81.9 Sbc 0 .58 3119 1.34E9 1.54E10 48 S97 N6389 812 2.8 1.9 12.2 41.6 Sbc 0 .58 3119 1.34E9 1.54E10 -1.066 S97	N5772	653	2.1	1.3	13.4	65.6	Sbc	0		4917		1.02E9		7.29E9	85	S97
N6012 712 2.1 1.5 12.3 24.7 Sbc 1 .55 1854 3.04E8 3.24E9 -1.03 S97 N6207 766 3.0 1.3 11.6 14.2 Sc 0 .39 870 1.36E8 1.66E9 -1.09 Y89 N622 56 1.8 1.3 13.6 68.7 Sbc 1 5155 <1.06E9	N 5913	669	1.6	.7	13.6	26.7	Sbc	1		2004	<	8.94E7		5.46E8	79	597
N6207 766 3.0 1.3 11.6 14.2 Sc 0 .39 870 1.36E8 1.66E9 -1.09 Y89 N622 56 1.8 1.3 13.6 68.7 Sbc 1 5155 <	N6012	712	2.1	1.5	12.3	24.7	Sbc	1	.55	1854	-	3.04E8		3.24E9	-1.03	S97
N622 56 1.8 1.3 13.6 68.7 Sbc 1 5155 1.06E9 6.35E9 78 S97 N6347 800 1.2 .7 13.7 81.9 Sbc 1 6146 1.81E9 5.41E9 48 S97 N6389 812 2.8 1.9 12.2 41.6 Sbc 0 .58 3119 1.34E9 1.54E10 -1.06 S97	N6207	766	3.0	1.3	11.6	14.2	Sc	0	.39	870		1.36E8		1.66E9	-1.09	Y89
N6347 800 1.2 .7 13.7 81.9 Sbc 1 6146 1.81E9 5.41E9 48 S97 N6389 812 2.8 1.9 12.2 41.6 Sbc 0 .58 3119 1.34E9 1.54E10 -1.06 S97	N622	56	1.8	1.3	13.6	68.7	Sbc	1		5155	<	1.06E9		6.35E9	78	597
N6389 812 2.8 1.9 12.2 41.6 Sbc 0 .58 3119 1.34E9 1.54E10 -1.06 S97	N6347	800	1.2	.7	13.7	81.9	Sbc	1		6146	-	1.81E9		5.41E9	48	S97
	N6389	812	2.8	1.9	12.2	41.6	Sbc	0	.58	3119		1.34E9		1.54E10	-1.06	S97
TAB. 1.6: Données CO et HI, provenant de Sage 1993, Young et al 1989, 1995, Sauty et al 1997

Nom	Kara	a	ь	m _B	D(Mpc)	Type	Ba	B-V	v	lim	M _{H2}	lim	M _{HI}	$\log(M_{H2}/M_{HI})$	ref
N6503	837	7.1	2.4	10.1	6.1	Sc	0	.50	44		1.20E8		1.30E9	-1.03	S93
N6643	850	3.8	1.9	11.2	23.1	Sc	0	.47	1482		2.10E9		5.65E9	43	Y89
N6654	851	2.6	2.0	12.5	24.3	Sa	0	.83	1821	<	1.68E8	<	3.80E8	- 35	597
N6711	862	1.3	1.2	13.2	62.3	Sc	1		4670	•	3.01E9		2 51 129	08	507
N6969	889	1 1	3	13.4	53.3	Sab	0		4000	/	0.4487	/	2.0100	.00 .00	507
N7025	807	1.1	1.2	10.4	66.3	540	0		4000		5.44D/		3.63E6	01	291
N7025	091	1.9	1.3	13.1	66.3	Sab	0		4969	<	9.7868		2.9869	48	597
N7156	935	1.7	1.4	12.8	53.1	Sc	1	.48	3985		1.38E9		3.82E9	44	S97
N718	68	2.3	2.1	12.3	23.1	Sab	1	.82	1733	<	6.68E7		2.67E7	.4	S97
N7217	68	3.9	3.4	10.5	16.3	Sb	0	.76	946		1.05E9		7.95 E8	.12	Y89
N7328	976	2.1	.8	13.2	37.7	Sb	0		2824		1.16E9		5.07E9	64	S97
N7367	984	1.6	.4	13.6	96.5	Sbc	0		7235	<	2.54E9		6.86E9	43	S97
N7428	1001	2.4	1.4	12.9	41.0	Sab	1		3078		2.94E8		5.20E9	-1.25	S97
N7514	1009	1.4	.9	12.8	64.6	Sc	0		4843		7.22E8		2.63E9	- 56	597
N7664	1019	2.6	1.5	12.9	46.4	Sc	0	57	3479		2 12 89		1.52£10	86	507
N7712	1028	 0	7	12.2	40.0	50	0		2071		2 43 59		2.22510	00	507
N772	80	7.4	.,	10.0	40.9	21	0		0470		3.4320		2.3265	63	391
N//Z	80	1.4	4.0	10.4	32.1	50	0	.00	2456		1.56610		2.28610	17	Y 95
N7817	4	3.5	1.0	11.4	30.8	Sbc	0		2308		2.06E9		3.61E9	24	S97
N864	96	4.7	3.5	11.3	21.8	Sc	1		1564		1.27E9		1.07E10	92	Y89
N09	6	1.1	.6	13.9	60.4	Sc	0		4528	<	8.12E8		2.64E9	51	S97
N0925	105	11.2	6.3	10.0	9.4	Scd	1		553		5.90E8		6.60E9	-1.05	S93
U10685	785	1.7	.6	13.9	128.6	Sc	0		9643	<	3.68E9		1.91E10	72	S97
U10699	786	.6	.6	13.8	83.7	Sc	1		6275		2.37E9		2.25E9	.02	S97
U10743	791	1.1	.4	13.4	34.3	Sb	0		2569		1 74E8		1.07E9	- 79	597
U10862	808	2.8	2.6	13.0	22.5	Sc	1		1600		8 1767		2.12E0	1.41	507
UI110EP	840	1 5	1 1	10.0	22.5	5C			1030		0.17E7		2.1269	-1.41	391
U11676	040	1.5	1.1	12.8	63.4	30	1		4/5/		1.23E3		4.62E9	46	597
011575	879	1.4	.5	13.4	53.0	Sca	0		3977	<	3.5268		3.40E9	99	S97
011635	890	2.9	1.2	13.4	64.0	Sbc	0		4799		5.40E9		1.42E10	42	S97
U1167	59	2.6	2.0	14.1	57.4	Sc	0		4303	<	4.12E8		6.45E9	-1.19	S97
U11723	906	1.9	.3	13.4	64.8	Sbc	0		4859		2.45E9		7.10E9	46	S97
U11816	931	1.5	.9	14.1	63.3	Sc	1		4750	<	5.02E8		5.54E9	-1.04	S97
U11871	940	1.1	.7	13.9	106.4	Sc	0		7978		1.24E10		4.95E9	.4	S97
U11921	949	1.7	.7	13.4	22.4	Sd	0		1677	<	6.26E7		1.12E9	-1.25	S97
U12178	985	3.0	1.7	13.3	25.7	Scd	1		1931	<	8.30E7		4.98E9	-1.78	S97
U12304	1003	1.6	.3	13.8	46.2	Sc	0	.57	3462	•	4.72E8		1.43E9	- 48	597
U12372	1006	8	7	14.0	73.1	Shc	õ		5480		2 52 59		5 71 89	10	507
1112474	1012	1.0	. 1	12.0	69.1	21	0		5117		2.5265		1.1750	30	391
U12414	1013	1.2	.4	13.0	107.1	30	•		5117		2.9069		1.37E9	.33	597
U12040	1023	1.9	1.5	13.8	107.1	50	1		8032		2.3269		9.38E9	61	597
012688	1027	1.7	.2	13.2	69.7		0		5229	<	6.08£8		1.02 ± 10	-1.22	S97
012776	1038	2.5	2.1	13.6	65.8	Sbc	1		4937		1.53E9		1.79E10	-1.07	S97
U12840	1044	1.1	1.1	13.8	91.4	S0-a	0		6856		5.11E8		5.02E9	99	S97
U12857	1047	1.8	.4	13.4	32.8	Sc	0		2459	<	1.39E8		3.80E9	-1.44	S97
U0139	11	2.1	1.0	13.9	52.7	Sc	1		3953	<	3.48E8		8.79E9	-1.4	S97
U01395	72	1.3	1.0	13.9	68.9	Sbc	0		5164		1.34E9		3.17E9	37	S97
U01587	87	1.0	.3	13.6	75.4	Sc	0		5658	<	3.55E8		7.19E9	-1.31	S97
U01706	94	1.1	.4	13.8	63.9	Sc	0		4794	è	4 53E8		2 68E9	- 77	597
U268/I1551	22	2.5	12	14 1	173.9	Shc	ů N		13040		4 40 59		39589	05	507
113420	166	2.0	8	12.2	68.0	She	0		5100	/	1.10250		1.96 - 10	1.06	507
112591	176	1 4	1.1	10.0	66.1	500	•		1055		1.0329		1.80E10	+1.20	397
113963	101	1.7	1.1	10.2	00.1	30	1		4955		1.046.9		4.37 E9	62	597
03663	191	1.3	.0	13.2	(8.5	Sab	1		5887		9.841.8		4.94E9	7	597
04531	278	1.1	.4	13.7	103.0	Sbc	1		7728	<	2.36E9		6.64E9	45	S97
U4684	291	1.4	1.1	14.0	33.6	Scd	0		2522	<	1.42E8		2.66E9	-1.27	597
U4781	300	1.9	.6	13.8	19.2	Sc	0		1443	<	4.63E7		1.43E9	-1.49	S97
U0005	1	1.8	.9	13.4	97.6	Sc	1		7323		2.81E9		5.14E9	26	S97
U5055	339	1.6	1.3	13.9	100.5	Sbc	1		7541		3.07E9		1.91E10	79	S97
U6568	489	.8	.5	13.7	79.4	Scd	0		5955	<	1.40E9		2.52E9	- 26	S97
U6608	491	1.2	.8	13.8	82.7	Shc	0		6200	è	8.56E8		2 26E9	- 42	597
U6769	499	12	5	14 1	113.8	Sh	1		8537	2	1.62E9		1.62210	-1	507
U6771	500	1 7	1.6	12.0	70 5	or.	1		FORA	2	7.0255		0.02210	-1	207
16780	500	1.1	1.0	10.0	79.5	30	1		1700		1.9260		2.0029	56	397
10000	502	3.2	1.0	13.5	23.1	50	U		1/32	<	1.0758		4.3169	-1.61	597
00005	40	1.4	1.0	13.9	2.1	Sa	U		155	<	9.55E5		1.38E7	-1.16	S97
06879	509	1.7	.6	13.4	38.7	Scd	0		2904	<	7.76E8		1.83E9	37	S97
U6903	512	2.6	2.3	13.5	25.2	Sc	1		1892	<	7.97E7		3.47E9	-1.64	S97
U7321	524	5.5	0.36	12.6	3.8	\mathbf{Sc}	0	.47	409	<	3.60E6		1.50E8	-1.62	S93
U7699	534	3.8	1.0	12.3	6.2	Sc	1		496	<	1.30E7		2.50E8	-1.28	S93
U7798	540	.9	.5	13.4	34.2	Sm	0		2568	<	8.56E7		1.09E9	-1.11	S97
U8507	588	1.4	.8	13.4	13.3	Sm	0		999	-	3.95E7		1.82E8	66	S97
Z078047	695	1.0	.8	13.9	139.5	Sb	0		10459		3.20 89		7.7389	- 38	507
Z160192	581	24	8	12.2		Sh	1	76	REFE		3 33 50		1 25 2 10	60	501
M100102	301	2.4		10.2			1	.10	0030		3.2313		1.35210	02	com

1.4 Analyse des données

1.4.1 La normalisation des données

L'estimation des distances des galaxies de l'échantillon repose principalement sur la loi de Hubble, et est donc très incertaine pour les objets les plus proches. Il peut être alors souhaitable d'étudier des corrélations entre données brutes (densités de flux) plutôt qu'entre masses et luminosités qui sont déjà entâchées par l'erreur commise sur l'évaluation de la distance et peuvent brouiller les corrélations existantes. Néanmoins, en présence de données bien calibrées et d'objets à des distances bien connues, le passage aux masses/luminosités permet souvent de mieux mettre en évidence les corrélations.

D'un autre côté, on sait que les objets les plus grands sont aussi les plus massifs et les plus lumineux aux différentes longueurs d'onde. La taille est donc un effet du premier ordre dans la corrélation entre valeurs observées. Pour explorer les corrélations présentes au second ordre, nous devons normaliser les quantités observées ($M_{H2}, M_{HI}, L_{FIR}...$) par une quantité représentative de la masse ou de la taille de la galaxie.

Gavazzi (1993) a montré que la luminosité en bande H est un bon indicateur de la masse stellaire totale du disque. Un autre avantage est que cette mesure n'est que peu affectée par l'extinction causée par la poussière. La luminosité H n'est cependant disponible que pour peu de galaxies isolées. Faute de disposer de ces données pour toutes les galaxies isolées, nous devons nous rabattre sur d'autres mesures disponibles, en l'occurence:

- le diamètre isophotal apparent, d₂₅: celui-ci est obtenu en recherchant l'isophote 25 mag /arcsec² dans l'image d'un objet en bande B. En se donnant une distance D, on obtient donc un diamètre, en kpc, que nous appellerons D₂₅ (= D × d₂₅),

- la luminosité en bande B, L_B , déduite de la magnitude B,

- la masse dynamique d'un objet de taille physique R, incliné d'un angle i sur la ligne de visée, avec une raie de largeur δV ($\delta V = 2V_{max}$ avec V_{max} l'amplitude totale de la courbe de rotation):

$$M_{dyn} = \frac{R\delta V^2}{G(sini)^2}$$

Il convient de n'utiliser cette formule que pour des objets à disque (M_{dyn} n'a pas de signification pour des objets sphéroïdaux) et d'inclinaison sur la ligne de visée supérieure à 30 degrés.

Normaliser les luminosités des traceurs de population stellaire par une surface D_{25}^2 pour obtenir des brillances surfaciques génère des quantités hybrides (ex: $\sigma_{FIR} = L_{FIR}/D_{25}^2$)

mais reste une bonne approximation car les traceurs de population stellaire ont des distributions radiales comparables dans le disque (Hodge & Kennicutt (1983), Kennicutt (1989), Rice et al.(1990)). Par contre, les quantités $\sigma_{HI} = M_{HI}/D_{25}^2$, $\sigma_{H2} = M_{H2}/D_{25}^2$, que nous nommerons toujours par la suite "densités surfaciques", sont moins bien définies puisque la distribution radiale du gaz atomique, d'ailleurs assez plate, présente une échelle de longueur typiquement 2 fois plus grande que D₂₅, et le gaz moléculaire une échelle de longueur plutôt deux fois plus petite que D₂₅ avec une décroissance exponentielle.

Les relations entre les masses de gaz, la luminosité FIR et les variables possibles de normalisation, c'est à dire surface visible (D_{25}^2) , la luminosité en bande B ou la masse dynamique M_{dyn} , sont montrées Fig 1.4. La pente de la relation entre M_{HI} et L_B est plus faible que celle entre M_{HI} et D_{25}^2 . Elle favoriserait donc le choix de D_{25} comme variable de normalisation. Mais l'effet est inverse pour M_{H2} , et favorise le choix de L_B . Nous choisirons la normalisation par D_{25}^2 afin de rester cohérents avec le travail de Haynes & Giovanelli (1984) ¹¹.

FIG. 1.4: Relations entre M_{HI} , M_{H2} , L_{FIR} , et les variables potentielles de normalisation L_B , D_{25}^2 , M_{dyn} . Les unités employées sont M_{\odot} pour les masses, L_{\odot} pour les luminosités, kpc pour les tailles.

Dans toute la suite de la thèse, sauf contre-indication, les unités employées sont M_{\odot} pour les masses, L_{\odot} pour les luminosités, le kpc pour les tailles, et donc L_{\odot} kpc⁻² pour les brillances surfaciques, M_{\odot} kpc⁻² pour les densités surfaciques.

1.4.2 Traitement des non-détections.

Pour prendre en compte toutes les observations dans la suite de ce chapitre, y compris les non-détections CO (38 % de nos données CO(1-0) !), nous pouvons effectuer l'analyse de plusieurs manières:

0) en ne retenant que les valeurs déduites de détections. Hélas, le faible effectif de cet échantillon est difficilement exploitable.

¹¹La normalisation par M_{dyn} est bien sûr utilisable, mais puisqu'elle ne peut s'appliquer qu'à des objets d'inclinaison > 30°, son usage est plus restreint...



FIG. 1.4: Relations entre M_{HI} , M_{H2} , L_{FIR} , et les variables potentielles de normalisation L_B , D_{25}^2 , M_{dyn} . Les unités employées sont M_{\odot} pour les masses, L_{\odot} pour les luminosités, kpc pour les tailles.

1) en considérant toute non-détection comme une information en elle-même. Nous affectons à chaque galaxie la valeur détectée ou, en cas de non-détection, une limite supérieure calculée à 3 σ .

2) en ayant recours à des méthodes statistiques traitant les objets simultanément objets détectés et non-détectés: ces méthodes sont appelées "méthodes d'analyse de survie", et les non-détections sont des points dits "censurés" (à droite puisque ce sont alors des limites supérieures). Ces méthodes, à l'origine utilisées en épidémiologie, ont été appliquées avec succés en astrophysique ¹² pour évaluer la valeur médiane d'une variable, comparer les distributions d'une même variable (problèmes univariés) ou effectuer des tests de corrélations ou de régressions linéaires entre deux variables (problèmes bivariés). A la base des méthodes de résolution du problème univarié, l'estimateur de Kaplan-Meyer fournit une valeur médiane bien définie pour tout type de distribution, mais à la condition que la censure soit aléatoire, c'est à dire que la probabilité de censure ne doit pas être liée à la valeur intrinsèque de la valeur mesurée: cette condition peut être un obstacle en astronomie, mais elle est bien adaptée à notre échantillon puisque:

a) la gamme des distances et la variabilité de l'émission CO d'une galaxie à une autre sont suffisament grandes pour que les non-détections ne correspondent pas toujours aux objets les moins lumineux en CO.

b) les objets ont été sélectionnés sur leur magnitude B et non leur émission FIR: la corrélation entre S_{CO} et m_B étant moins forte qu'entre S_{CO} et S_{FIR} , elle garantit une censure assez homogène ¹³.

Le problème majeur des méthodes (1) et (2) reste l'estimation de la valeur en cas de nondétection: les résultats pour la valeur médiane et les probabilités attachées aux tests sont hautement dépendantes du choix de 2σ , 3σ ...

Cette méthode (2) est plus contraignante que les méthodes (0) ou (1) puisqu'elle nécessite des effectifs suffisamment grands pour évaluer la fonction de survie de la variable étudiée ¹⁴.

Les distributions de deux échantillons pour une variable peuvent être comparées au moyen de tests statistiques. Si tous les objets sont détectés, nous pouvons utilisé des tests

¹²cf Feigelson & Nelson (1985), Isobe, Feigelson, Nelson (1986). Nous avons utilisé le logiciel STATVIEW et son package Survival Analysis sous Macintosh, et le logiciel ASURV développé au MIT et Pennsylvania University, disponible par requête auprès de code@stat.psu.edu. D'autres logiciels sont aussi disponibles sur le marché.

¹³Dans le cas d'une sélection sur l'infrarouge avec une non-détection CO apparaissant sous une valeur particulière du flux intégré en CO, il est alors préférable d'utiliser d'autres méthodes paramétriques.

¹⁴L'analyse de survie est évidemment inefficace sur des échantillons à taux de détection très faible...

du type Kolmogorov-Smirnov (testant la forme de la distribution de deux groupes), ou t de Student (testant l'égalité de valeur moyenne de chaque distribution). Pour les objets nondétectés, chacun des tests disponibles en analyse de survie a une façon différente de pondérer les données censurées: chacun ne présente donc pas la même sensibilité aux différences de censure entre deux populations: nous utiliserons les tests de Wilcoxon, Logrank (plus exact pour la partie censurée), Gehan (recommandé pour la partie non-censurée), Peto, afin de détecter de possibles déviations d'un test à l'autre quand des populations sont très différemment censurées.

1.4.3 Du bon usage des ACP et ACM.

A la base, l'analyse en composantes principales, ou ACP, permet de repérer les corrélations entre n variables quantitatives (Escofier & Pagès 1990, Chessel & Auda, 1984). La méthode repose sur le calcul de la matrice de corrélation entre les différentes variables, préalablement centrées et réduites. L'extraction des valeurs propres de cette matrice fournit un spectre dans lequel on cherche à maximiser la valeur des premières valeurs propres. Une nouvelle base peut être définie, par m< n facteurs principaux. Cette méthode permet donc de réduire l'espace original en un sous-espace indiquant l'ensemble minimal de variables à conserver pour décrire un échantillon. Chaque valeur propre représente la contribution du facteur principal associé à la variance totale de l'échantillon. Ainsi le premier facteur explique la plus grande partie de la variance de l'échantillon, puis le deuxième et ainsi de suite...

L'analyse se fait ensuite de façon graphique, c'est à dire que l'on inspecte les plans factoriels deux par deux, 1 et 2, puis 2 et 3, 3 et 4... Les variables les plus proches du cercle unité sont celles qui sont les mieux corrélées aux facteurs étudiés, les points proches de l'origine n'étant pas expliqués dans ce plan factoriel. Le cosinus de l'angle formé entre l'origine et deux variables indique leur coefficient de corrélation: des variables possédant des positions symétriques par rapport à l'origine sont anti-corrélées. Le premier facteur est une variable "synthétique" qui présente la plus forte corrélation avec les variables initiales, et ainsi de suite pour les autres facteurs. L'analyse vectorielle faisant appel à des notions d'algèbre linéaire, tout couple de vecteurs orthogonaux appartenant au plan des deux premiers facteurs peut être substitué pour l'analyse aux deux premiers facteurs. Il est donc possible de tourner les axes dans un plan factoriel. Néanmoins, il faut bien garder en mémoire que l'ordre dans lequel sont extraits les facteurs a un sens, surtout lorsque les coefficients de ces facteurs sont bien différents (il ne faut donc pas tourner les axes dans le plan des facteurs 1 et 3 par exemple ...).

Contenu gazeux des galaxies spirales

Le même schéma d'analyse peut être utilisé pour étudier un échantillon décrit par des variables qualitatives: c'est l'analyse en correspondances multiples, ou ACM, une méthode développée plus récemment que l'ACP. Chaque variable peut prendre plusieurs valeurs, appelées catégories (ex: luminosité forte, moyenne, faible, forment 3 catégories de la variable luminosité). Un objet est alors défini par l'ensemble des valeurs des catégories prises par les variables, ou modalité. Il importe de séparer chaque variable en un certain nombre de catégories représentant au mieux la distribution de cette variable (ex: le type morphologique peut être scindé en SO-SO/a, Sa à Sc, Scd à Sm).

Les variables quantitatives peuvent aussi être incluses dans une ACM, à condition d'optimiser leur quantification. Nous utiliserons le codage du logarithme des variables quantitatives puisque:

- celles-ci possèdent en général des distributions en loi lognormale,

- ce codage permet de ne pas manquer de corrélations non-linéaires entre variables.

Par ailleurs, il est important de ne pas sous-représenter une variable par rapport à une autre: en effet, l'inertie totale d'une variable dans la variance totale estimée est proportionnelle au nombre de catégories de cette variable. Le nombre moyen de catégories par variable est donc fixé par le nombre minimal de catégories des variables qualitatives (type morphologique, barre...). ¹⁵

L'analyse graphique d'une ACM consiste ensuite en l'identification de groupes/concentrations dans les plans factoriels: son interprétation est donc moins aisée que l'ACP, et limite donc le nombre de variables et de catégories pouvant être inspectées. Pour clore ce rapide tour d'horizon des analyses en correspondances, signalons que les méthodes d'analyse de survie n'ont pas encore été couplées, à l'heure actuelle, avec des méthodes d'analyse en composantes principales ou en correspondances multiples: nous serons donc toujours amenés à utiliser les points détectés ou les limites supérieures des non-détections dans ce type d'analyse.

En extragalactique, le travail pionnier en ACP de Brosche (1973) a mis en évidence que 2 facteurs principaux peuvent expliquer la variance observée dans les paramètres principaux d'un échantillon de 31 objets. Ce travail était ensuite confirmé par Balkowski (1973) indiquant que les deux facteurs étaient le type puis la luminosité. Les mêmes conclusions étaient tirées par Bujarabal et al.(1981) avec 100 objets observés dans Virgo et Ursa Major.

¹⁵Les analyses en ACM et ACP ont été réalisées sur Macintosh Power PC avec le logiciel MacMul développé par l'équipe de Jean Thioulouse, URA CNRS 243 "Biométrie, Génétique et biologie des populations", Université Lyon 1. Les modules sont disponibles via la Toile à l'adresse http://biomserv.univ-lyon1.fr/JTHome.html.

Whitmore reprend ce travail en 1984 pour 60 galaxies de type Sa à Sc, et fait apparaître deux facteurs principaux: la taille (d_{25}) , puis la forme (rapport bulbe/disque, couleur B-H). Enfin, Watanabe et al.(1985) confirment la bidimensionnalité dans deux échantillons distincts, l'un constitué de galaxies elliptiques, l'autre de galaxies à disque.

D'ores et déjà on peut émettre une critique vis-à-vis de ces études: elles ont intégré dans l'analyse le type morphologique sous une forme codée numériquement, alors que le type morphologique reste une donnée très subjective, qui ne peut certainement pas être évaluée linéairement: une galaxie de type E est elle aussi éloignée d'une SO qu'une galaxie de type Sa d'une Sc ? Nous préconisons donc de traiter le type morphologique comme une variable qualitative et non comme une variable quantitative.

Une ACM incluant les mêmes variables que Balkowski 1973 (Tab 1.7) met en évidence les corrélations entre les 4 variables proportionnelles à la taille au premier ordre, et le plus faible rôle tenu par le type et la couleur moyenne de population stellaire sur le deuxième axe (cet axe montre bien la corrélation entre B-V et le type morphologique). A titre de comparaison, l'ACP pratiquée sur le même échantillon Fig 1.5 donne plus d'importance au type morphologique au niveau de l'échantillon, et permet de retrouver les mêmes chiffres que Bujarabal et al.(1981). Dans ce cas relativement simple, la comparaison entre ACP et ACM montre que l'ACP, en traitant une variable qualitative (le type morphologique) comme une variable quantitative, lui donne plus d'importance que l'ACM: d'après l'ACM, le type morphologique explique à peu près la même part de la variance de notre échantillon que l'effet de taille.

TAB. 1.7: Les effectifs de chaque catégorie utilisée dans l'ACM de 35 objets isolés sont indiqués entre parenthèses.

Intervalle:	a	b	с
Type morphologique	Sa-Sab (7)	Sb-Sbc (10)	Sc-Scd (18)
B-V	[0.34-0.50] (14)	[0.50-0.67] (12)	[0.67-0.89] (9)
${ m Log}~{ m M}_{dyn}$	[10.4-11.3](9)	[11.3-11.8] (14)	[11.8-12.4] (12)
$\log M_{HI}$	[7.4-9](8)	[9-9.8] (11)	[9.8-10.6] (16)
$\operatorname{Log} \mathrm{D}^2_{25}$	$[1.4-2.5]\ (10)$	[2.5-2.9](12)	[2.9-4] (13)
$\log L_B$	[9-10] (7)	[10-10.5](14)	[10.5-11] (14)

Facteur	ACM	ACP	ACP (Bujarabal 1981)
1	31 %	62~%	64 %
2	21~%	27~%	23 %
3	17 %	7 %	6 %
4	9 %	3 %	4 %

TAB. 1.8: Résultat de l'ACM de Tab 1.7 et de l'ACP effectuée sur le même échantillon. en dernière colonne, comparaison avec l'ACP réalisée par Bujarabal 1981.

FIG. 1.5: Représentation de l'ACM et de l'ACP de Tab 1.8 dans le plan des facteurs 1 et 2.

1.4.4 Quelle est l'émission CO d'une galaxie "normale"?

Dans un premier temps, nous cherchons à caractériser l'émission CO(1-0) des galaxies isolées. Nous pourrons dans un deuxième temps, estimer si les galaxies d'amas présentent une déficience d'émission CO. Nous cherchons tout d'abord à isoler les paramètres principaux dont dépend l'émission CO(1-0): les paramètres que nous pouvons étudier sont le type morphologique, la taille, les émissions en infrarouge lointain (dont on sait qu'elle corrèle bien avec CO) et dans le bleu d'une galaxie. Les non-détections sont incluses, en utilisant les limites supérieures. Une ACM (Tab 1.9, Fig 1.6) montre qu'au premier ordre, la variance de l'échantillon peut être expliquée par le facteur 1, représentant une combinaison de σ_{H2} , σ_{FIR} et σ_B . Le deuxième axe représente le type morphologique, et l'on remarque le comportement extrême des types très précoce (Sa) ou très tardif (Sd). Bien évidemment, un plus grand nombre d'objets dans l'échantillon permettrait de mettre en évidence plus clairement ces tendances.

Afin de prédire σ_{H2} , nous devons donc considérer le type morphologique, et d'autre part une des deux variables σ_{FIR} ou σ_B . Une ACP sur un échantillon de 90 objets contenant σ_B , σ_{FIR} , σ_{HI} , σ_{H2} , ainsi que L_B et L_{FIR}, Fig 1.7, montre une forte corrélation entre σ_{H2} et σ_{FIR} (les facteurs 1 et 2 contribuent respectivement à 51 et 25 % de la variance totale). Par ailleurs, il apparaît que les galaxies présentant une forte densité surfacique de gaz moléculaire sont aussi celles qui ont les plus fortes luminosités L_{FIR} et L_B. On remarquera



FIG. 1.5: Représentation de l'ACM et de l'ACP de Tab 1.8 dans le plan des facteurs 1 et 2.



que la densité surfacique σ_{HI} est faiblement corrélée aux autres quantités, étant relativement constante dans tout l'échantillon.

En conséquence, nous prédisons σ_{H2} pour chaque type morphologique, avec une expression de la forme:

$$log(\frac{M_{H2}}{D_{25}^2}) = a(T)log(\frac{L_{FIR}}{D_{25}^2}) + b(T)$$

Nous obtenons le tableau 1.10: celui-ci montre que la pente a(T) liant l'émission CO et l'émission en infrarouge lointain évolue en fonction du type morphologique, avec une valeur tendant vers 1 pour les types tardifs. On notera l'augmentation de la valeur de a(T) lorsque l'on utilise l'analyse de survie par rapport à l'utilisation des valeurs limites ou détectées. La détermination de l'ordonnée à l'origine, b(T), reste plus incertaine.

Afin d'affiner la statistique, principalement pour les types précoces qui font défaut à l'échantillon ISOLCO, nous avons élargi l'échantillon ISOLCO aux galaxies de bord d'amas avec une déficience en gaz atomique, HI DEF < 0.5 (voir paragraphe suivant): pour Coma et Abell 1367, toutes les galaxies possédant un paramètre d'agrégation=1,2,3,4 (Gavazzi 1987) sont considérées comme appartenant à l'échantillon CENTRE, tandis que les autres objets font partie de l'échantillon BORDS. Pour les galaxies de Virgo ou de Fornax, le critère est directement fondé sur la distance angulaire au centre de l'amas, et nous fixons la limite à 5° pour séparer les galaxies CENTRE et BORDS de ces amas. Finalement, l'échantillon est constitué de 105 galaxies isolées et 102 objets de BORDS. En excluant les objets de type Pec, l'analyse du Tab 1.4.4 porte sur 187 objets. Les résultats du Tab 1.4.4 sont sensiblement identiques à celui de Tab 1.10, tandis que de larges différences subsistent pour les types précoces à cause du faible nombre d'objets.

TAB. 1.9: ACM sur 90 objets pour les variables type, σ_{HI} , σ_{H2} , σ_{FIR} et σ_B : contribution des différents facteurs à la variance totale de l'échantillon.

 Facteur	Contribution
1	19%
2	13%
3	12%
4	11%

 $= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{1}{2}$

TAB. 1.10: Le contenu moléculaire d'une galaxie isolée est prédit en fonction de son type morphologique et de son émission infrarouge L_{FIR} normalisée par la taille (D_{25}^2) . Nous estimons les régressions entre ces quantités pour obtenir des ajustements du type: $log(M_{H2}/D_{25}^2) = a(T)log(L_{FIR}/D_{25}^2)+b(T)$. La première ligne présente l'analyse n'utilisant que les détections, la deuxième l'analyse utilisant les limites supérieures pour les nondétections, et la troisième avec utilisation d'analyse de survie. Entre parenthèses, l'effectif des non-détections CO. Les valeurs de a(T) et b(T) sont indiquées avec leurs erreurs standards.

Type morph.	Ν	a(T)	b(T)
Sa-Sab	5	0.64 ± 0.05	1.73 ± 2.2
tur et l'att	10	0.67 ± 0.13	0.23 ± 0.25
	10(5)	1.20 ± 0.43	-2.20 ± 2.84
\mathbf{Sb}	15	0.30 ± 0.16	4.24 ± 1.11
	16	0.34 ± 0.16	3.9 ± 1.10
	16(1)	0.36 ± 0.17	3.76 ± 1.16
\mathbf{Sbc}	18	0.73 ± 0.13	1.15 ± 0.9
	24	0.65 ± 0.14	1.6 ± 0.97
	24(6)	0.67 ± 0.18	1.41 ± 1.25
Sc	35	0.72 ± 0.09	1.14 ± 0.64
	46	0.77 ± 0.08	0.75 ± 0.54
	46(11)	0.86 ± 0.10	0.06 ± 2.10
Scd-Irr			
	9	0.62 ± 0.13	$1.92\ {\pm}0.85$
	8(6)	0.86 ± 0.29	-0.23 ± 2.10
Total	75	0.58 ± 0.07	2.2 ± 0.46
	106	0.64 ± 0.05	1.80 ± 0.04
	105(29)	0.74 ± 0.08	0.95 ± 0.53

FIG. 1.6: Représentation de l'ACM dans le plan des facteurs 1 et 2.

FIG. 1.7: Représentation de l'ACP pour 90 objets et les variables σ_B , σ_{FIR} , σ_{HI} , σ_{H2} , L_B , L_{FIR} dans le plan des facteurs 1 et 2.

TAB. 1.11: Même table que précédemment, pour un échantillon comprenant ISOLCO et les galaxies de la périphérie des amas (BORDS).

Т	Ν	a(T)	b(T)
E-SO/a	9	0.54 ± 0.33	2.21 ± 2.30
Sa-Sab	27	0.60 ± 0.14	1.87 ± 1.00
\mathbf{Sb}	36	0.61 ± 0.16	1.90 ± 1.05
Sbc	40	0.75 ± 0.10	1.04 ± 0.74
Sc	54	0.74 ± 0.10	0.94 ± 0.70
Scd-Irr	20	0.80 ± 0.10	0.40 ± 0.72
Total	187	0.71 ± 0.05	1.17 ± 0.37







FIG. 1.7: Représentation de l'ACP pour 90 objets et les variables σ_B , σ_{FIR} , σ_{HI} , σ_{H2} , L_B , L_{FIR} dans le plan des facteurs 1 et 2.

1.4.5 Emission CO(1-0) dans d'autres échantillons.

Nous souhaitons maintenant chercher une possible déficience d'émission CO dans les galaxies d'amas. Même si l'on ne s'attend pas à un effet direct de l'environnement sur le gaz moléculaire, il pourrait bien y avoir une déficience du contenu moléculaire causée par la formation stellaire et l'épuisement du réservoir de gaz atomique, dans les galaxies déficientes en HI (d'où l'apparition de galaxies anémiques...).

Nous réunissons les données en CO et HI de 529 objets présentant un contenu normal en HI. La bilbiographie fournit 305 objets: le "FCRAO extragalactic survey" (Young et al. 1989, 1995), l'échantillon de galaxies proches de Sage (1993). 277 autres objets proviennent d'observations au NRAO 12m, SEST 15m et à Onsala 20m: amas de Fornax (Horellou et al.1995a), superamas de Coma (Casoli et al. 1991, 1996, Boselli et al. 1994, 1995b), groupe ComaI (Gerin & Casoli 1994), objets sélectionnés selon leur flux IRAS (Andreani et al. 1995), galaxies à anneau (Horellou et al.1995b) et enfin notre échantillon de galaxies isolées ISOLCO.

Haynes & Giovanelli (1984) avaient défini une déficience HI, HI DEF, comme le rapport logarithmique des masses de gaz atomique attendue dans une galaxie isolée et observée dans l'objet dont on cherche à déterminer la déficience:

$$HIDEF = log(\frac{M_{HI}}{D_{25}^2})_{exp} - log(\frac{M_{HI}}{D_{25}^2})_{obs}$$

Avec cette définition, les galaxies déficientes en HI ont HI DEF >> 0. Nous définissons tout naturellement une déficience en CO(1-0), CO DEF avec les formules de prédiction du Tab 1.4.4

$$CODEF = log(M_{H2}/D_{25}^2)_{exp} - log(M_{H2}/D_{25}^2)_{obs}$$

Les valeurs des déficiences CO et HI pour différents environnements sont reportées dans Tab 1.12. Tout d'abord on retrouve une déficience en gaz atomique significative des galaxies du CENTRE des amas (Tab 1.13) tandis que les galaxies du BORD des amas et les galaxies ISOLEES ont la même déficience HI moyenne, nulle. Par contre, on ne voit aucune variation significative de la valeur moyenne de CO DEF pour aucune classe d'environnement. On remarquera que les objets en INTERACTION ne présentent pas de contenu plus riche en H₂ que les galaxies isolées, bien que souvent ce sont de forts émetteurs infrarouges, et donc en CO. La raison tient certainement au fait que CO DEF est estimée d'après la brillance surfacique FIR, et que tous les objets en interaction n'ont pas systématiquement de fortes brillances en infrarouge (mais la réciproque est toujours vraie). Horellou & Booth (1997) sont arrivés aux mêmes conclusions avec un échantillon de galaxies en interaction sélectionnés sur magnitude B. Solomon & Sage (1988) ont démontré que les galaxies à forte émission CO ne sont pas nécessairement en interaction. Nous pouvons en conclure que c'est principalement l'émission en infrarouge lointain qui détermine l'émission CO et non le degré d'interaction.

Nous pouvons conclure que nous n'avons pas détecté de variation significative de l'émission CO dans l'échantillon CENTRE contenant les objets de l'amas de Virgo, Fornax, Coma ou Abell 1367. Cette conclusion conforte les résultats de Horellou et al.(1995a) pour Fornax, Casoli et al.(1991) pour Coma, Kenney & Young(1989) pour Virgo, qui avaient été donnés jusqu'alors en l'absence d'un échantillon de référence. TAB. 1.12: CO DEF (valeur moyenne de la déficience CO) et HI DEF (valeur moyenne de la déficience HI) pour différents types d'environnement ENV (les erreurs standards sont aussi indiquées). N est le nombre d'objets retenus dans l'analyse de chaque classe. Les objets de CENTRE appartiennent au centre des amas, BORDS appartiennent aux parties extérieures des amas, ISOLCO est notre échantillon de galaxies isolées, et INTERACTION représentent un ensemble de galaxies telles que les galaxies à anneau ou en fusion.

ENV	Ν	<codef></codef>	<hidef></hidef>
CENTRE	67	0.107 ± 0.055	0.558 ± 0.055
BORDS	82	0.015 ± 0.031	0.012 ± 0.046
ISOLCO	105	-0.011 ± 0.033	-0.030 ± 0.031
INTERACTION	23	0.046 ± 0.072	0.047 ± 0.103

1.5 Etude du rapport M_{H2}/M_{HI}

On sait que l'activité de formation stellaire dépend du type morphologique, et l'on peut se demander si la composition du contenu gazeux du disque des galaxies subit aussi une évolution le long de la séquence de Hubble.

La Fig 1.8 et le Tab 1.14 montrent la dépendance de la densité de colonne de gaz atomique en fonction du type morphologique (classification de Hubble) pour l'échantillon ISOLCO. Nous retrouvons la croissance de la densité de colonne des types précoces vers les types tardifs (un facteur 5 entre les types Sa et Scd), observée par Haynes & Giovanelli(1984). Ce "manque" de gaz atomique dans les galaxies de type précoce peut être le résultat d'une consommation de la réserve de gaz plus rapide que dans les galaxies de type tardifs (Sandage 1986). La Fig 1.8 montre la variation de la densité surfacique de gaz moléculaire: le long de la séquence morphologique, celle-ci est quasi-constante avant de chuter pour les types Scd-Sd. Cette légère décroissance est confirmée avec l'échantillon HI NORMAL, constitué de galaxies avec HI DEF < 0.5, Fig. 1 et Tab. 1 & 2 de l'Art. II, qui montre que la tendance est beaucoup moins forte que celle annoncée par Young & Knezek (1989) (facteur 10) ou par Sage (1993)(facteur 4-5). La conséquence des variations exhibées par les contenus en gaz atomique et moléculaire dans les figures précédentes est retrouvée dans la Fig 1.9 pour les galaxies isolées (et Figure 4 de l'article II pour les galaxies de HI NORMAL): on observe une décroissance du rapport M_{H2}/M_{HI} par un facteur 3 du type Sab au type Scd. Le faible rapport moyen $\langle M_{H2}/M_{HI} \rangle$ de cette analyse de galaxies

(ENV1, ENV2)	P(CODEF)	P(HIDEF)
CENTRE, BORDS	0.18	<0.0001
CENTRE, ISOLCO	0.32	< 0.0001
CENTRE, INTERACTION	0.80	< 0.0001
BORDS, ISOLCO	0.60	0.43
BORDS, INTERACTION	0.12	0.74
ISOLCO, INTERACTION	0.25	0.36

TAB. 1.13: Probabilité pour que les galaxies des environnements ENV1 et ENV2 présentent la même valeur moyenne de la déficience CO (col. 2) ou HI (col 3).

isolées (0.11 avec analyse de survie, 0.20 pour les objets détectés) ou à contenu HI normal n'avait pas été soupçonné par les précédentes études. Young & Knezek (1989) trouvaient $< M_{H2}/M_{HI} > \simeq 1$ dans un échantillon de 178 objets, biaisé par une sélection infrarouge, et Sage (1993a,b) trouvait $< M_{H2}/M_{HI} > <1$ pour 65 objets.

Nous avons recherché une possible dépendance résiduelle du rapport M_{H2}/M_{HI} en fonction de L_B, L_{FIR}, σ_{FIR} ou M_{dyn} . L'ACP pratiquée sur 88 objets isolés (Fig 1.10) montre qu'il subsiste une dépendance de M_{H2}/M_{HI} en fonction de L_{FIR}, σ_{FIR} (voir Fig 1.11): le contenu moléculaire est donc lié à la formation stellaire tracé par l'infrarouge. Le rapport M_{H2}/M_{HI} est plus faiblement corrélé à la masse dynamique. La Fig 1.9 montre que, pour les galaxies de ISOLCO, la masse dynamique diminue vers les types tardifs, comme l'avaient remarqué Robert & Haynes (1993). La normalisation par M_{dyn} pour l'échantillon HI NORMAL, Figure 2 Art. II, donne des résultats différents de la normalisation par D_{25}^2 : elle montre une augmentation de M_{HI}/M_{dyn} le long de la séquence morphologique, tandis que M_{H2}/M_{dyn} est relativement constante avant de chuter au-delà du type Sc.

Puisque la masse dynamique varie en fonction du type morphologique, nous montrons, Fig 5 de l'Art. II, la variation du rapport M_{H2}/M_{HI} le long de la séquence pour différentes classes de masse dynamique, en accord avec Sage (1993) (Tab. 3 de l'Art. II). Le rapport M_{H2}/M_{HI} décroît sensiblement à partir du type Sc pour toutes les classes de masse dynamique, sauf la plus forte ($M_{dyn} < 10^{11} M_{\odot}$) : le rapport M_{H2}/M_{HI} est quasi-constant pour cette classe tout le long de la séquence. L'effet paraît lié aux variations de la densité surfacique moléculaire, M_{H2}/D_{25}^2 en fonction de la classe M_{dyn} , puisque M_{HI}/D_{25}^2 est quasi-constant le long de la séquence pour un intervalle de masse dynamique donné (Fig. 6 de l'Art. II). TAB. 1.14: Densités surfaciques et rapport moyens M_{H2}/M_{HI} , en fonction du type morphologique, pour un l'échantillon ISOLCO. La signification des lignes est identique à celle de Tab 1.10: détections, limites supérieures considérées comme détections, et analyse de survie. Les effectifs utilisés pour chaque méthode sont indiquées dans la col.3, on peut donc aisément déduire le nombre d'objets non-détectés. Quand tous les objets sont non-détectés ou l'effectif trop restreint, l'analyse de survie ne peut être employée.

Туре	$< \log \sigma_{HI} >$	$< \log \sigma_{H2} >$	$< \log M_{H2}/M_{HI} >$
	${ m M}_{\odot}~{ m kpc^{-2}}$	${ m M}_{\odot}~{ m kpc^{-2}}$	
SO-SOa	6.73 (1)	5.73	-0.99
		5.68 ± 0.06 (2)	-0.99
		5.74	-0.99
Sa	6.54 ± 0.40	6.50 (1)	-0.83
		6.04 ± 0.24 (3)	-0.51 ± 0.16 (3)
		6.51	-0.83
Sab	6.25 ± 0.20	6.02 ± 0.18 (4)	$-0.52 \pm 0.36(4)$
		5.76 ± 0.12 (9)	-0.48 ± 0.22 (8)
		5.76 ± 0.12 (9)	-0.77 ± 0.25
Sb	6.65 ± 0.06	$6.23 \pm 0.09 \ (15)$	-0.40 ± 0.10 (15)
		6.15 ± 0.09 (18)	-0.49 ± 0.11 (18)
		$6.15 \pm 0.08 (18)$	-0.52 ± 0.11
Sbc	6.73 ± 0.07	6.15 ± 0.07 (19)	-0.57 ± 0.10 (19)
		$6.07 \pm 0.06 (27)$	-0.66 ± 0.08 (27)
		6.00 ± 0.08 (27)	-0.76 ± 0.09
Sc	6.86 ± 0.03	$6.17 \pm 0.06 (36)$	-0.68 ± 0.07 (36)
		$6.00 \pm 0.06 (54)$	-0.86 ± 0.07 (54)
		$5.89 \pm 0.08 (54)$	-0.99 ± 0.08
Scd	6.92 ± 0.08	$6.45 \pm 0.65 (2)$	-0.67 ± 0.37 (2)
		$5.94 \pm 0.21 (9)$	$-0.98 \pm 0.19(9)$
		$6.00 \pm 0.19 (9)$	-0.99 ± 0.12
Sd-Sm	7.14 ± 0.17	—	
		$5.92 \pm 0.21 (3)$	-1.21 ± 0.05
		—	— <u> </u>
Total	$6.77 \pm 0.03 \ (124)$	6.17 ± 0.04 (78)	-0.60 ± 0.05
		6.00 ± 0.04 (126)	-0.75 ± 0.04
	$6.75 \pm 0.03 \ (126)$	$5.86 \pm 0.05 (126)$	-0.93 ± 0.06



FIG. 1.8: Variation des densités surfaciques de gaz atomique et moléculaire en fonction du type morphologique pour l'échantillon ISOLCO, en utilisant l'analyse de survie pour les non-détections.



FIG. 1.9: Variation du rapport des masses de gaz atomique et moléculaire, M_{H2}/M_{HI} , et de la masse dynamique M_{dyn} en fonction du type morphologique, pour les objets de ISOLCO.



FIG. 1.10: Représentation graphique de l'ACP sur 88 objets isolés, pour les variables M_{H2}/M_{HI} et L_B , L_{FIR} , σ_{FIR} ou M_{dyn} sur le plan des facteurs 1 et 2. Les facteurs 1 et 2 ont des contributions respectives de 54 et 27% à la variance totale.



FIG. 1.11: Relations entre M_{H2}/M_{HI} et L_B, L_{FIR}, σ_{FIR} ou M_{dyn} pour les objets de l'échantillon ISOLCO.

Variation du rapport au sein du disque optique

L'étude que nous avons présentée jusqu'à maintenant a montré que le gaz moléculaire n'est pas dominant à l'échelle du disque d'une galaxie prise dans sa totalité. En raison de l'absence de cartes HI pour la majorité de ces galaxies isolées, nous pouvons tenter de raisonner de façon statistique à partir des résultats de Warmels (1986). Ce dernier a montré que la masse de gaz atomique comprise à l'intérieur du disque de diamètre $D_{25}/2$ est de l'ordre de 50 % de la masse totale de gaz atomique, avec une faible dépendance en fonction du type morphologique. Cette échelle de longueur correspond aussi à l'échelle de longueur caractéristique de l'émission CO (Young et al. 1995). Ainsi le rapport moyen M_{H2}/M_{HI} à l'intérieur du disque optique peut être doublé, passant de 20 à 40 %.

Nous suggérons une autre méthode: puisque les galaxies déficientes en gaz atomique ont des disques HI tronqués, le rapport M_{H2}/M_{HI} de ces galaxies est certainement plus représentatif de la composition gazeuse du disque optique. Il nous faut toutefois être prudent dans la sélection de ces objets selon leur déficience HI: Haynes & Giovanelli (1984) ont montré que la taille des disques HI est directement liée à la déficience HI, et Cayatte et al. (1994) ont montré qu'à partir de HI DEF=0.6 on peut s'attendre à ce que HI ait été balayé même dans les parties centrales des objets de Virgo. Nous créons deux sous-échantillons d'objets de Coma et de Virgo, suivant les critères respectifs: 0.3 < HIDEF < 0.6, HIDEF > 0.6.

Le rapport M_{H2}/M_{HI} dans l'échantillon de galaxies moyennement déficientes a une valeur moyenne de 0.40. Cette dernière évaluation donne donc à penser qu'en moyenne la masse du gaz moléculaire est du même ordre que la masse de gaz atomique à l'intérieur du disque optique. Les cas où $M_{H2}/M_{HI} > 1$ seraient donc rares (un exemple: M51, avec $M_{H2}/M_{HI}=3.5$).

Pour le deuxième échantillon, dans le cas où le gaz atomique risque d'avoir disparu du disque, le rapport M_{H2}/M_{HI} est de l'ordre de 1.

Echantillon	$< \log(M_{H2}/M_{HI}) >$
0.3 < HIDEF < 0.6	$-0.40 \pm 0.14 \ (16, 5 \ {\rm cens})$
HI DEF > 0.6	$0.13 \pm 0.06 \ (53,12 \ {\rm cens})$

TAB. 1.15: Comparaison de la fraction de gaz moléculaire pour différentes déficiences HI.

1.6 Article II: "Molecular gas in spiral galaxies"

Les principaux résultats de cet article sont fondés sur un échantillon beaucoup plus important que ISOLCO: 582 galaxies toutes observées en CO et HI, d'environnement divers (galaxies isolées, galaxies d'amas ou en interaction). Pour constituer un échantillon de référence plus important, aux galaxies isolées nous avons ajouté les galaxies périphériques de l'amas de Virgo, Coma et Abell 1367, non-déficientes en HI. Les résultats principaux sont les suivants:

a) l'étude d'un échantillon de 582 galaxies à disque, observées en CO(1-0) et HI, montre que le gaz moléculaire tracé par CO(1-0) n'est pas le composant majoritaire du MIS à l'échelle du disque HI d'une galaxie. Il ne représente que 25-30% de la masse totale de gaz, une tendance renforcée s'il s'avère que le facteur de conversion est plus bas pour les galaxies de type Sa-Sc que celui que nous avons adopté (2.3×10^{20}) . Cet effet n'avait pas été mis en évidence par les précédentes études s'appuyant sur des objets à forte luminosité infrarouge intrinsèque. La densité surfacique de gaz moléculaire décroît le long de la séquence morphologique, vers les types tardifs. A l'opposé, le contenu en gaz atomique augmente légèrement. La combinaison de ces deux effets entraîne une décroissance du rapport des masses M_{H2}/M_{HI} , les galaxies de type tardif possédant moins de 10% de leur masse gazeuse sous forme moléculaire.

b) Néanmoins, la décroissance du rapport de masses M_{H2}/M_{HI} le long de la séquence morphologique n'est pas observée pour les galaxies de masse dynamique supérieure à 10^{11} M_{\odot} .

c) Pour la première fois, un échantillon de référence, constitué de 187 galaxies isolées, permet de caractériser l'émission CO des galaxies normales (donc de définir un paramètre de déficience CO) en fonction de trois paramètres d'un objet extragalactique: taille, type morphologique et brillance surfacique en infrarouge lointain. Nous ne trouvons aucun indice de déficience d'émission CO dans les objets de centres d'amas, pourtant fortement déficients en émission HI. Your thesaurus codes are: 3(11.05.2; 11.19.2; 09.13.2; 11.19.7)



Molecular gas in spiral galaxies

Casoli F.¹, Sauty S.¹, Gerin M.^{2,1}, Boselli A.³, Fouqué P.⁴, Braine J.⁵, Gavazzi G.⁶, Lequeux J.¹, Dickey J.⁷

¹ DEMIRM, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, F-75014 Paris, France; and URA336 du CNRS

² Radioastronomie Millimétrique, ENS, 24 Rue Lhomond, F-75231 Paris cedex 05, France; and URA336 du CNRS

- ³ Laboratoire d'Astronomie Spatiale, Traverse du Siphon, F-13376 Marseille Cedex 12, France
- ⁴ ESO, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
- ⁵ IRAM, 300 rue de la Piscine, F-38406 St Martin d'Hères cedex, France
- ⁶ Osservatorio di Brera, via Brera 28, I-20121 Milano, Italy

⁷ Astronomy Department, University of Minnesota, 116 Church Street SE, Minneapolis, MN 55455, USA

Received December 12, 1996, accepted xx, 1997

Abstract. The molecular hydrogen content of a galaxy is a key parameter for its activity and future evolution. Its variations with basic properties such as size, mass, morphological type, and environment, the ratio of molecular to atomic gas masses, should provide us with a better view of galaxy evolution. Such studies have been done in the past by Sage (1993a) or the FCRAO group (e.g. Young & Knezek 1989), and have led to controversial results, for example about the $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ ratio. While Sage (1993a), using a distance-limited sample of 65 galaxies and the CO(1-0) line emission as a tracer of the H₂ mass, finds that most galaxies have $M_{\rm H_2}/MHI$ lower than 1, Young & Knezk (1989) and Young et al. (1995), from a different sample of 178 objects, claim equal amounts of gas in the molecular and atomic phase.

Here we again tackle this problem, by gathering a much larger sample of 582 objects, not only from the literature but also from several CO(1-0) surveys that we have completed and which are largely unpublished. Our sample is clearly not complete and contains a large number of cluster galaxies as well as many more massive objects than a distance-limited sample. Contrary to previous analyses, we have taken into account the non-detections by using the survival analysis method. Our sample includes 105 isolated galaxies, observed by us, that we use as a reference sample in order to determine whether cluster galaxies are CO-deficient.

We find that the ratio of H₂ and HI masses is on the average lower than 1, with $\langle \log(M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}) \rangle = \log(0.20) \pm 0.04$ (median = $\log(0.27) \pm 0.04$). For spirals with types Sa to Sc, we have slightly higher values: $\log(0.28)$ and $\log(0.34)$ respectively. The actual H₂ masses and $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ ratios could be lower than given above if, as suggested by recent γ -ray and 1.3 mm continuum data,

the conversion factor between CO(1-0) emissivities and H_2 masses for large spiral galaxies is lower than the value adopted here (X=2.3 10^{20} cm⁻²/(K kms⁻¹)).

The molecular to atomic gas ratio shows a constant value from Sa to Sbc's, and a factor of 10 decrease for late-types, beginning at Sc's. This effect can be attributed to the low CO emission of late-type, low-mass galaxies; we find no such decrease for objects with a dynamical mass larger than $10^{11} M_{\odot}$. These high-mass objects actually show an increase of their normalized atomic and molecular gas content towards late-types, while for low-mass objects, this is seen on HI only.

Several authors have tried to search for galaxies deficient in H₂ in the core of clusters such as Virgo or Coma, but these studies were hampered by the lack of a suitable reference sample (Kenney & Young 1989, Casoli et al. 1991, Horellou et al. 1995b). Using isolated galaxies and galaxies in the outer regions of clusters as a reference sample, we give a predictor for the normalized H₂ mass of a galaxy $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$, which depends upon its normalized far-infrared emission $L_{\rm FIR}/D_{25}^2$ and its morphological type. This predictor allows us to define a "CO deficiency factor", CODEF, analogous to what has been defined for the HI emission. We find that there is no significant CO deficiency of galaxies in the cores of rich clusters.

Key words: Galaxies : evolution – Galaxies : spiral – Galaxies : statistics – Interstellar medium : molecules

1. The phases of the ISM in disc galaxies

The cold neutral interstellar medium of galaxies is found under two phases : atomic and molecular, but it is probably only in the molecular phase that stars are formed.

Send offprint requests to: F. Casoli

Knowing the variations of the H₂ content and of the $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ ratio with basic properties of a galaxy such as its size and morphological type, and with its environment, might then help to understand the star formation process in galaxies and its time evolution. The most widely used tracer of the molecular phase is the CO(1-0) line emission at 2.6 mm. The reliablity of this indicator is a matter of debate for galactic observations, and all the more so for extragalactic ones (for a recent discussion see Boselli et al. 1995a and Lequeux 1996). There have been several major surveys of galaxies in this line, such as the FCRAO extragalactic survey (Young et al 1995), with 300 objects surveyed, which are mostly selected for their brightness in the visible and far-infrared, and the survey of all galaxies nearer than 10 Mpc undertaken by Sage (1993a, b; hereafter S93). There are a number of points left unclear by these studies. For example, the analysis of part of the data in the FCRAO extragalactic survey indicates an almost equal amount of mass in both phases of the interstellar medium (Young & Knezek 1989, hereafter YK); on the other hand the study by Sage suggests a low fraction of gas in molecular form. These studies evidence a strong decrease of the H_2/HI ratio when going from early to late types: it is about a factor of 20 for YK, but 10 for S93. Another point is that of the existence of CO-deficient galaxies in the core of clusters; Kenney & Young (1989) have found no evidence for CO-deficient galaxies in the Virgo; similar conclusions were reached for the Coma supercluster by Casoli et al. (1991) and for the Fornax cluster by Horellou et al. (1995b), but all these studies were hampered by the absence of a suitable comparison sample of isolated galaxies.

We have thus tried to study the CO(1-0) emission and H₂ molecular content of disc galaxies in a more systematic way, and gathered a large database of CO(1-0) observations of galaxies, extracted from several surveys completed by our group and from the literature. Using this sample, we study the variation of the CO(1-0) emission (and presumably of the molecular hydrogen mass) and of the molecular gas fraction with basic properties of the galaxy: size, mass and morphological type, and finally the cluster environment.

2. The sample

To build our sample, we have gathered CO(1-0) data from various sources. From the literature we have obtained data for 305 objects: we have used the FCRAO extragalactic survey (Young et al. 1989, 1995) and the survey of nearby galaxies by Sage (1993 a, b). The remaining 277 sources have been observed by us, in the course of several surveys that we have made using the NRAO 12m, SEST 15m, and Onsala 20m telescopes : Fornax cluster (Horellou et al. 1995b), Coma supercluster region (Casoli et al. 1991, 1996, Boselli et al. 1994, 1995b), ComaI group (Gerin & Casoli 1994), IRAS-selected objects (Andreani et al. 1995), ring galaxies (Horellou et al. 1995a) and isolated galaxies from the Karachenseva (1973) catalog (Sauty et al. 1997). Some galaxies are in common between the FCRAO and Sage samples; in this case we have kept Sage's observations because they have been mainly obtained with the NRAO 12m, as were our own data on the Coma supercluster and isolated galaxies. This ensures some degree of consistency between the data. Some of these galaxies have been observed at their center only or along their major axis, in which case the observed emission has been extrapolated to get an estimate of the total mass (see Young et al. 1995, Sauty et al. 1997 for details).

The sample comprises 582 galaxies in total. Contrary to the work done by S93, our sample is not distancelimited, and contains many more massive objects. These galaxies are found in a variety of environments: isolated objects, small groups, as well many galaxies in clusters: Coma supercluster, Fornax and Virgo. This sample may thus be not truly representative of genuine "field" galaxies. Among these cluster members, there are some severely HI-deficient objects. If we want to study the molecular to atomic gas ratio, it is clear that these objects have to be excluded from the analysis. We will then exclude all cluster galaxies with an HI-deficiency (as defined by Giovanelli & Haynes 1985) larger than 0.5. The excluded galaxies thus have an HI content three times lower than what could be expected from their optical area and morphological type. The remaining "HI-normal" sample amounts to 529 objects. The HI-deficient objects will be considered again in Sect. 4, where we will discuss the problem of the CO(1-0) emission of galaxies in clusters.

H₂ masses have been computed using a conversion factor $N(H_2)/I(CO) = X = 2.3 \, 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K kms}^{-1})$ (Strong et al. 1988). As a reminder that these are only "indicative" H₂ masses, we will denote them as $M_{\rm H_2}^{\rm i}$. Blue and far-infrared luminosities were computed as in Casoli et al. (1996), and we have used $H_o = 75 \,\mathrm{km \, s^{-1}/Mpc}$. In the Coma supercluster, galaxy distances were computed according to Casoli et al. (1996). Data from the literature have been scaled to our values of X and H_o. HI masses, morphological types, optical diameters and magnitudes have been mainly extracted from the LEDA database (Paris-Lyon-Meudon Observatories) but most of these data for the Coma supercluster galaxies come from recent CCD observations (see Casoli et al. 1996). IRAS flux densities have been obtained from the NED database at IPAC.

There are 137 non-detections in the CO(1-0) line (125 for the HI-normal subsample). In order to take into account the information contained in these non-detections, we have used the technique known as survival analysis (Isobe et al. 1986).

3. Variations of $M_{\rm H_2}^{\rm i}$ and $M_{\rm HI}$ with morphological types and dynmamical masses

3.1. Gas content and morphological type

In this Section, we will examine the variations of the atomic and molecular gas contents with the morphological type of the galaxies. The trends that we find for the atomic gas masses are already kwown, but we will show them for comparison purposes. The first step is normalization. Indeed, because of the well-known tendency that big galaxies have more of everything, the gas masses need to be normalized to some quantity related to the galaxy "size". Several normalizations can be thought of: total blue luminosity $L_{\rm B}$, optical area (square of the blue diameter at the 25-th magnitude per arcsec^2 , D_{25}^2), H-band luminosity $L_{\rm H}$, or dynamical mass $M_{\rm dyn}$. We will use here mainly the normalization by the optical area D_{25}^2 which has been shown to be the best one for the HI content, since little residual variation is then left. We will see that things are a little more complicated for the molecular phase (Sect. 3). Note that $M_{\rm H_2}^{\rm i}/D_{25}^2$ and $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ have units of gas surface densities, σ_{H_2} and σ_{HI} , but do not correspond to physical gas surface densities, because of the high degree of inhomogeneity of the molecular phase and of the difference between the gas and optical scale lengths (see Casoli et al. 1996). Normalizing by $L_{\rm B}$ gives essentially the same results. The H-band luminosity would be a good measure of the total stellar mass of the galaxy, but there are not enough data in this band for our purpose. We will then use M_{dyn} , an estimate of the dynamical mass inside the optical radius, computed from:

 $M_{\rm dyn} = (D_{25}/2)(\Delta V)^2/(Gsin^2 i)(M_{\odot}),$

where ΔV is the HI linewidth at the 20 percent level, i is the galaxy inclination to the plane of the sky, and G is the gravitational constant (1/232) if masses are given in solar masses, the velocity width is in km/s and the optical radius $D_{25}/2$ in pc). M_{dyn} has no sense for spheroidal systems, and it was not computed for E's and E/S0's. It was not computed either for galaxies with an inclination to the line of sight smaller than 30°.

Table 1 gathers the mean and median values of $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ and $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ for each morphological type computed first by treating upper limits as detections, and second by the survival analysis method. Figure 1 presents the variation of $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ and $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ with morphological type for the HI-normal sample. It is clear that, on the average, there is more HI than H_2 in these galaxies, except for Pec galaxies. This is at variance with YK, but in good agreement with S93.

This sample follows the known trend of increasing $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ and decreasing $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ for late-type galax-ies (Haynes & Giovanelli 1984, Roberts & Haynes 1994). However, while the increase for $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ is consistent with previous studies (HG84), the effect for the molecular gas is milder than what has been found by YK and more in agreement with S93. The data are actually consisFig. 1. Variation of the gas contents for the 529 galaxies in the HI-normal sample, normalized to the optical area, along the morphological type sequence. Pec indicates very perturbed or interacting objects such as ring galaxies. Dots show mean values of $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ with upper limits treated as detections, while the errorbars give the error on the mean. Open squares give the mean values of $M_{\rm H_2}^{\rm i}/D_{25}^2$ computed using survival analysis. For the HI phase, since there are 8 non-detections only in this "HI-normal" sample, the values using survival analysis are not shown.

Fig. 2. Variation of the gas contents, normalized to the dynamical mass, along the morphological type sequence. No values are given for morphological types E and E/SO, since we have no meaningful estimate of the dynamical mass. Dots show mean values of $M_{\rm H_2}^1/M_{\rm dyn}$ with upper limits treated as detections, while the errorbars give the error on the mean. Open squares give the mean values of $M_{\rm H_2}/M_{\rm dyn}$ computed using survival analysis. For the HI phase, since there are 8 non-detections only in this "HI-normal" sample, the values using survival analysis are not shown.

Fig. 3. Variation of the molecular fraction $M_{\rm H_2}^{\rm i}/M_{\rm HI}$ with blue (a) and far-infrared (b) luminosities. The median values of $L_{\rm B}$ and $L_{\rm FIR}$ for the FCRAO extragalactic survey (Young et al. 1995) are indicated.

Fig. 4. Variation of the molecular fraction $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ along the morphological type sequence. The dots show mean values with upper limits treated as detections, while the errorbars give the error on the mean. Open squares give the mean values when upper limits are taken into account using the survival analysis method.



tent with a constant value of $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ for Sa to Sc, that is, for "classical" spirals, and another lower value from Scd to Irr. With the optical area normalization, classical spirals have then about 6 times more H₂ (CO emission) than late-types, and 1.6 times less HI. These numbers have been obtained using survival analysis and would be lower if we treat upper limits as detections, since most of the non-detections are found among late-type spirals. As for the total gas content $M_{\rm gas}/D_{25}^2$ (not shown for the clarity of the figure) it increases for late-types, which is not surprising given that most of the gas is found in the atomic phase.

Figure 2 shows the variations of the gas contents normalized to the dynamical masses. The observed trends are rather similar to what is found with the surface densities, consistent with two values of the normalized gas content, one for the classical spirals and another one for the latetype objects. With this normalization, "classical" spirals have about four times more H₂ (CO emission) than latetypes (using survival analysis), and also about twice less HI. These figures are different from what has been found with the optical area normalization, which is not surprising since D_{25} and $M_{\rm dyn}$ show different dependences on morphological type (see e.g. Roberts & Haynes 1994).

We have also investigated the dependence of the normalized gas contents upon the presence of a bar. The LEDA database does not distinguish between the intermediate bar (SAB) and barred (SB) types; both are quoted as barred. We find no significant differences (at the 5 % level) in the gas contents, whatever the normalization, between the barred and unbarred galaxies. Although we are not on very firm grounds, since whether a galaxy is classified as barred or unbarred will depend strongly on the image quality and on the galaxy distance, it is clear that any difference between barred and unbarred galaxies in their global CO(1-0) emission must be small.

3.2. The $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ ratio in disc galaxies

We now try to evaluate the relative importance of the molecular and atomic phases. In the HI-normal sample the mean value of $\log(M_{H_2}^i/M_{HI}) = \log(0.20) \pm 0.04$; the median value is $\log(0.27) \pm 0.06$ (errors are standard errors on the mean; survival analysis using the Kaplan-Meier estimator). These values become $\log(M_{H_2}^i/M_{HI}) = \log(0.28) \pm 0.03$, and $\log(0.34) \pm 0.04$ if we consider only "classical" spirals (Sa to Sc's). This also excludes most of the low-luminosity spirals, which are mainly late-type objects (see next Section).

Galaxies like M51, with $(M_{\rm H_2}^{1}/M_{\rm HI}) = 3.5$, seem then to be rare in the nearby universe. Many well-known granddesign spirals, such as M31 and M81, are indeed not especially H₂-rich, and this is also the case for the Milky Way: if we use the data of Bronfman et al. (1988) for the disc and those of Sanders et al. (1984) for the galactic center, we can estimate the total molecular mass in the Galaxy as $M(H_2) = 1.2 \ 10^9 \ M_{\odot}$ while the atomic gas is about four times more abundant, with 4.8 $10^9 \ M_{\odot}$ of HI (Henderson et al. 1982) (these figures are given for a solar galactocentric radius of 10 kpc). However, one should note that in our Galaxy as well as in others, the radial distributions of the two components are different (see Sect. 6.2).



Fig. 5. Variation of the $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ ratio along the morphological type sequence, split by dynamical mass. For galaxies in the upper dynamical mass class (mI, with $M_{\rm dyn} > 10^{11} {\rm M}_{\odot}$), there is no trend of decreasing molecular fraction for late-type objects.



Fig. 6. Variation of the gas surface densities along the morphological type sequence, split by dynamical mass. For $\sigma_{\rm HI}$, there is no difference between the mass classes. For $\sigma_{\rm H_2}$, the trend is of increasing values for late-types in the upper mass bin, and the reverse for the lowest ones.

We have investigated the relationship between the molecular gas fraction $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ and various quantities and found that the correlations with $M_{\rm dyn}$, $L_{\rm B}$, $\sigma_{\rm FIR}$ and $L_{\rm FIR}$ were significant, that with $L_{\rm FIR}$ being the most significant one. This shows that large galaxies have more gas in molecular form; and that, if we can directly relate FIR luminosity to star formation, a higher molecular fraction favors star formation activity. Figure 3 shows the relation between the molecular fraction $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ and the blue and far-infrared luminosities. Both correlations have less than 10^{-4} probability to happen by chance. However, for a given value of $L_{\rm FIR}$ and $L_{\rm B}$, $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ is spread by more than one order of magnitude.

3.3. Molecular fraction, morphological types and dynamical masses

The molecular gas fraction, $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$, shows also a variation with morphological types (Fig. 4 and Table 1). Between Sa and Sc, the ratio is almost constant and shows a marked decrease from Scd to Irr. This is different from S93, who found a continous decrease from early to latetypes, of about a factor of ten, and also from YK, who

 $\mathbf{5}$

Table 1. Mean values of the gas masses normalized to the optical area, $\log(M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)$ and $\log(M_{\rm HI}/D_{25}^2)$ (M_{\odot}/kpc^2), in the HI-normal sample. Some values could not be computed because there was too few data. Two values are given for the mean: the first one is computed by considering upper limits as detections, the second one, with the subscript SA, was computed using survival analysis. Medians were also computed using survival analysis. N and N_d are respectively the number of observed and detected objects in each morphological type. Since in this HI-normal sample there are only 8 galaxies undetected in HI, the values given for HI are computed without survival analysis.

				H_2						HI		
Т	N/N _d	<>	s.e.	<> _{SA}	s.e.	med_{SA}	s.e.	N	<>	s.e.	med	s.e.
Е	3/3	5.672	.486					3	6.759	.346	6.573	.471
E-S0	1/1	5.924						1	6.780		6.780	
SO	9/7	6.249	.260	6.184	.286	6.231	.421	9	6.786	.174	6.730	.301
SO-a	32/20	6.148	.072	6.078	.077	5.997	.122	32	6.416	.074	6.424	.030
\mathbf{Sa}	39/28	6.286	.088	6.223	.092	6.190	.129	39	6.594	.074	6.620	.032
Sab	36/24	6.249	.088	6.233	.076	6.129	.038	36	6.657	.081	6.663	.111
\mathbf{Sb}	77/68	6.230	.058	6.195	.060	6.278	.135	77	6.646	.035	6.660	.019
\mathbf{Sbc}	101/88	6.487	.047	6.438	.055	6.467	.083	101	6.838	.037	6.843	.075
\mathbf{Sc}	133/114	6.238	.049	6.168	.056	6.234	.045	133	6.885	.024	6.852	.023
\mathbf{Scd}	27/11	5.758	.094	5.268	.130	4.740		27	6.969	.060	6.927	.069
\mathbf{Sd}	14/9	6.051	.160	5.935	.152	5.709	.260	14	6.970	.111	6.988	.047
\mathbf{Sm}	14/6	5.927	.254	5.344	.338	4.477		14	6.936	.122	7.064	.100
Irr	21/11	5.810	.143	5.452	.192	5.464	.467	21	6.993	.062	7.064	.087
Pec	16/13	6.613	.138	6.603	.124	6.765	.066	16	6.745	.121	6.582	.192

Table 2. Mean and median values of the $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ ratio, for different groups of morphological types

Т	N/Nd	<>	s.e.	<> _{SA}	s.e.	med	s.e.
Е	3/3	-1.086	0.160			-	
E-SO	1/1	-0.856					
S0	9/7	-0.542	.291	-0.622		-0.856	
S0-a	32/20	-0.268	.105	-0.517	0.149	-0.588	.235
Sa	39/28	-0.308	.083	-0.437	0.095	-0.504	.263
Sab	36/24	-0.408	.096	-0.618	0.137	-0.432	.173
Sb	77/68	-0.417	.064	-0.444	0.065	-0.475	.113
\mathbf{Sbc}	101/88	-0.351	.047	-0.390	0.052	-0.369	.040
\mathbf{Sc}	133/114	-0.647	.048	-0.717	0.057	-0.594	.039
Scd	27/11	-1.210	.084	-1.611	0.123	-1.616	.167
\mathbf{Sd}	14/9	-0.918	.173	-1.105	0.216	-1.408	.376
\mathbf{Sm}	14/6	-1.009	.209	-1.441	0.280	-2.171	.590
Irr	22/12	-1.191	.145	-1.503	0.182	-1.696	.321
Pec	16/13	-0.132	.163	-0.085	0.141	0.025	.335

found the same kind of behavior with a much larger amplitude. We find that this trend can be attributed to both the atomic and the molecular phases, and not only to the increase in $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ with type: there is indeed a slight decrease of $M_{\rm H_2}^{\rm i}/D_{25}^2$ with type (Fig. 1).

For peculiar objects, the $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ ratio is close to unity. This is not unexpected since most of these objects have been chosen for their FIR emission. The same selection effect could be responsible for the relatively high $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ ratio observed for S0-a. Following a suggestion of the referee, we have investigated whether the behavior of the $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ ratio with morphogical types depends upon the dynamical mass of the galaxy. An estimate of $M_{\rm dyn}$ is available for 399 sample galaxies. We have used the same mass classes as in S93 (defined in Table 3): mI corresponds to the highest mass galaxies (about half of the sample), while mII to mV are lower mass objects. The variation of $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ with morphological types split by mass classes is shown in Fig. 5. The four lowest dynamical mass bins show the same trend as the whole sample: the molecular fraction decreases for late-types, beginning at Sc's. However, there is no such trend for the upper mass bin mI ($M_{\rm dyn} > 10^{11} \,\rm M_{\odot}$) for which the $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ ratio stays constant at a value of about 0.4. Could this effect arise from early-type objects being erroneously classified as late-type? This is unlikely for Sc's, since there are 40 objects of this type in the mI class. As for Scd-Irr, there are only 7 mI galaxies in this type range; we have checked their classifications and they appear reliable. Finally, there is no reason that this would happen for mI galaxies only and not for the other mass classes.

This behavior could explain why the trend that we find for the whole sample is different from S93. Indeed, the distance-limited sample of S93 contains many dwarf galaxies that exhibit lower molecular fractions for late morphological types.

Most of this phenomenon can be attributed to the molecular phase. Indeed, Figure 6 shows that while the global trend is of increasing $\sigma_{\rm HI}$ with type for all mass bins, for $\sigma_{\rm H_2}$ we see a constant or even increasing value for mI, then for all other mass bins the trend is of decreasing $\sigma_{\rm H_2}$ for late-types.

Table 3. Definition of the dynamical mass classes

Class	Mass range	Number
ml	$M > 10^{11} M_{\odot}$	195
mII	$510^{10}{ m M}_\odot < { m M} < 10^{11}{ m M}_\odot$	90
mIII	$110^{10}\mathrm{M_{\odot}} < \mathrm{M} < 510^{10}\mathrm{M_{\odot}}$	77
mIV	$510^9{ m M}_\odot < { m M} < 110^{10}{ m M}_\odot$	18
mV	$ m M<~5~10^9~M_{\odot}$	19

4. The CO(1-0) emission of isolated and cluster galaxies

4.1. The CO(1-0) emission of isolated galaxies: a predictor

We now try to identify the relevant parameters which would allow to predict the CO(1-0) emission/molecular content of spirals. In order to study the effect of environment on the molecular gas content of galaxies, we have first to define and study a comparison subsample of isolated galaxies. To this purpose, we will use the isolated galaxies (labelled as ISOL), but since there are only 105 ISOL objects with HI and CO data, we will also include galaxies belonging to peripheral regions of clusters. Cluster galaxies have then been separated in two categories, CENTER and OUTSKIRTS, in a way that depends upon which cluster was considered. For Coma and A1367, we have used the aggregation parameter Agg (Gavazzi 1987): for Agg =1, 2, 3 or 4, the galaxies are considered as CEN-TER, while they are OUTSKIRTS for the other values of Agg. For Fornax and Virgo, whether a galaxy is CENTER or OUTSKIRTS depends upon its distance to the cluster center. The limit between the two regions has been varied from 3° to 5°, with no significant differences. In the following, this limit will be kept at 5°. There are then 105 galaxies in the ISOL subsample (82 detected in CO(1-0)) and 102 in the OUTSKIRTS one (81 detected), so that our reference sample amounts to 225 objects.

What are then the relevant parameters? It is clear that "size" and "form", which have a very good predicting power for HI (HG), are not sufficient for CO(1-0). This can be suspected from inspection of Table 1: standard errors are systematically higher for H₂ than for HI. A third parameter seems therefore necessary. As it is widely known that the far-infared luminosity is a good predictor of the CO brightness of a galaxy, we have investigated $L_{\rm FIR}$ and $L_{\rm FIR}/D_{25}^2$ as the third parameter, but also, as a check, the blue luminosity $L_{\rm B}$ and the blue surface brightness $L_{\rm B}/D_{25}^2$ (we have also investigated the relationships with dynamical mass, but we have found that it is of much lower importance than $L_{\rm FIR}$ and $L_{\rm FIR}/D_{25}^2$).

Figure 7 presents the variations of $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ and $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ with the blue luminosity and the blue surface brighness. Figure 8 presents the variations of the same quantities with the FIR luminosity and the FIR surface brighness. As was already found by HG84, $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ is almost independent of $L_{\rm B}$ and very weakly dependent on $L_{\rm B}/D_{25}^2$ (this is why they chose $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ as the best predictor of the HI content). It is also independent of the FIR emission, which is a nice and expected behavior.

As for the molecular gas content, it shows a strong and significant variation with both the blue surface brightness and FIR luminosity, and an even stronger one with the far-infrared surface brightness σ_{FIR} . It is thus important to take the latter variation into account if one wants to predict the CO(1-0) emission of a galaxy with some accuracy, or to compare different samples.

We have found in the previous Section that there is a dependence of $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ with morphological type. Part of it is likely due to the dependence of $\sigma_{\rm FIR}$ with type, which follows roughly the same pattern (see also Roberts & Haynes 1994).

We can then define an "expected" value of the normalized molecular hydrogen mass, $(M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_e$, using linear regressions: $\log((M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_e) = a(T) \log(L_{\rm FIR}/D_{25}^2)$

+ b(T). T is the morphological type of the galaxy, or a

group of morphological types (e.g. Scd-Irr), chosen in the same way as HG84. The values of a(T) and b(T) are given in Table 4.

Table 4. Values of the a(T) and b(T) coefficients, used to compute the expected value of the molecular content $log((M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_e)$, from linear regressions of the form $log(M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_e = a(T) log(L_{\rm FIR}/D_{25}^2) + b(T)$. a(T) and b(T)are given for each morphological type bin. Survival analysis was used. Peculiar galaxies are not included in the sample, which contains only the ISOL and OUTSKIRTS catgories (see text).

Т	Ν	$\mathbf{a}(\mathrm{T})$	s.e.	b(T)	s.e.
E-SO/a	9	0.54	0.33	2.21	2.30
Sa-Sab	27	0.60	0.14	1.87	1.00
\mathbf{Sb}	36	0.61	0.16	1.90	1.05
Sbc	40	0.75	0.10	1.04	0.74
\mathbf{Sc}	54	0.74	0.10	0.94	0.70
Scd-Irr	20	0.80	0.10	0.40	0.72
All	187	0.71	0.05	1.17	0.37

Fig. 7. Variation of the normalized gas masses $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ and $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ with the blue luminosity $L_{\rm B}$ and the blue surface brightness $L_{\rm B}/D_{25}^2$. There is little variation for the atomic phase and a significant one for the molecular phase.



Fig. 8. Variation of the normalized gas masses $M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2$ and $M_{\rm HI}/D_{25}^2$ with the far-infrared luminosity $L_{\rm FIR}$ and the far-infrared surface brightness $L_{\rm FIR}/D_{25}^2$. There is little variation for the atomic phase, but a strong one for the molecular component.

4.2. The effect of environment on the CO(1-0) emission of galaxies

Now that we have a way to estimate the expected CO(1-0) emission of an "isolated" galaxy, we can try to evaluate the effects of the galaxy environment on their CO(1-0) emission/molecular gas content. To this aim, we define a CO deficiency parameter, CODEF, and another one, ENV, which describes the galaxy environment.

ENV contains four categories: ISOL, OUTSKIRTS, CENTER, and INTER. ISOL and OUTSKIRTS galaxies have been defined in the previous section. For cluster galaxies, we now have the CENTER category: all cluster objects that do not fall in the OUTSKIRTS category. The fourth group, INTER, gathers 23 galaxies which are known to be strongly interacting, such as ring galaxies (Horellou et al. 1995b). As a check, we have also computed the values of the HI deficiency HIDEF.

CODEF is computed using the results of the previous Section, in the following way :

CODEF = $\log(M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_e - \log(M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_{obs}$, where $(M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_{obs}$ and $(M_{\rm H_2}^i/D_{25}^2)_e$ are respectively the observed and expected value of this parameter. With this definition, CODEF is positive when the galaxy is deficient in CO emission. Pec galaxies have not been considered in the previous Section; we will compare their CO emission with that of the reference sample described before, with no distinction of morphological type (last line in Table 4.1).

Table 5. Mean values of the CO deficiency, CODEF, and of the HI deficiency, HIDEF, for different galaxy environments ENV. CENTER galaxies are those belonging to cluster cores, OUTSKIRTS are found in the outer parts of clusters, ISOL are galaxies from the Karachenseva catalog, while INTER are interacting galaxies such as rings.

ENV	N	<codef></codef>	s.e.	<hidef></hidef>	s.e.
CENTER	67	0.107	0.055	0.558	0.055
OUTSKIRTS	82	0.015	0.031	0.012	0.046
ISOL	105	-0.011	0.033	-0.030	0.031
INTER	23	0.046	0.072	0.047	0.103

Table 6. Probabilities that galaxies in different environments have the same mean value of the CO deficiency (column 2) and HI deficiency (column 3). These mean values are given in Table 6. As expected, galaxies in cluster cores and outer regions have significantly different HI contents, core galaxies being HI-deficient and the others not. On the other hand, there is no significant variation of the CO deficiency with the galaxy environment, the mean value of CODEF being always consistent with 0.

(ENV1, ENV2)	P(CODEF)	P(HIDEF)
CENTER, OUTSKIRTS	0.18	<0.0001
CENTER, ISOL	0.32	< 0.0001
CENTER, INTER	0.80	< 0.0001
OUTSKIRTS, ISOL	0.60	0.43
OUTSKIRTS, INTER	0.12	0.74
ISOL, INTER	0.25	0.36

Mean values of CODEF and HIDEF are given in Table 4.2, while the probabilities that there are significant differences between the sub-samples are given in Table 6. As expected, CENTER galaxies are significantly HI- deficient, while OUTSKIRTS have the same mean (null) deficiencies than ISOLATED within the errors (this justifies the use of OUTSKIRTS galaxies as a reference sample for CENTER objects, see Sect. 4). On the other hand, we find *no significant difference* at the 5% percent level between any subsamples for their CO deficiency.

We then conclude that in this sample, we see no sign of a modification in any sense of the CO emission of galaxies in the core of the Virgo, Fornax, Coma and A1367. This establishes on firmer grounds the conclusions drawn by Kenney & Young (1989) for the Virgo cluster, for the Coma supercluster by Casoli et al. (1991), and for the Fornax cluster by Horellou et al (1995b), which were all given in the absence of a reference sample.

As for the interacting galaxies in our sample, they do not seem especially rich in H₂. This may seem in contradiction with the current wisdom that interacting galaxies are FIR-bright, and that FIR-bright galaxies are CO-bright. However, our definition of the normal CO emission/H₂ content of a galaxy includes the far-infrared surface-brightness as a parameter. Moreover, interacting galaxies are not all FIR-bright, though the reverse may be true. CO surveys of optically-selected interacting galaxies have found that they have a low CO emission, that is, undetectable in many cases (Horellou & Booth, 1997), and Solomon & Sage (1988) have found that high H₂ mass galaxies are not all interacting. It is mainly the far-infrared emission that governs the CO emission, and not the presence of an interaction.

5. Far-infrared emission, molecular gas and morphological type

The ratio between the far-infrared luminosity and the molecular gas mass, $L_{\rm FIR}/M_{\rm H_2}^{\rm i}$, has often been presented as a measure of the massive-star formation efficiency. There is some debate about this point, since it seems that a non-negligible, but not well determined, fraction of the far-infrared emission is not directly due to ionizing stars (e.g. Devereux & Young 1991, Young et al. 1996, Sauvage & Thuan 1992, Calzetti et al. 1995, Buat & Xu 1996). We will not enter into this debate here, but examine whether we find a variation of $L_{\rm FIR}/M_{\rm H_2}^{\rm i}$ with morphological type. Figure 9 shows this variation. We find that late-type galaxies have higher values of $L_{\rm FIR}/M_{\rm H_2}^{\rm i}$. This increase amounts to a factor of about 3 (this effect is significant: in Fig. 9, errors bars are 1 σ errors. This is at variance to previous claims by Devereux & Young (1991).

6. Discussion

6.1. Comparison with previous results

Our finding that there is much more HI than H_2 in disc galaxies confirms on a much larger sample the previous results of S93, Horellou et al. (1995b), Casoli et al. 1996, and Boselli et al. 1997), but stands in strong contrast with



Fig. 9. Variations of the $L_{\rm FIR}/M_{\rm H_2}^{\rm i}$ ratio along the morphological type sequence.

that of YK. Apart from a slight difference in the X factor, since YK adopted a value of $2.8 \, 10^{20} \, \mathrm{cm^{-2}/}$ (K kms⁻¹), we see several reasons for this discrepancy. First, while our complete sample contains most of the YK one, since it contains the whole FCRAO survey (with the exception of the objects observed by Sage 1993a), we have excluded very HI-deficient objects. Conversely, the YK sample contains many HI-deficient objects belonging to the Virgo cluster. This can explain part of the discrepancy for the mean ratio, as well as the morphological type variation, since it appears that early-type objects are most affected by the HI-deficiency.

A part of the difference could also be related to the way the statistical analysis is made. Because of the wide range of the $M_{\rm H_2}^i/M_{\rm HI}$ ratios, we have chosen to compute the mean of the logarithms of this ratio, which is different from (and lower than) the logarithm of the mean. There is of course no difference for the medians. In addition, using survival analysis decreases the molecular gas fraction, since about one-fourth of the galaxies are not detected in CO(1-0). Finally, the fact that the FCRAO sample contains mostly FIR and optically bright objects could also be an explanation since it leads to observing CObright objects. In Figs. 7 and 8, the median values of $L_{\rm B}$ and L_{FIR} for the FCRAO sample are indicated as arrows, and are clearly located in the region where high values of $M_{\rm H_2}^1/M_{\rm HI}$ are found. All these differences go in the same direction, and it is thus not surprising that we find lower values for the molecular gas contents.

6.2. Molecular gas fraction in the star-forming disc

Our previous discussion concerns galaxies as a whole. Our results do not imply that in the star-forming disc, HI is also predominant, because it is well known that H_2 is found in the *inner* regions and HI in the *outer* regions of galaxies (e.g. Sofue 1997, Sage & Solomon 1991). For most of the sample galaxies there is no information on the actual distribution of the CO and HI emissions; we have then tried to take this into account in a statistical way. We have used the data from Warmels (1986) to estimate the ratio between the total HI mass and the HI mass inside half of the 25-th magnitude radius (this is roughly the overall extent of the CO emission, Young et al. 1995). For a sample of 57 Sa-Sd galaxies, the median value of this ratio is 2.1, that is, half of the HI mass is found inside $R_{25}/2$. Within this radius, the $M_{\rm H_2}^{\rm i}/M_{\rm HI}$ ratio is then between 40 and 70 percent.

Another way to estimate this fraction is to consider the HI-deficient galaxies only. Indeed, observations suggest that moderately deficient objects have been stripped of their atomic gas in the outer regions, but that their inner gas is not affected. Very deficient galaxies should however be HI-deficient even in their central regions: this is the result found by Cayatte et al. (1994) for Virgo galaxies. ¿From their data, it seems that the borderline between galaxies which are affected over their whole disc and those which are not lies at an HI deficiency around 0.6. We have thus computed the $M_{\rm H_2}^{\rm i}/M_{\rm HI}$ ratio for galaxies with 0.3 < HIdef < 0.6. There are 27 such galaxies, all of morphological type between Sa and Sc (as Cayatte et al. remark, late-type deficient objects are rare), 21 are detected in CO(1-0), and the mean value of $M_{\rm H_2}^1/M_{\rm HI}$ is 61 ± 10 percent. Although this estimate is a very rough one, it gives the same order of magnitude as the previous one.

6.3. Variations of the conversion factor X

Our conclusions are clearly dependent on the actual value of the conversion factor for each galaxy. In classical spirals, there are several indications that the conversion factor between CO(1-0) emissivities and H_2 masses could be lower than our adopted value of $2.3 \, 10^{20}$. For our Galaxy, recent analysis of the Gamma-Ray Observatory data suggests a global value around 1.5 10²⁰ (Digel et al. 1996). Other indications in the same direction come from observations of the continuum emission at 1mm of the central regions of NGC 891 and M51 by Guélin et al. (1993, 1995), and of the disk of NGC4565 by Neininger et al. (1996). This continuum emission traces the cold dust and, with an estimate of the dust temperature, allowed them to derive gas masses independantly of the CO(1-0) observations. The molecular gas masses that they find are several times lower than deduced from the CO observations, which also points towards a low value of X. This would mean that the actual H_2 masses are even lower than what we find, and that the atomic phase is even more dominant.

The determination of X in late-type spirals and irregular galaxies is a difficult problem, because of the lack of independent determinations of theH₂ mass. For the Small Magellanic Cloud, Rubio et al. (1993) have suggested a high value of X, about 910^{20} cm⁻²/ (K kms⁻¹), by assuming that the virial masses of the clouds are equal to their molecular masses. However these clouds may not be in equilibrium and may still contain a large amount of atomic hydrogen. The uncertainties are not so high that they can change our main conclusion, that there is more HI than H₂ in all types from S0's to Irr.

The fact that high-mass late-type spirals have a higher molecular fraction than low-mass ones (Sect. 3.3) could be attributed to a variation of X. Indeed, the standard conversion factor almost certainly underestimates the true molecular mass in objects with a low metallicity, a low dust content and a high radiation field, which could the case for the CO-weak late-type objects. On the other hand, we have found no difference between the optical colors (U-B) and (B-V) of the high-mass and low-mass late-type objects; neither did we find a difference in their $L_{\rm FIR}/M_{\rm H_2}$ ratio. Thus it seems that the difference between high-mass and low-mass late-type spirals is not due to a difference in X. One may speculate that massive galaxies form molecular clouds more easily through the effect of stronger density waves (see also Elmegreen 1993). The causes of their different behaviors remain to be explored.

6.4. Some consequences of the low values of the molecular gas fraction

The low H₂ content of spirals observed in this analysis raises an interesting question. With a median molecular gas content of $1.3 \, 10^9 \, M_{\odot}$, how will spiral galaxies (Sa-Sc) be able to sustain reasonably high star formation rates for more than a few billion years ? If we compute roughly the molecular gas exhaustion time scale by estimating the star formation rate from the far-infrared luminosity using

 $\tau = M_{\rm H_2}^{\rm i} / (1.4 \, 10^{-10} L_{\rm FIR})$ (Sauvage & Thuan 1992), (this does not take into account the return of gas to the interstellar medium, but we need only an order of magnitude), we find that half of the sample galaxies will have exhausted their molecular gas reservoir in less than $1.3 \ 10^9$ yr. To escape this problem, we can envisage that there are actually large exchanges between the atomic and molecular phase. If all the atomic hydrogen inside $R_{25}/2$ is converted eventually into molecular gas, τ can be enhanced by a factor of 2. Is this is not sufficient, the unescapable consequence is that there must be some inward motions of the atomic gas in order to refuel the inner regions. Such motions should be detectable by comparing the HI and CO(1-0) velocity fields in nearby spirals. This problem has been already raised by Blitz (1997) for the Milky Way, who reached similar conclusions.

If the atomic phase is more closely linked to the molecular one than usually thought of, it could also exhibit some link with the star formation tracers. Indeed, several authors (Buat 1992, Boselli 1994, Casoli et al. 1996, and references therein) have found good relationships between various star formation indicators and the HI content. This can be understood if the transformation of HI into H₂ is a slow process (indeed Heck et al. 1992 estimate that the characteristic conversion time is larger than 10^7 yr), while the molecular phase is relatively short-lived, either because it forms stars or it is disrupted by star formation. The atomic phase would then be the limiting factor in the cycle HI - H₂ - stars. Another interpretation has been proposed by Elmegreen (1993), in which the transition HI-H₂ is mainly governed by the external pressure and radiation field; if molecular clouds are not always self-gravitating,

References

the molecular mass fraction in a galaxy could indeed be a poor indicator of its star-forming properties.

Finally let us point out that the fact that with presentday receivers and telescopes, the CO(1-0) emission of a normal spiral (that is, not especially selected for its farinfrared luminosity) is often undetectable at a redshift as small as a few thousand km s⁻¹. This suggests that even in deep surveys, the CO emission of the large majority of distant spiral galaxies will not be easily detectable.

7. Conclusions

The following conclusions have been reached in this study of a large sample of disc galaxies observed both in HI and CO(1-0):

- 1. In the sample spiral galaxies, there is more HI than H_2 , with only about one fourth to one third of the gas in molecular form in Sa-Sc spirals. This still holds if one considers the star-forming disc only, which has an $M_{H_2}^i/MHI$ ratio of about sixty percent,
- 2. This value of the molecular gas fraction has been obtained from CO(1-0) observations using a conversion factor $X = 2.3 \, 10^{20}$. The previous conclusion is reinforced if, as suggested by recent γ ray and millimeterwave continuum observations, the value of X for Sa-Sc spirals is actually lower,
- 3. We find a decrease of the molecular to atomic gas mass ratio for late-types, beginning at Scd's. This variation is due to the conjunction of two factors : the increase of the mass of gas in atomic form, and the decrease of the molecular gas amount. It is milder than what has been found in previous studies, late-type objects (Scd to Irr) having 1/10 of their gas in molecular form,
- 4. This decrease is actually related to the dynamical mass of the galaxy, and is absent for objects with $M_{\rm dyn} > 10^{11} \,\rm M_{\odot}$. The reasons for this difference remain to be explored,
- 5. We give a recipe to estimate the molecular gas $\operatorname{content/CO(1-0)}$ emission of a galaxy knowing its size (D_{25}^2) , form (morphological type), and far-infrared emission $(L_{\mathrm{FIR}}/D_{25}^2)$. This allows us to define a CO deficiency parameter, CODEF, analogous to what has been defined for the HI emission. Using this parameter, we show that galaxies in cluster cores, which are strongly deficient in their HI emission, are not CO-deficient.

Acknowledgements. We gratefully thank the NRAO staff for its assistance during the remote observing sessions. We have used the SIMBAD database from the Centre de Données de Strasbourg (France) to retrieve bibliographic data, the Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA) supplied by the LEDA team at the CRAL-Observatoire de Lyon (France), and of the NASA Extragalactic Database. We thank the referee, Leslie Sage, for useful suggestions. Andreani P., Casoli F., Gerin M., 1995, A&A 300, 43

- Blitz, L., 1997, in "CO: twenty-five years of millimeter-wave spectroscopy", IAU Symposium 170, eds W.B. Latter, S.J.E. Radford, P.R. Jewell, J.G. Mangum, J. Bally, Kluwer Academic Publishers, p. 11
- Boselli A., 1994, A&A 292, 1
- Boselli A., Gavazzi G., Combes F., Lequeux J., Casoli F., 1994, A&A 285, 69
- Boselli A., Gavazzi G., Lequeux J. et al. 1995a, A&A 300, L13
- Boselli A., Casoli F., Lequeux J., 1995b, A&AS 110, 521
- Boselli A., Mendes de Olivera C., Balkowski C., Cayatte C., Casoli F., 1996, A&A 314, 738
- Boselli A., Gavazzi G., Lequeux J., et al. 1997, submitted to A&A
- Bronfman L., Cohen, R., Alvarez H., et al. 1988, ApJ 324, 248
- Buat V., 1992, A&A 264, 44
- Buat V., Xu C., 1996, A&A 306, 61
- Calzetti D., Bohlin R., Kinney A., Storchi-Bergmann T., Heckman T., 1995, ApJ 443, 136
- Casoli F., Boissé P., Combes F., Dupraz C., 1991, A&A 249, 359
- Casoli F., Dickey J., Kazès I., et al. 1996, A&AS 116, 193
- Cayatte V., Kotanyi C., Balkowski C., van Gorkom J. H., 1994, AJ 107, 1003
- Devereux N., Young J., 1991, ApJ 371, 515
- Digel S., Grenier I., Heithausen A., et al. 1996, ApJ 463, 604
- Elmegreen B.G., 1993, ApJ 411, 170
- Gavazzi G., 1987, ApJ 320, 96
- Gerin M., Casoli F., 1994, A&A 290, 49
- Giovanelli R. & Haynes M., 1985, ApJ 292, 404
- Guélin M., Zylka R., Mezger P.G., et al. 1993, A&A 279, L37
- Guélin M., Zylka R., Mezger P.G., et al. 1995, A&A 298, L29
- Haynes M. P., Giovanelli R., 1984, AJ 89, 758 (HG84)
- Heck E., Flower D., Le Bourlot J., Pineau des Forêts G., Roueff E., 1992, MNRAS 258, 377
- Henderson A., Jackson P., Kerr F., 1982, ApJ 263, 116
- Horellou C., Casoli F., Combes F., Dupraz C., 1995a, A&A 298, 743
- Horellou C., Casoli F., Dupraz C., 1995b, A&A 303, 361
- Horellou C., Booth R.S., 1997, to appear in A&AS
- Isobe T., Feigelson E., Nelson P.I., 1986, ApJ 306, 490
- Karachenseva V., 1973, Comm. Spec. Astrophys. 8
- Kenney J.D.P., Young J.S., 1989, ApJ 344, 171
- Lequeux J., 1996, in "The interplay between massive star formation and galaxy evolution", 11th IAP meeting, éditions Frontières
- Neininger N., Guélin M., Garcia-Burillo S., et al. 1996, A&A 310, 725
- Roberts M.S., Haynes M.P., 1994, ARA&A 32, 115
- Rubio M., Lequeux J., Boulanger F., 1993, A&A 271, 9
- Sage L. J., 1993a, A&A 272, 123 (S93)
- Sage L. J., 1993b, A&AS 100, 537
- Sage, L.J., Solomon, P.M., 1991, ApJ 380, 392
- Sanders D.B., Solomon P.M., Scoville N.Z., 1984, ApJ 276, 182
- Sauty S., Casoli F., Boselli A., et al, 1997, submitted to A&AS
- Sauvage M., Thuan T.X., 1992, ApJ 396, L69
- Sofue, Y., 1997, in "CO: twenty-five years of millimeterwave spectroscopy", IAU Symposium 170, eds W.B. Latter,

S.J.E. Radford, P.R. Jewell, J.G. Mangum, J. Bally, Kluwer Academic Publishers, p. 273

- Solomon P., Sage, L. J., 1988, ApJ 334, 613
- Strong A.W., Bloemen J.B.G.M., Dame T.M., et al. 1988, A&A 207, 1
- Warmels R.H., 1986, PhD Thesis, Groningen University
- Young J., Knezek P., 1989, ApJ 345, L55 (YK)
- Young J., Xie Shuding, Kenney, J. D. P. Rice, W. L., 1989, ApJS 70, 699
- Young J., Xie Shuding, Tacconi, L., et al. 1995, ApJS 98, 219
- Young J., Allen L., Kenney J.D.P., Lesser A., Rownd B., 1996, AJ, 112, 1903

frgue 1






Figure 3





<IN\2Hgol>





`



Junu 6



tranc 7





log(MH2/D25^2)

9

1

œ

U

0

log(MHI/D25^2)





frolmer s



1.7 Contenu gazeux et morphologie

Nous profitons d'une classification binaire de la morphologie en bande rouge de 66 objets isolés de l'échantillon (cf chapitre 3) pour rechercher une corrélation entre la présence d'une structure à grande échelle et le contenu gazeux d'une galaxie. En effet, on peut imaginer que dans un disque avec une onde de densité spirale stellaire, la transformation HI -> H₂ soit plus efficace par suite de la compression des nuages dans les bras spiraux. Ce type de galaxies, aux longs bras bien définis, est classé par Elmegreen & Elmegreen (1982) comme "grand design". Les exemples classiques sont M81 ou M51. Ainsi, dans l'hypothèse où CO trace H₂, l'émission CO serait renforcée dans les galaxies grand design.

A l'opposé, les galaxies sans structure globale sont dites flocculentes (Block et al.1996): les exemples sont NGC 5055, NGC 2841, NGC 7793, NGC 4414. Ces dernières, en l'absence d'onde de densité ¹⁶, et par suite peut-être d'une forte dispersion des vitesses stellaires ou d'un faible rapport M_{disque}/M_{halo} (Elmegreen & Thomasson 1993, Elmegreen & Elmegreen 1990), développeraient uniquement des instabilités gravitationnelles dans le gaz.

L'échantillon étudié, complet en CO(1-0) et HI, comprend 66 objets isolés. La Fig 1.14 montre la distribution du type morphologique des objets des classes flocculentes et granddesign. On observe que le type morphologique des objets flocculents va de SO (2 objets) à Sm/Irr (1 objet). Le taux de détection en CO est faible dans les objets de type flocculent ¹⁷ : dans cette classe, nous comptons 22 non-détections pour 24 détections (5 de ces objets ne sont pas détectés en HI). Une majorité des non-détections dans cette classe morphologique a lieu pour le type Sc. A l'opposé, nous n'enregistrons que 3 non-détections pour 17 détections dans la classe grand-design, classe pour laquelle tous les objets, tous de types Sb à Sc, sont détectés en HI.

Le tableau 1.16 indique pour chaque classe morphologique les déficiences en gaz: les galaxies grand-design présentent une CO DEF du même ordre de grandeur que celle des galaxies flocculentes, les distributions de CO DEF étant similaires (Tab 1.18 & Fig 1.15). Ce résultat est inattendu en raison de la différence observée dans les taux de détection de ces deux classes d'objets, et montre l'utilité de la définition d'une déficience CO. Ce résultat est par contre en accord avec l'analyse de Stark et al.(1987) pour un échantillon de 29 objets

¹⁶En fait, des ondes de densité pourraient être présentes dans les galaxies flocculentes, à un niveau plus faible que dans les galaxies grand-design (Thornley 1996, Thornley & Mundy 1997).

¹'Nous avons vérifié que ces résultats n'étaient pas modifiés si l'on restreint l'étude aux objets de diamètre apparent > 2', afin d'éviter le risque de classement des objets de petites tailles en classe flocculent.



FIG. 1.12: Exemple de morphologie flocculente: NGC 2841.



FIG. 1.13: Exemple de morphologie grand design: M81.

observés en CO(1-0). Quant à la déficience HI, HI DEF, elle semble aussi identique pour les deux classes d'objets. Finalement la valeur moyenne du rapport M_{H2}/M_{HI} est plus élevée par un facteur 2 pour les galaxies grand-design (Tab 1.16). On aurait pu s'attendre à des différences plus fortes pour le contenu gazeux.

Nous avons examiné la distribution des masses dynamiques des deux classes, et avons trouvé qu'en moyenne, les galaxies grand-design occupe une gamme de masse dynamique plus restreinte que celle des galaxies flocculentes.

Nous avons inspecté l'influence de la présence d'une barre stellaire en bande rouge. Le Tab 1.16 montre que la présence d'une barre n'a pas d'effet sur le taux de détection en CO(1-0), qui est voisin de 77% pour les galaxies barrées et 66% pour les galaxies nonbarrées. La valeur moyenne de CO DEF est quasi-identique pour ces deux populations. Ce dernier résultat est en accord avec les conclusions de Young & Knezek (1989, 1991). L'identification d'une barre stellaire en bande B ou V permet les mêmes recherches sur un échantillon deux fois plus important: le Tab 1.18 suggère que les distributions de CO DEF sont identiques pour les deux populations. Le rapport M_{H2}/M_{HI} semble plus fort par un facteur 1.8 dans les galaxies non-barrées, différence qui reste marginalement significative.



FIG. 1.14: Distribution du type morphologique le long de la séquence de Hubble pour les classes flocculentes et grand-design.

Morphologie	P (CO DEF)	P(HI DEF)	$P(M_{H2}/M_{HI})$
floc/gdesign	0.53	0.04	0.07
Barre/pas de barre(R)	0.42	0.30	0.32
Barre/pas de barre(V)	0.68	0.22	0.52

TAB. 1.18: Probabilité, d'après différentes statistiques gérant les données censurées, pour que deux distributions d'une variable soient identiques, au niveau de confiance 95%. Les échantillons utilisés sont les mêmes que ceux utilisés dans les Tab 1.16 et 1.17.

1.8 Conclusions

Les observations CO(1-0) des galaxies isolées ont montré que le taux de détection de la raie de CO(1-0) reste faible dans les objets de type morphologique aux extrêmes de la séquence morphologique, i.e. SO-SOa-Sa et Sd-Sm-Irr. Le taux de détection est plus élevé dans les objets de type grand-design ou possédant une barre en bande R, par opposition aux objets flocculents ou non-barrés.

Nous avons proposé une méthode d'évaluation de l'émission CO normale d'une galaxie, en nous fondant sur notre échantillon de galaxies isolées. L'émission est estimée en fonction du type, de la surface D_{25}^2 et de la brillance surfacique de la galaxie en infrarouge lointain. Nous ne trouvons aucune différence pour l'émission CO(1-0) entre les galaxies d'amas et isolées.

Nous avons montré que le contenu en gaz moléculaire, comme celui en gaz atomique, présente des variations en fonction du type morphologique. L'effet conjugué de ces variations aboutit finalement à la décroissance du rapport M_{H2}/M_{HI} le long de la séquence morphologique. Le contenu en gaz moléculaire apparaît lié à la masse dynamique, une variation du rapport M_{H2}/M_{HI} est aussi visible en fonction de la masse dynamique: les objets de grande masse dynamique sont ceux qui possèdent le plus fort rapport M_{H2}/M_{HI} .

Nous trouvons que le rapport M_{H2}/M_{H1} , se situe autour de 20%, une valeur sensiblement inférieure à la valeur couramment acceptée de 1. Notre échantillon ne possédant pas d'objets déficients en HI ou sélectionnés sur leur émission FIR ou B, ce résultat met en évidence les effets de sélection dans les échantillons précédemment employés. La conclusion qui s'impose est que dans les galaxies isolées, l'hydrogène moléculaire n'est pas le composant majoritaire du MIS à l'échelle du disque de gaz atomique. Les distributions radiales des phases atomique et moléculaire sont suffisamment différentes pour que le gaz moléculaire



FIG. 1.15: Distribution des déficiences CO et HI pour les deux classes morphologiques grand-design et flocculentes.

TAB. 1.16: Comparaison des propriétés moyennes du contenu gazeux des objets isolés, selon leur morphologie en bande rouge. L'analyse de survie a été utilisée afin d'inclure les objets non-détectés en CO. Entre parenthèses, le nombre d'objets suivi du nombre d'objets censurés.

Morphologie	CO DEF	HI DEF	<log (M _{H2} /M _{HI})>	$< \log (M_{dyn}) >$
flocculent	$-0.13 \pm 0.05 \; (46, 22 \; {\rm cens})$	-0.03 ± 0.04 (5 cens)	-0.94 ± 0.10	11.48 ± 0.09
gdesign	$-0.02 \pm 0.05 \ (20, \ 3 \ {\rm cens})$	$-0.11 \pm 0.06 \ (0 \text{ cens})$	-0.67 ± 0.08	11.63 ± 0.07
barre (R)	$-0.010 \pm 0.04 \ (24, 8 \text{ cens})$	-0.10 ± 0.06	-0.86 ± 0.09	11.45 ± 0.09
sans barre (R)	-0.05 ± 0.05 (42, 18 cens)	-0.07 ± 0.03	-0.89 ± 0.09	11.64 ± 0.08
total	-0.08 ± 0.03 (66)	-0.08 ± 0.02 (66)	-0.86 ± 0.06	11.53 ± 0.04

TAB. 1.17: Comparaison des propriétés moyennes en contenu gazeux des objets isolés, selon la présence d'une barre en bande B/V. L'analyse de survie a été utilisée afin d'inclure les objets non-détectés en CO.

Morphologie	CO DEF	DEF HI	$< \log (M_{H2}/M_{HI}) >$
barre (V)	-0.09 ± 0.05 (71,30 cens)	-0.08 ± 0.03	-0.95 ± 0.07
sans barre (V)	$-0.06 \pm 0.04 \ (66,19 \ {\rm cens})$	-0.06 ± 0.03	-0.71 ± 0.06
total	$-0.08 \pm 0.03 (117)$	-0.08 ± 0.02	-0.91 ± 0.05

ne soit pas le composant gazeux majoritaire à l'intérieur du disque optique, comme nous l'avons prouvé avec des galaxies au disque HI tronqué.

Nous ne pouvons toutefois pas rejeter la possibilité que la molécule de CO ne soit pas adaptée à la détermination de masses de H_2 (voir Appendice):

- d'après de récentes observations, il semble que le facteur de conversion X soit surestimé pour les galaxies de type Sa-Sc: dans ce cas le rapport M_{H2}/M_{HI} est encore plus faible pour les galaxies de ce type.

- pour les objets sous-métalliques (galaxies naines ou de type tardif), la corrélation entre métallicité (Z) et magnitude absolue pourrait expliquer une partie de la variation du rapport M_{H2}/M_{HI} .

Nous n'avons pas distingué de différences dans le contenu gazeux des galaxies barrées et non-barrées d'après une classification en bande rouge ou en bande V.

Nous avons mis en évidence que les galaxies grand-design de notre échantillon sont préférentiellement barrées, les galaxies flocculentes non-barrées. Nous n'avons pas décelé de variation significative du contenu en gaz moléculaire ou atomique entre galaxies grand-design et flocculentes, compte tenu de la grande variabilité de la masse de gaz moléculaire d'une galaxie à l'autre. Si les galaxies flocculentes sont dépourvues d'onde de densité, l'absence d'une onde de densité ne semble pas un obstacle à la formation de nuages moléculaires. Si l'onde de densité est présente dans les deux classes de galaxies, mais à un niveau bien moindre dans les flocculentes, l'amplitude de l'onde ne semble pas non plus déterminante dans l'émission du gaz moléculaire. La présence d'une onde de densité a-t-elle un impact plus fort sur la conversion du gaz en étoiles ? Cette question sera abordée au chapitre 3.

Bien qu'il existe une décroissance notable du rapport M_{H2}/M_{HI} par un facteur 10 le long de la séquence morphologique, nous ne devons pas oublier que la densité de colonne totale de gaz est relativement constante: la densité de colonne de gaz moléculaire ne chute que par un facteur 2 tandis que celle du gaz atomique augmente en moyenne par un facteur 3. Il sera intéressant d'étudier, au chapitre 3, si ces faibles variations entraînent de fortes variations sur le taux ou l'efficacité de formation stellaire des galaxies isolées, par franchissement d'un seuil en densité surfacique par exemple.

1.9 Références bibliographiques

- Andreani P., Casoli F., Gerin M., 1995, A&A 300, 43
- Balkowski C., 1973, A&A, 29, 43
- Bergman P., Aalto S., Black J., Rydbeck G., 1992, A&A, 265, 403

Bertin G., 1991, IAU conf, Dynamics of galaxies and their molecular cloud distributions, F. Combes & F. Casoli

- Block D., Elmegreen B., Wainscoat R., 1996, Nature, 381, 674
- Boselli A., 1993, thèse Université Paris VII
- Boselli A., Gavazzi G., Combes F., Lequeux J., Casoli F., 1994, A&A, 285, 69
- Boselli A., Gavazzi G., Lequeux J. et al., 1995a, A&A, 300, L13
- Boselli A., Casoli F., Lequeux J., 1995b, A&AS, 110, 521
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Fouqué, P., Paturel, G., 1990, A&ASS, 82, 391
- Boulanger F., Bystedt J., Casoli F., Combes F., 1984, A&A, 140, L5
- Braine J., Combes F., Driel W. Van, 1993, A&A, 280, 451
- Braine, J., Combes, F., 1993, A&A, 269, 7
- Brandt, J., 1960, ApJ, 131, 293
- Brosche P., 1973, A&A, 23, 259
- Bujarabal V., Guibert J., Balkowski C., 1981, A&A, 104, 1
- Byrd G., Valtonen M., 1990, ApJ, 350, 89
- Casoli F., Boissé P., Combes F., Dupraz C., 1991, A&A, 249, 359
- Cayatte V., Van Gorkom J.H., Balkowski C., Kotanyl C., 1990, AJ, 100, 604
- Cayatte V., Kotanyl C., Balkowski C., Van Gorkom J., 1994, AJ, 107, 1003
- Chamaraux P., Balkowski C., Gerard E., 1980, A&A, 83,38
- Chessel, Auda, 1984,Compte-Rendu hebdomadaire de l'Académie des Sciences, Paris, D 298, série III, 11, 309-314
- Combes F., Gerin M.; Nakai N. et al., 1992, A&A, 259, L27
- Cowie L., Songaila A., 1977, Nature, 266, 501
- Dame T., Thaddeus P., 1994, ApJ, 436, L173
- Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
- Elmegreen D., Elmegreen B., 1982, MNRAS, 201, 1021
- Elmegreen B., Elmegreen D., 1990, ApJ, 364, 412
- Elmegreen B., Thomasson M., 1993, A&A, 272, 37
- Escoffier B., Pagès J., "Analyse factorielles simples et multiples", 1990, ed. Dunod
- Feigelson E., Nelson P., 1985, ApJ, 293, 192
- Gavazzi G., 1987, ApJ, 320, 96
- Gavazzi G., 1989, ApJ, 346, 59
- Gavazzi G., 1993, ApJ, 419, 469
- Giovanelli R., Haynes M., 1985 ApJ, 292, 404
- Gerin M., 1988, A&A, 203,44

Gerin M., Casoli F., 1994, A&A 290, 49 Gordon M., Baars J., Cocke W., 1992, A&A, 264, 337

- Gunn J., Gott J., 1972, ApJ, 176, 1
- Haynes M., Giovanelli R., 1984, AJ, 89, 758
- Hodge P., Kennicutt R., 1983, ApJ, 267, 563
- Horellou C., Casoli F., Dupraz C., 1995a, A&A, 303, 361
- Horellou C., Casoli F., Combes F., Dupraz C., 1995b, A&A, 298, 743
- Horellou C., Booth R., 1997, soumis à AA

Hutchmeier, Richter, 1989, A general catalogue of HI observations of galaxies, Springer Verlag, New-York.

- Isobe T., Feigelson E., Nelson P., 1986, ApJ, 306, 490
- Karachenseva V., 1973, Comm. Spec. Astrophys. Obs., 8
- Kenney J., Wilson C. et al., 1992, ApJ, 395, L79
- Kenney J., Young J., 1988, ApJS, 66,261
- Kenney J., Young J., 1989, ApJ, 344, 171
- Kennicutt R., 1989, ApJ, 344, 685
- Kerr F., Hindman J., Robinson, Austr. Journ. of Physics, 1954, vol 7, 279
- Knapp G., 1990, The interstellar medium in galaxies, ed. Thronson, Kluwer Academ. Publishers, 3-37
- McKee C., Ostriker J., ApJ, 218, 148, 1977
- Martin J. M., Bottinnelli L., Gouguenheim L., Dennefeld M., 1991, A&A, 245, 393
- Merritt D., 1983, ApJ, 264, 24
- Pfenniger D., Combes F., Martinet L., 1994, A&A, 285, 79
- Regan M., Vogel S., 1995, ApJ, 449, 576
- Rengarajan T., Iyengar K., 1992, MNRAS, 259, 559
- Rhee M., van Albada T., 1996, A&AS, 115, 407
- Rice W., Boulanger F. et al., 1990, ApJ, 358, 418
- Rickard L., Palmer P., Morris M. et al., 1975, ApJ, 199, L75
- Roberts M., Haynes M., 1994, ARAA, 32, 115
- Rubio M., Lequeux J., Boulanger F., 1993, A&A, 271, 9
- Sage L., 1993a, A&A, 272, 123
- Sage L., 1993b, A&AS, 100,537
- Sandage A., 1986, A&A, 161, 89
- Sanders R., Solomon P., Scoville N., 1984, ApJ, 276, 182
- Sanders D., Scoville N., Soifer B., 1991, ApJ, 370, 158
- Sarazin C., 1986, Rev. Mod. Phys., 58,1
- Scoville N., Young J., 1983, ApJ, 265, 148
- Sodroski T., Odegard N. et al., 1997, ApJ, 480, 173
- Solomon P., De Zafra R., 1957, ApJ, 199, L79
- Stark A., Knapp G., Bally J. et al., 1986, ApJ, 310, 660
- Stark, A., Elmegreen, B., Chance, D., 1987, ApJ, 322, 64

- Tacconi L., Young, J., 1985, ApJ, 290, 602
- Tacconi L., Young, J., 1987, ApJ, 322, 681
- Thornley M., 1996, ApJ, 469, L45
- Thornley M., Mundy L., 1997, ApJ, 484, 202
- Thompson R., Lebofsky M., Rieke G., 1978, ApJ, 222, L49
- Thronson P., Telesco C., 1986, ApJ, 311, 98
- Thronson P., Walker C., Maloney P., 1987, ApJ, 318, 645
- Tully R., 1988, Neaby Galaxies Catalog, Cambridge University Press
- Verter F., 1985, ApJS, 57, 261
- Verter F., 1988, ApJS, 68, 129
- Walterbos R., Braun R., 1996, ASP Conf. Proceedings
- Warmels R., 1986, PHD thesis, University of Groenningen
- Watanabe M., Kodaira K., Okamura S., 1985, ApJ, 292, 72
- Wevers, 1984, PhD thesis, University of Groningen Wevers, van der Kruit, Allen, 1986, A&AS, 66, 505
- Whitmore B., 1984, ApJ, 278, 61
- Wiklind T., Henkel C., 1989, A&A, 225,1
- Wiklind T., Henkel C., Sage L. J., 1993, A&A, 271, 71
- Wilson R., Jefferts K., Penzias A., 1970, ApJ, 167, L47
- Wilson C., 1995, ApJ, 448, L97
- Young J., Scoville N., 1982, ApJ, 260, L41
- Young J., Kenney J., Tacconi L, 1986, ApJ, 311, L17
- Young J., Knezek P., 1989, ApJ, 347, L5
- Young J., 1989, ApJ, 345, L55
- Young J., Xie S. et al., 1989, ApJS, 70, 699
- Young J., Xie S. et al., 1995, ApJS, 98, 219

Chapitre 2

L'émission infrarouge et submillimétrique des galaxies isolées

2.1 Introduction

La poussière, bien que cent fois moins abondante en masse que le gaz, ne peut être négligée dans une description correcte du milieu interstellaire. Elle se manifeste d'une part par ses propriétés d'absorption du rayonnement UV et visible (traînées sombres le long des bras spiraux des galaxies ou dans les images de galaxies vues de côté). D'autre part, le rayonnement absorbé réchauffe la poussière qui réémet dans les domaines infrarouge lointain (60-200 μ m) et submillimétrique (200 μ m - 1300 μ m) (voir Fig 2.1). Si le rapport des masses de poussières et de gaz est relativement constant d'une galaxie à l'autre, nous obtenons là une méthode de détermination des masses de gaz alternative à la méthode ¹²CO(1-0) du chapitre 1.

D'après certains auteurs(Chini et al. 1984, Low et al. 1984, DeJong & Brink 1987), le spectre d'émission en infrarouge lointain/submillimétrique d'une galaxie spirale peut être décomposé en deux composantes principales:

- une émission de poussière tiède, de température T=35-40 K, localisée principalement dans les régions HII et les nuages moléculaires. Cette émission thermique présente un pic entre

59

60 et 100 μ m, bien caractérisé par les mesures du satellite IRAS.

- une émission de poussière froide, T=15-20 K, qui correspond à l'émission de gros grains associés au gaz froid (nuages atomiques de type cirrus ou nuages moléculaires), chauffés par le champ de rayonnement interstellaire moyen. A cette température, l'émission est maximale au-delà de 100 μ m.



FIG. 2.1: La figure de gauche présente le spectre d'émission de la partie centrale de la Galaxie, entre 12 et 1300 μ m: le spectre a pu être décomposé en deux composantes de températures 60 et 20 K (pour une émissivité $\epsilon_{\lambda} \propto \lambda^{-2}$). La même décomposition a été effectuée sur la distribution d'énergie moyenne d'un ensemble de 32 galaxies de type Sa à Sd (figures extraites de Chini 1996). Notons que ces décompositions ne sont évidemment pas uniques.

Cette vision est en fait très simplificatrice, car la distribution de température des poussières est probablement continue. L'émission en IR lointain est en partie contrôlée par le champ de rayonnement généré par les différentes populations stellaires du disque. La corrélation entre l'infrarouge lointain de 40 à 120 μ m (FIR) et la luminosité H α (Leech et al 1988, Lonsdale-Person & Helou 1987, Devereux & Young 1990), et celle entre l'IR et le continu radio non-thermique (Helou et al.(1985), de Jong et al.(1985), Gavazzi et al.(1986), Devereux & Eales 1989, Price & Duric 1992) suggèrent que le chauffage de la poussière est essentiellement produit par les étoiles massives: la luminosité FIR peut donc se révéler un excellent indicateur d'activité de formation stellaire. Par contre, dans le cas de galaxies à faible luminosité FIR, le chauffage provient d'étoiles plus vieilles (de Jong et al.(1984), de Jong & Brink 1987, Bothun et al.(1989), Thronson et al.(1990)). Les autres sources potentielles de chauffage de la poussière (supernovae, étoiles Wolf-Rayet, naines blanches,

novae, rayons cosmiques et rayons X) ont été examinées par Terzian (1974) et sont minoritaires devant le chauffage créé par la lumière stellaire en UV et en visible. D'autre part, l'émission dans l'IR lointain est subordonnée à la présence de poussières, donc de gaz dans le MIS. Ainsi, une forte corrélation est observée entre les luminosités FIR provenant de mesures IRAS et les masses de gaz moléculaire (Young et al.(1984, 1986a,b), Sanders & Mirabel (1985), Stark et al.(1986), Solomon & Sage(1988)). Toute déficience de gaz moléculaire, ou atomique, est alors susceptible d'entraîner une modification notable de l'émission infrarouge. Ainsi, à l'échelle d'une galaxie, les contributions des différents milieux se combinent différemment suivant la longueur d'onde. Il est important de disposer de mesures dans le domaine submilllimétrique/infrarouge lointain pour bien caractériser la température des poussières, et confirmer l'existence d'une poussière très froide.

Nous avons vu au chapitre 1 que H₂ n'est probablement pas le composant majoritaire du MIS, mais cette conclusion dépend de façon critique du facteur de conversion X. Il importe donc de trouver des techniques alternatives à l'estimation des masses de gaz moléculaire à partir de l'émission de la molécule ¹²CO. L'émission de la poussière froide (T=15-20 K) entre 300 et 1300 μ m est un traceur tentant pour les raisons suivantes:

- l'émission est probablement peu influencée par la formation stellaire dans le disque de la galaxie,

- la poussière interstellaire est plus abondante (en nombre) que la molécule de monoxyde de carbone,

- la section efficace d'absorption du rayonnement à ces longueurs d'onde est assez bien connue. Elle varie néanmoins en ν^{β} ($\beta = 1-2$) ce qui ne facilite pas les comparaisons aux différentes longueurs d'onde.

On privilégie les longueurs d'onde millimétriques où l'émission est optiquement mince et à peu près linéairement proportionnelle à la température de poussière (domaine Rayleigh-Jeans). L'inconvénient majeur de la méthode est la nécessité de la connaissance du rapport des masses de poussières et de gaz, $R = M_{dust}/M_{gaz}$. Une difficulté de mise en oeuvre réside dans la faiblesse de l'émission pour la détection d'objets extragalactiques, avec les bolomètres de la génération actuelle. L'intérêt du domaine submillimétrique est le gain en en résolution spatiale sur les méthodes de la raie de ¹²CO(1-0) ou du continu millimétrique ¹.

Au lendemain des premières détections submillimétriques d'objets extragalactiques (Jaffe et al.(1984), Gear et al.1986, Telesco & Harper (1980), Chini et al.1986), les travaux de

¹Dans tous les cas, les observatoires submillimétriques doivent être situés en haute altitude à travers les fenêtres atmosphériques à 300, 450, 800 & 1300μ m).

Krügel et al.(1988a,b) montraient clairement que l'émission de 100 à 1300 μ m des galaxies de Markarian est d'origine thermique, avec des luminosités observées proportionnelles aux masses de gaz. Par l'étude du spectre infrarouge de plusieurs objets, Chini & Krügel(1993), Chini et al.(1995) ont confirmé que l'émission (sub)millimétrique provenait majoritairement de la poussière froide, bien qu'il puisse subsister une contribution de la poussière tiède (30-50K), détectée dans les galaxies brillantes en IR lointain (Eales et al.1989, Carico et al.1992).

Ce type d'observations permet donc d'estimer la masse de poussières froides, soit près de 90 % de la masse de poussières du MIS (Devereux & Young 1990). Par contre, la provenance de cette émission n'est pas claire, les sources résidant soit dans le matériau moléculaire, soit dans le milieu diffus atomique. Ces premières observations étaient faites à l'aide de bolomètres uniques. Plus récemment, des matrices de bolomètres ont été installées et permettent de faire de l'imagerie.

Ces observations ont permis de comprendre la répartition spatiale de l'émission de la poussière froide dans une dizaine d'objets, en général vus par la tranche pour garantir une forte densité de colonne le long de la ligne de visée (NGC 5907 par Dumke et al.(1997), NGC 4565 par Neininger et al.(1996), NGC 891 par Guélin et al.(1993), NGC 3079 par Braine et al. (1997), NGC 3627 par Sievers et al.(1994), NGC 4631 par Braine et al.(1995), M51 par Guélin et al.(1995)).

La distribution radiale de l'émission continue millimétrique suit d'abord celle de l'émission CO vers le centre et le milieu du disque optique, puis parfois celle du gaz HI en périphérie du disque. A l'échelle du disque, l'émission de la poussière froide est donc certainement représentative de la masse du gaz interstellaire neutre. Depuis 1996, on peut aussi observer cette émission continue due à la poussière froide à l'aide du satellite ISO: l'instrument ISOPHOT, fonctionnant à 180 μ m, permet d'estimer l'émission de la poussière à la limite des deux régimes de température de la poussière. Notons que le continu infrarouge entre 60 et 100 μ m de la poussière tiède, détecté par IRAS, nous renseigne plutôt sur la formation stellaire (Ryter & Puget (1977), Gispert et al.(1982), Hauser et al.(1984)), et trace vraisemblablement moins de 10% de la masse totale de poussière (Devereux & Young (1990)). Nous avons utilisé ces deux modes d'observation (sol pour le (sub)millimétrique et espace pour l'infrarouge lointain) pour une partie des galaxies isolées. Notre objectif est de tester si l'émission de la poussière froide est une bonne alternative à la méthode "¹²CO" pour estimer les masses de gaz moléculaire.

20% des objets de l'échantillon de galaxies isolées sont restés non-détectés lors de la

mission du satellite IRAS. Il importe d'obtenir leur flux à 60 & 100 μ m avec ISOPHOT en profitant de la sensibilité accrue depuis IRAS. Nous présentons dans la première partie de ce chapitre les observations obtenues sur ISO avec l'instrument PHOT pour 10 objets isolés, aux longueurs d'onde 60, 100 & 180 μ m. Ces résultats sont encore très provisoires, puisque d'autres observations sont encore en cours afin de compléter le programme. Par manque de calibration absolue définitive, ces résultats sont plutôt qualitatifs et nous nous efforcerons de mettre en évidence les propriétés des objets détectés et de comprendre les non-détections. Dans la seconde partie nous présentons les observations au sol, au Caltech Submillimeter Observatory, à Hawaii, de 11 objets isolés aux longueurs d'onde de 1.3 mm et 450 μ m. Nous cherchons ensuite à savoir si cette émission indique des masses de gaz du même ordre de grandeur que celles déduites d'observations CO et HI.

2.2 Observations ISOPHOT.

2.2.1 Observations à 60-100 microns.

Les images obtenues par la caméra C100 sont composées de 3 x 3 pixels, chaque pixel couvrant un champ encore mal déterminé, de l'ordre de 45" x 45". Les filtres à 60 et 100 μ m possèdent les mêmes caractéristiques de bande passante que les filtres d'IRAS. Deux positions sont observées le même nombre de fois, SOURCE et CIEL, dans le mode PHOT-C, AOT 32. Les corrections pour la linéarité et la sensibilité de la réponse des détecteurs ont été faites à partir des mesures de la Source de Calibration Fine (FCS en anglais) au début et à la fin de chaque observation d'objet. Lors de la réduction des données, 6 objets ont présenté une calibration incomplète par la FCS, et nous avons eu recours à des valeurs par défaut pour la calibration: ce traitement peut apporter des résultats très discutables, mais il n'y a pas d'alternative à l'heure actuelle pour pallier à ce problème. La position extérieure, CIEL, est utilisée pour soustraire le fond de ciel. En revanche, elle ne permet pas d'effectuer de plage de lumière uniforme pour le détecteur. L'étude de la variation de réponse du récepteur pour la position CIEL lors d'observations rapprochées d'objets différents, a montré des fluctuations spatiales de l'ordre de 20-30 %. Celles-ci sont provoquées par la présence de cirrus galactiques, et en l'absence d'autres positions CIEL proches, nous ne pouvons soustraire aisément cette composante. Après soustraction de la position CIEL à la position SOURCE, nous obtenons une image bruitée, présentant des valeurs de flux positives ou négatives dans les pixels de la carte. La méthode employée pour obtenir l'image finale F est une extraction itérative à 3 σ_n . Soit M_n la moyenne des pixels dans l'image

I_n, σ_n le bruit dans l'image I_n, nous extrayons de I_n toute information supérieure à M_n + 3 σ_n pour produire l'image F_n. Nous réiterons ce schéma dans l'image résiduelle I_{n+1} = I_n - F_n, jusqu'à ce qu'aucune valeur de pixel ne dépasse le seuil de M_n + 3 σ_n . L'image finale F est constituée de la somme des images F_n, F= \sum F_n. Le bruit dans la dernière image résiduelle donne l'incertitude sur la valeur des pixels dans l'image finale F. Avec ce schéma d'extraction, le flux dans l'image résiduelle vaut moins de 10 % du flux dans l'image original. Nous n'apportons aucune correction supplémentaire aux valeurs de flux obtenues, bien que le sous-échantillonnage de l'image par la matrice de détecteurs implique une perte de flux: celle-ci n'a pas encore été calibrée. La limite de détection pour ces observations est de l'ordre de 100 mJy par pixel pour des temps de pose de l'ordre de 700 secondes sur l'objet.

Pour 10 objets observés, l'émission est détectée dans 10 objets à 60 μ m, 9 objets à 100 μ m (Tab 2.1). Elle est clairement étendue pour les objets de grande taille apparente en optique, et reste confinée à la taille du disque optique. Il existe une grande ressemblance entre les distributions spatiales d'émission à 60 et 100 μ m (voir Kara 716 et 789). Kara 769 s'avère être une détection douteuse puisqu'aucune correspondance nette n'apparaît entre les deux cartes.

Nous avons pu effectuer une comparaison avec les mesures IRAS pour un seul objet, Kara 910, puisque les autres objets n'avaient pas été détectés par cette mission. La densité spectrale de flux PHOT à 60 μ m, S₆₀, est en accord à 20% avec la densité spectrale IRAS à 60 μ m, tandis que la densité de flux à 100 μ m est inférieure au flux IRAS par 120 %. Tuffs et al.(1996) signalent que la réponse des détecteurs PHOT peut varier par un facteur 2 durant une orbite. Les objets Kara 716 et Kara 984, non-détectés par IRAS, présentent des densités de flux totales S₁₀₀ > 0.5 Jy (limite de détection d'IRAS), et < 0.5 Jy pour le point central. Pour les 8 autres galaxies, les densités de flux à 60 et 100 μ m sont inférieures à 0.5 Jy, ce qui tend à confirmer la non-détection par IRAS.

Les rapports de densité de flux S_{60}/S_{100} prennent des valeurs comprises entre 0.1 à 1.5, que ce soit à l'échelle d'un pixel ou pour un objet pris dans sa totalité. Cette gamme de valeurs est bien plus large que celle observée par IRAS, les valeurs S_{60}/S_{100} valant typiquement de 0.2 à 0.7 pour des galaxies 'standards'. Des valeurs de l'ordre de 1 à 2 donnent des températures aberrantes pour ce domaine de longueur d'onde (45 K) et ne sont observées que pour des galaxies actives (AGN ou starbursts).

Là encore, nous suspectons une différence de calibration entre les instruments ISOPHOT et IRAS. Hippelein et al.(1996a,b) ont aussi annoncé une différence de densité de flux avec

IRAS de l'ordre de 30%, explicable par l'extension spatiale des galaxies étudiées (M51 et M101) et l'étalement de la PSF supérieur à ce qui était originellement attendu. Nous avons inspecté les valeurs des rapports 60/100 en fonction de l'extension des objets: il n'apparaît pas de différence systématique entre les objets résolus et non-résolus.

Cependant, malgré ces difficultés, nous allons essayer d'explorer les corrélations entre les flux S_{60} , S_{100} et S_{CO} , S_{HI} . Puisque les bandes PHOT 60 et 100 sont calquées sur celles d'IRAS, nous utilisons la formule classique d'estimation des luminosités en infrarouge lointain d'IRAS (Lonsdale & Helou (1987)):

$$L_{FIR} = 0.394 \times 10^6 D_{Mpc}^2 \times (2.58S_{60} + S_{100})$$

Les relations entre L_{FIR} (ISOPHOT) et M_{H2} , M_{HI} et L_B sont montrées Fig 2.2. Nous avons aussi ajouté les objets isolés déjà détectés par IRAS. Si nous nous référons aux corrélations moyennes obtenues avec IRAS, 5 objets observés par PHOT présentent clairement une déficience d'émission FIR. L'infrarouge lointain semble sous-estimé par un facteur 2 à 3 pour 8 objets: à nouveau nous suspectons la calibration à 100 μ m. Une correction de S_{100} par un facteur 2 reste compatible avec la non-détection par IRAS à 100 μ m pour ces objets. D'autres galaxies de l'échantillon, observées par IRAS, doivent être observées d'ici la fin de la mission et permettront de mieux comprendre les différences de calibration entre PHOT et IRAS.

2.2.2 Observations à 180 microns.

Nous présentons dans Tab 2.1 les données de PHOT à 180 μ m. La caméra C200 est une matrice de 2 x 2 pixels, chaque pixel couvrant approximativement 90" x 90", ce qui rend encore plus aléatoire qu'à 100 μ m l'évaluation d'une détection ou d'une extension spatiale de l'émission. Par ailleurs, il subsiste encore un doute sur le centrage de la source au milieu de la matrice. La calibration en flux est cependant considérée comme fiable. Nous utilisons la même procédure d'extraction de la densité de flux dans l'image. La limite de détection pour ces observations est de l'ordre de 100 mJy par pixel. Trois objets parmi les 10 observés ne sont pas détectés à 180 μ m. Lorsque l'émission est étendue, elle ne présente pas de forte variation spatiale.

Nous calculons la masse de poussière froide en supposant que l'émission détectée est celle d'un corps noir de brillance B_{ν} à la température T_d . La densité de flux S_{ν} reçue dans

un faisceau d'angle solide Ω s'écrit:

$$S_{\nu} = \Omega B_{\nu}(T_d)(1 - e^{-\tau_{\lambda}})$$

l'opacité τ_{λ} s'exprime, d'après Mezger et al.(1990), en fonction de la longueur d'onde et de la densité de colonne N_H:

$$\tau_{\lambda} = \sigma_{\lambda} N_H = 7 \times 10^{-21} (\frac{\lambda}{\mu m})^{-2} b(\frac{Z}{Z_{\odot}}) (\frac{N_H}{cm^{-2}})$$

Le paramètre b vaut typiquement 1 dans les nuages diffus (HI), et augmente jusqu'à b= 1.5-2 dans le cas de nuages moléculaires (Dumke et al.(1997), Pajot et al. (1986)). Nous prenons b=1, et une métallicité Z = Z_☉. Le rapport de masse gaz/poussières est implicite dans la formule précédente. Si l'on suppose un coefficient d'absorption massique ² κ_{λ} = 4.6 cm² g_{dust}⁻¹ à 300 µm (Hauser et al. 1984) ($\kappa_{\lambda} \propto \lambda^{-2}$), on trouve un rapport

$$\frac{M_{dust}}{M_{gaz}} = \frac{1}{100}$$

Comme $\tau_{\lambda} \ll 1$ en infrarouge lointain, la masse d'hydrogène M_H peut être déduite de l'observation de l'émission continue de la poussière froide. En effet, pour une galaxie non-résolue, de taille R, on peut écrire cette masse comme:

$$M_H = \frac{N_H}{\pi R^2} m_H \tag{2.1}$$

ave m_H la masse du proton. L'angle solide Ω sous lequel la source est vue à une distance D étant

$$\Omega = \pi \frac{R^2}{D^2}$$

la densité de flux S_{ν} peut s'exprimer en fonction de la masse de gaz:

$$S_{\nu} = \frac{M_H}{D_{M_{pc}}^2} \frac{\sigma_{\lambda}}{c^2} \frac{2h\nu^3}{e^{h\nu/kTd} - 1}$$
(2.2)

A 180 μ m, l'application numérique avec T_d = 18 K donne:

$$(rac{M_{H}^{180}}{M_{\odot}}) = 4.42 imes 10^{5} (rac{S_{180}}{Jy}) (rac{D}{Mpc})^{2}$$

L'estimation de la masse de gaz reste cependant très sensible à la température de poussière employée. Le facteur numérique de la Form. 2.2 diminue d'un facteur 10 lorsque l'on

 $^{^{2}\}kappa_{\lambda}$ est déterminé par le modèle de grains retenu.

200 Section of the section

passe de 18 à 40 K. Pour les galaxies détectées par PHOT, le rapport des densités de flux S_{100}/S_{180} se situe autour de 1 avec une grande variance. Ce rapport vaut théoriquement 0.5 pour des poussières de $T_d = 18$ K et 3.4 pour $T_d = 40$ K. De toute évidence, il subsiste encore une mauvaise calibration entre les filtres à 100 et 180 microns.

La Fig 2.3 présente les relations obtenues entre M_H^{180} et M_{H2}^{12CO} (6 objets), M_{HI} (7 objets). Les masses de gaz M_H^{180} sont supérieures aux masses de gaz moléculaires déduites de CO par un facteur 3-5, tandis qu'elles restent inférieures aux masses de gaz M_{HI} . En l'absence de bonne calibration des données PHOT, il est dangereux d'essayer d'attribuer l'origine de l'émission à 180 microns plutôt à une des deux phases. Nous pouvons néanmoins tenter de prédire les flux attendus pour deux des trois objets non-détectés à 180 μ m qui n'avaient pas non plus été détectés par IRAS à 100 microns) ³, en employant les corrélations qui ne sont pas montrées Fig 2.3. Ces galaxies sont fortement inclinées par rapport à la ligne de visée (60-75 degrés). Dans le cas de Kara 830, non observée en CO mais possédant une masse de HI de 2.6 × 10¹⁰ M_☉, nous estimons la densité de flux attendue à S₁₈₀ \simeq 0.35 Jy. Kara 949, non-détectée en CO, possède une masse HI de 10⁹ M_☉ conduisant à S₁₈₀ \simeq 0.20 Jy. Ainsi dans les deux cas, le flux attendu ne dépasse pas la limite à 3 σ . La non-détection est donc explicable par le manque de sensibilité du récepteur et des temps de pose trop courts.

FIG. 2.2: Relation entre L_{FIR} (ISOPHOT) et M_{H2} , M_{HI} et L_B .

 $^{^{3}}$ Le troisième objet, Kara 889, n'ayant été observé ni en CO(1-0) ni en HI, nous ne tentons pas d'estimation de flux...





FIG. 2.4: Relations entre M_H^{160} , M_{H2} , M_{HI} , $M_{gaz} = M_{H2} + M_{HI}$.

and an an an an an Ar

TAB. 2.1: Cartes 3 x 3 pixels des galaxies isolées obtenues par l'instrument ISOPHOT, à 60 et 100 μ m. La projection des cartes est R.A. le long des lignes, DEC le long des colonnes. Nous reportons les densité de flux en Janskys. Les non-détections sont indiquées par le symbole <, suivi de la limite supérieure à 3 σ , σ étant le bruit par pixel dans l'image résiduelle. L'incertitude typique sur les densités de flux en cas de détection est de 30-50 %.

Source		$60 \mu m$		total 60		$100 \ \mu m$		total 100
KA716	0	0.00	0		0	0.00	0.02	
	0.06	0.08	0		0.08	0.05	0.02	
	0	0.03	0.01	0.18	0	0.04	0	0.21
KA769	0	0	0		0	0	0.01	
	0.05	0	0.05		0.04	0.02	0	
	0.02	0	0	0.12	0	0.02	0	0.09
KA785	0	0	0		0	0	0	
	0	0.08	0		0	0.13	0.03	
	0	0.03	0	0.11	0	0.06	0.05	0.27
KA830 ··	0	anus 0 ⁿ unu	. 0 .	a a ta	0.	0	0	ala da kara da tatan da
	0	0.22	0		0	0.17	0	
	0	0	0	0.22	0	0	0	0.17
KA879	0	0.06	0		0	0.05	0	
	0.03	0.24	0		0.07	0.37	0	
	0	0.01	0.01	0.34	0	0.02	0	0.51
KA886	0	0	0		0	0.01	0.02	
	0	0.07	0		0	0.19	0.03	
	0	0	0	0.07	0	0.01	0	0.26
KA889	0	0	0		0	0	0	
	0.05	0.03	0		0	0	0	
	0	0	0	0.08	0	0	0	< 0.06
KA910	0	0	0		0	0.02	0	
	0.10	0.39	0		0.16	0.46	0.14	
	0	0	0	0.49	0	0.10	0.05	0.93
KA949	0	0.02	0		0	0.01	0.01	
	0.06	0.04	0		0.02	0.06	0	
	0	0.03	0.02	0.15	0	0	0	0.10
KA984	0	0	0		0	0	0.02	
	0.11	0.49	0.03		0.26	0.46	0.05	
	0	0.03	0.16	0.82	0.02	0.10	0	0.91

TAB. 2.2: Cartes 2 x 2 pixels des objets isolés, par l'instrument ISOPHOT, à 180 μ m, flux en Janskys. Les non-détections sont indiquées par le symbole <, suivi du bruit par pixel. Les détections douteuses sont marquées par * dans la colonne 3. L'incertitude sur les flux est de 30-50 %. Le temps d'observation en position SOURCE est indiqué entre parenthèses dans la colonne des densités de flux. Les températures de poussières, pour une émissivité en λ^{-2} , sont indiquées entre parenthèses.

Source	180	180	total 180	S_{60}/S_{100}	S_{100}/S_{180}
KA716 (U10104)	0.02	0.016			
	0.016	0.02	0.072*	0.86 (36 K)	2.9 (46 K)
KA769 (U10528)	0	0.06			
	0	0	0.06*	1.3 (42 K)	1.5 (28 K)
KA785 (U10685)	0	0			
	0	0.19	0.19	0.41 (28 K)	1.4 (27 K)
KA830(U10981)	0	0			
	0	0	< 0.90	1.3 (43 K)	> 0.2 (23 K)
KA879 (U11575)	0.10	0.10		a di da serie di	a transformation and a
	0	0.10	0.30	0.67 (33 K)	1.7 (31 K)
KA886 (N6954)	0	0			
	0	0.13	0.13	0.27 (25 K)	2.0 (34 K)
KA889 (N6969)	0	0			
	0	0	< 0.28	> 1.33 (42 K)	$\simeq 0.3~(24~{ m K})$
KA910 (I 5104)	0.20	0.35			
	0.39	0.33	1.27	0.53 (30 K)	0.73 (20 K)
KA949 (U11921)	0	0			
	0	0	<0.15	1.5 (46 K)	>0.7(20 K)
KA984 (N7367)	0.16	0.12			
	0.18	0.22	0.68	0.9 (36 K)	1.3 (26 K)

FIG. 2.3: Relation entre M_H^{180} , M_{H2}^{12CO} , M_{HI} et $M_{gaz} = M_{H2}^{12CO} + M_{HI}$ pour les objets observés en CO et HI.

 $(x_{i})^{T} = \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1}$

2.3 Observations à 160 microns avec LWS.

Par ailleurs, nous avons utilisé les observations effectuées avec l'instrument LWS sur ISO d'un échantillon comprenant une partie de ces galaxies, afin de vérifier le niveau de continu vers 160 μ m (cf chap. 4). Le faisceau de LWS couvre environ 80" x 80", soit une surface angulaire identique à un pixel de C200, 4 fois supérieure à celle d'un pixel de C100. D'après le Tab 2.3, pour 13 objets, le rapport de densités de flux S₁₀₀ (IRAS, sauf pour Kara 910, par PHOT) et S₁₆₀ par LWS, S₁₀₀/S₁₆₀, est compris entre 0.27 et 1.48: pour une émissivité de la poussière $\epsilon_{\lambda} \propto \lambda^{-2}$, ce rapport est compatible avec une température de poussière comprise entre 18 K et 25 K. Deux objets, Kara 813 et Kara 976, présentent des rapports de densité de flux S₁₀₀/S₁₆₀ de l'ordre de 5, incompatibles avec une température unique de poussière (T=50 K équivaut à un rapport de densités de flux S₁₀₀/S₁₆₀ = 3.4). Les spectres de ces objets sont probablement parasités par l'émission des cirrus dans la position de référence puisqu'il est peu probable que:

- le flux IRAS à 100 μ m ait été surestimé,

- le "chopper" de LWS visant à 180", il ait pu détecter une émission hors du disque optique de ces galaxies de diamètre inférieur à 2'.

Nous calculons des masses de gaz indicatives avec une température moyenne de 18K à partir de la densité de flux à 160 μm , M_H^{160} . La Fig 2.4 montre que les masses M_H^{160} sont en moyenne supérieures aux masses de gaz moléculaire déduites de la raie de CO(1-0) et inférieures à celles de gaz atomique déduites de la raie de HI 21cm. Une température T_d supérieure à la température standard adoptée de 18 K pourrait diminuer M_H^{160} et l'amener au niveau de M_{H2} .

Finalement, nous avons comparé les densités de flux obtenus par PHOT et LWS pour Kara 910 (la source la plus brillante dans C200): la densité de flux à 160 μm d'après LWS est 2 fois plus forte que celle mesurée par PHOT à 180 μm . Les flux pour les autres objets observés par PHOT sont inférieurs par un facteur bien plus important aux flux déduits de LWS par un facteur 8 à 37 (Tab 2.3), ce qui montre la mauvaise calibration des sources faibles détectées avec PHOT. Nous accordons finalement notre confiance aux mesures déduites de LWS. Lord et al.(1996) trouvent un accord de l'ordre de 30% sur les valeurs de LWS pour NGC 5713 avec les flux IRAS.

A la vue de ces résultats, nous pouvons conclure que les données quantitatives du continu LWS sont exploitables, contrairement aux données PHOT.

TAB. 2.3: Comparaison des données IRAS, PHOT, LWS entre 100 et 180 μ m, pour 24 objets. Les densités de flux sont en Janskys. La température associée au rapport S_{100}/S_{160} est indiquée en avant-dernière colonne.La dernière colonne indique le rapport S_{160}/S_{180} déduit respectivement des mesures LWS et PHOT.

source	S_{100}	S ₁₆₀	S ₁₈₀	S_{100}/S_{160}	S_{160}/S_{180}
	IRAS ou PHOT	LWS	PHOT	$(T_d(\mathbf{K}))$	
	Jy	Jy	Jy		
KA 682 (N5949)	4.09	4.4 ± 1.8		0.93 (22 K)	
KA 712 (N6012)	3.80	3.2 ± 1.3	_	1.18 (25 K)	
KA 716 (U10104)	—	2.3 ± 1	0.072		32
KA 748 (U10445)	1.37	4.9 ± 2.1		0.65 (19 K)	
KA 769 (U10528)	_	2.2 ± 1	0.06		37
KA 772 (I 1231)	2.07	1.4 ± 0.6	—	1.48 (28 K)	
KA 785 (U10685)		1 ± 0.5	0.19	—	5.2
KA 786 (U10699)	4.41	4.5 ± 1.9	—	0.98 (23 K)	—
KA 791 (U10743)	4.21	9 ± 3		0.47 (18 K)	
KA 805 (I 1256)		2.9 ± 1.3			
KA 808 (U10862)		< 0.6			
KA 812 (N6389)	4.88	6.2 ± 2.7		0.79 (21 K)	
KA 813 (N6412)	7.38	1.3 ± 0.5	—	5.68	—
KA 828 (U 10972)	—	1.3 ± 0.6	—		—
KA 838 (I 1269)	2.49	4.6 ± 1.8	—	0.54 (18K)	8.5
KA 862 (N6711)	4.5	3.3 ± 1.3	—	1.36 (27 K)	—
KA 879 (U11575)	—	2.4 ± 1	0.30		8
KA 897 (N7025)	1.0	3.7 ± 1.5		0.27 (15 K)	
KA 910 (I5104)	0.93	3.5 ± 1.2	1.27		2.75
KA 911 (N7056)	2.68	2.5 ± 1.2		1.07 (24 K)	
KA 930 (I 1401)	2.11	5.7 ± 2.3	—	0.37 (16 K)	—
KA 935 (N7156)	4.66	6.9 ± 2.8	—	0.67 (20 K)	—
KA 971 (U12082)		1.2 ± 0.5			
KA 976 (N 7328)	3.87	< 0.69	—	5.61	

2.4 Observations (sub)millimétriques au CSO

Les avantages de l'observation (sub)millimétrique de l'émission continue de la poussière froide résident dans la maîtrise de l'évaluation directe des masses de poussières, sans passer par une relation empirique de calibration comme pour l'émission CO. Par ailleurs, à ces longueurs d'onde, le facteur de conversion est moins dépendant de la température de poussière que dans le cas d'observations entre 100 et 200 microns. Un inconvénient de ces observations subsiste lorsque l'on manque de résolution spatiale pour évaluer la distribution radiale de l'émission: en intégrant toute l'émission à l'échelle du disque on mélange alors les émissions des phases atomique et moléculaire, avec des poussières aux propriétés différentes.

Des observations de 11 galaxies isolées ont été réalisées avec le radiotélescope de 10.4 m de diamètre de Caltech⁴. Le CSO est situé sur le volcan Mauna Kea dans la grande île d'Hawaï. Ce programme avait pour but de déterminer la faisabilité d'un programme plus large d'observations de galaxies isolées avec la matrice de bolomètres, SHARC, désormais en fonctionnement au CSO depuis l'hiver 1995-96.

La sensibilité de l'instrument est de 300 mJy $s^{-1/2}$ à 1.3mm, 5 Jy $s^{-1/2}$ à 450 μ m pour de bonnes conditions météorologiques, comme celles dont nous avons pu profiter.

Les galaxies isolées de cet échantillon présentent des tailles de 1 à 4'; la taille du faisceau du télescope étant de 11" à 450 μ m et 30" à 1.3mm, les mesures obtenues sont des limites inférieures au flux total de ces objets. La soustraction du ciel se faisant en visant à 2' de la position pointée, le risque de contamination par une émission étendue du disque ne peut être totalement écarté. Puisque l'observation d'un seul point nécessite plusieurs heures, les objets n'ont été observés qu'en leur point central.

⁴Une autre session d'observation, d'une semaine au SEST, en novembre 1996, n'a pas permis d'atteindre la sensibilité nécessaire à la détection des objets observés, en raison d'un contenu en vapeur d'eau atmosphérique trop élevé.

Les mesures (base de temps: 1 minute) sont moyennées et corrigées de la transmission atmosphérique à l'élévation de la source sur toute l'observation, après rejet des valeurs aberrantes. La calibration primaire est effectuée sur une planète suffisamment brillante pour être rapidement détectée par le bolomètre: Uranus (dont la température de surface est bien connue et dont la taille apparente est lue dans les éphémérides). Les calibrations secondaires ont été réalisées sur des sources de la littérature (Tab 2.4): nous trouvons un accord meilleur que 50% entre les références et nos mesures. Les mesures répétées de ces différentes sources se sont révélées constantes à 10 % près sur les 4 jours d'observations.

Les valeurs numériques des flux sont présentées dans Tab 2.5. Deux sources ne sont pas détectées à 1.3mm, dont NGC 2532, qui n'est pas non plus détectée par Chini et al. (1996) dans les 11" du faisceau du 30 m de l'IRAM.

Source	$450 \ \mu m \ (ref)$	450 μ m (observ. CSO)
3C 273	(voir note)	11.5 ± 1.2 Jy
	1300 µm (ref)	1300 μ m (observ. CSO)
IRC+10216	3.6 ± 0.4 Jy, Eales et al.(1989)	$2.1\pm0.1~{ m Jy}$
Mrk 231	29 \pm 1 mJy, Carico et al. (1992)	< 31 mJy
	43 ± 5 mJy, Krügel et al.(1988)	
Arp 220	$0.23\pm0.01~{\rm Jy}$, Carico et al.(1992)	$0.29\pm0.03~{ m Jy}$
	< 0.6 Jy, Eales et al.(1989)	

TAB. 2.4: Calibration secondaire, entre la littérature (col. 2) et nos observations au CSO (col. 3).

Note: la source 3C273 est de toute façon variable. Aucune mesure à 450 microns n'est disponible pour comparaison. Une mesure à 1.3mm donne 12.7 Jy (IRAM Fév. 1993). IRC+10216 est une source étendue, avec un diamètre en CO de l'ordre de 160", ce qui explique que le flux soit inférieur à la mesure de Eales et al.(1989).

TAB. 2.5: Données acquises au CSO (taille du faisceau: 11" à 450 μ m, 30" à 1300 μ m). Les galaxies observées sont toutes de type morphologique compris entre Sb et Scd. La température de poussière correspondant au rapport S₁₃₀₀/S₄₅₀ est indiquée en dernière colonne.

	Source	$450~\mu{ m m}$	$1300 \ \mu m$	S_{1300}/S_{450} (T _d)
		Jy	mJy	
	IC 302	-	29 ± 13	
	IC 651	1.22 ± 0.25	$17~\pm~5$	1.4 e-2 (16K)
	NGC 2532		< 20	
	NGC 2644		26 ± 11	
	NGC 3049		22 ± 5	
	NGC 4348	0.61 ± 0.29		
	NGC 5690	1.86 ± 0.88	34 ± 3	1.8e-2 (14K)
	NGC 6643	1.68 ± 0.40		—
	UGC 10699	1.16 ± 0.3	21 ± 7	1.8e-2 (14K)
	UGC 10743		< 36	_
and the second			<u> </u>	·

Nous ajoutons l'observation submillimétrique d'une autre galaxie isolée, NGC 3437 (Chini et al.(1996)) ⁵. Afin de comparer les propriétés de ces objets isolés (échantillon final: ISOLMM), nous utilisons aussi les observations de 50 autres objets (échantillon final: TOUTMM): galaxies non-actives (Chini et al.(1995, 1996)), galaxies actives (Chini et al.(1992)) ou ultralumineuses (Carico et al.(1992)), pour lesquelles existent des données CO et HI.

Andreani & Franceschini(1992), Chini et al.(1995), ont montré que le profil radial d'émission de la poussière froide, à 1.3mm, est rapidement décroissant dans le disque visible, puis suit la distribution du gaz atomique en dehors du disque optique. Ce phénomène est clairement visible dans les galaxies vues par la tranche (voir Guélin et al 1993 pour NGC 891). Afin de ne pas introduire de corrections ad-hoc des flux bruts, nous n'apportons pas de correction aux flux, mais gardons en mémoire que la majorité de ces observations ne couvrent que 25 à 50 % de la surface du disque optique. Nous supposons que la contribution de la raie 12 CO(2-1) est négligeable dans l'émission du continu millimétrique détectée par le bolomètre.

⁵Nous n'avons pas inclus les observations de deux autres galaxies isolées, NGC 2903 et NGC 3556 par Eales et al.(1989), à des longueurs d'onde intermédiaires.

Le rapport des flux à 450 et 1300 μ m donne une valeur indicative de 14-16 K, bien que les surfaces observées soient différentes ⁶. Nous n'utiliserons pas les données à 450 microns puisqu'elles couvrent une surface bien inférieure à celles des observations CO(1-0). Nous estimons toujours une masse de gaz d'après la Form 2.2. Numériquement, pour T_d= 18K,

$$(rac{M_{H}^{1.3}}{M_{\odot}}) = 8.62 imes 10^{7} rac{S_{1.3}}{Jy} D_{Mpc}^{2}$$

où S_{1.3} représente la densité de flux à 1.3mm. Cette fois-ci, $M_H^{1.3}$ est inversement proportionnelle à la température puisque nous sommes en régime Rayleigh-Jeans. Le choix d'une température T_d a donc une moindre incidence qu'à 180 µm. La masse de gaz $M_{H^2}^{1.3}$ donne une estimation de la masse de gaz contenu dans la moitié du disque optique, $M_{H^2}^{CO}$ donne la masse corrigée pour les parties non-observées à l'intérieur du disque optique, et M_{HI} donne une estimation de la masse de gaz atomique sur une surface quatre fois plus grande que le disque optique. Nous définissons $M_{gaz} = M_{HI} + M_{H2}^{12CO}$, qui représente donc une masse de gaz comprise à l'intérieur comme à l'extérieur du disque optique. Les relations obtenues entre les différentes quantités sont montrées Fig 2.5 et Fig 2.6. En moyenne, les masses de gaz $M_H^{1.3}$ sont supérieures aux masses de gaz déduites de M_{HI} et M_{H2}^{12CO} . Par contre les masses $M_H^{1.3}$ sont du même ordre de grandeur que M_{gaz} . Le Tab 2.6 montre qu'en moyenne, les masses de gaz déduites du continu à 1.3mm sont 2 fois supérieures à celles déduites soit de ¹²CO(1-0), soit de HI à 21 cm. La tendance disparaît si l'on compare $M_H^{1.3}$ à M_{gaz} et l'on trouve alors des masses quasiment identiques. Ce résultat suggère que l'émission continue trace la poussière présente dans les deux phases.

TAB. 2.6: Valeur moyenne des rapports entre les masses de gaz déduites du continu à 1.3mm et les masses déduites d'observations CO(1-0) et HI.

Sélection	$\mathrm{Log}(\mathrm{M}_{H}^{1.3}/\mathrm{M}_{H2}^{CO})$	$Log(M_H^{1.3}/M_{HI})$	$Log(M_H^{1.3}/M_{gaz})$
ISOLMM	0.59 ± 0.21 (8)	-0.09 ± 0.17	-0.13 ± 0.05
TOUTMM, $M_{H2}/M_{HI} < 0.5$	0.51 ± 0.11 (23)	$\textbf{-0.15}\pm0.09$	$\textbf{-0.25}\pm0.09$
TOUTMM, $M_{H2}/M_{HI} > 0.5$	$0.19 \pm 0.06 \; (35)$	0.33 ± 0.08	-0.06 ± 0.07
TOUTMM, Total	$0.32 \pm 0.06 \ (58)$	0.17 ± 0.07	$\textbf{-0.13} \pm \textbf{0.05}$

⁶La surface couverte à 450 microns étant inférieure à celle couverte à 1.3mm, les températures données sont des limites inférieures.
Nous cherchons maintenant à estimer si les propriétés d'absorption et d'émission de la poussière diffèrent notablement en fonction de la phase où elle existe. Pour ce faire, nous avons séparé l'échantillon TOUTMM en deux parties, selon que les objets possèdent ou non une large fraction de gaz sous forme moléculaire, c'est à dire selon que le rapport $R_{H2/HI} = M_{H2}^{12CO}/M_{HI}$ est supérieur ou inférieur à 0.5 (Tab 2.6). Pour les objets avec $R_{H2/HI} > 0.5$, nous trouvons que $\langle M_H^{1.3}/M_{gaz} \rangle \simeq 0.87$ (23 objets), et pour les objets avec $R_{H2/HI} < 0.5$, nous trouvons que $\langle M_H^{1.3}/M_{gaz} \rangle \simeq 0.56$ (37 objets). D'après les tests statistiques, cette différence est significative. Cet effet peut s'expliquer par la prédominance de l'émission de la poussière du milieu moléculaire, puisque ces observations millimétriques couvrent principalement l'intérieur du disque optique. La validité de l'utilisation de l'émission à 1.3mm pour calculer des masses de gaz (M_{H2} ou $M_{H2}+M_{HI}$) dépendrait du rapport M_{H2}/M_{HI} : la Fig 2.8 n'est d'ailleurs pas sans rappeler les résultats du chapitre 1, puisqu'elle montre une diminution du rapport $M_{H3}^{1.3}/M_{HI}$ le long de la séquence morphologique par un facteur 3.

Nous devons par ailleurs rester vigilants quant aux effets de métallicité. Pour des objets à faible métallicité, la fraction massique des poussières diminue et les valeurs employées pour le calcul de l'opacité ne sont plus valables, entraînant une sous-estimation de la masse de gaz, $M_H^{1.3}$. La Fig 2.7 montre que la métallicité des parties centrales des disques décroît globalement le long de la séquence morphologique, des types précoces aux types tardifs. Par ailleurs le gradient radial de métallicité (négatif vers l'extérieur du disque) semble plus fort dans les galaxies de type intermédiaire (Zaritsky et al 1994). Il semble aussi acquis que le gradient de métallicité est moins fort dans les galaxies barrées (Vila-Costas & Edmunds (1992)). Ces résultats sont encore peu nombreux, car ils nécessitent la mesure de la métallicité en différentes régions HII d'une galaxie (Ryder 1995). La Fig 2.8 peut donc aussi être interprétée comme le résultat de la variation de métallicité sur l'évaluation de $M_{H}^{1.3}$ (M $_{HI}$ étant indépendant de la métallicité). Il est bien connu que la magnitude absolue dans le bleu, M_B , est anticorrélée avec la métallicité (Fig 2.9). Cette relation luminosité-métallicité est valable pour les galaxies spirales comme pour les galaxies irrégulières ou elliptiques, ainsi que pour les galaxies naines sphéroidales (Oey & Kennicutt (1993)). Fig 2.10, nous montrons la relation entre le rapport de masses $M_H^{1.3}/M_{gaz}$ et la magnitude absolue M_B . La dispersion des valeurs de $M_H^{1.3}/{
m M}_{gaz}$ est très large et ne présente aucune relation nette avec la magnitude absolue. Un effet est certainement détectable en observant des objets pour des valeurs de M_B plus fortes ([-18,-14]).

En conclusion, les méthodes de mesure de la masse de gaz moléculaire à partir de la raie de ${}^{12}CO(1-0)$ et de l'émission dans le continu de poussière froide conduisent à des masses de gaz comparables pour des systèmes à métallicité "normale". Il faut néanmoins

Poussière froide

rester prudent quant à l'utilisation de ces deux méthodes pour des galaxies naines ou peu métalliques. Le faible nombre d'objets suffisamment couverts spatialement par les observations bolométriques ne permet pas de conclure définitivement sur les variations radiales de l'émission continue millimétrique à l'intérieur d'une même galaxie. Finalement, nous devons constater que les méthodes CO(1-0) ou continu millimétrique présentent des problèmes identiques pour les objets de type tardif dans la détermination de masses de gaz.

FIG. 2.5: Relation entre $M_{H}^{1.3}$ et M_{H2} , M_{H1} , M_{gaz} pour l'échantillon ISOLMM.

FIG. 2.6: Relation entre $M_H^{1.3}$ et M_{H2} , M_{HI} , M_{gaz} pour un ensemble de galaxies détectées à 1.3mm (TOUTMM).

FIG. 2.7: Evolution de la métallicité (évaluée en fonction du rapport d'abondances [O]/[H]), le long de la séquence morphologique, d'après Roberts & Haynes (1993).



FIG. 2.5: Relation entre $M_H^{1.3}$ et M_{H2} , M_{HI} , M_{gaz} pour l'échantillon ISOLMM.



FIG. 2.6: Relation entre $M_H^{1.3}$ et M_{H2} , M_{HI} , M_{gaz} pour un ensemble de galaxies détectées à 1.3mm (TOUTMM).



FIG. 2.7: Evolution de la métallicité le long de la séquence morphologique, d'après Roberts & Haynes (1993).

72

Poussière froide



FIG. 2.8: Variation de $M_{H}^{1.3}/M_{HI}$ le long de la séquence morphologique.



FIG. 2.9: Variation de la métallicité mesurée par le rapport d'abondances [Fe]/[H], avec la magnitude absolue en bande V pour des objets du Groupe Local (figure extraite de Hodge, 1996).



FIG. 2.10: Variation de $M_H^{1.3}/M_{gaz}$ avec la magnitude absolue en bande B, M_B.

73

2.5 Conclusion et perspectives

Les observations PHOT montrent qu'une partie des galaxies non-détectées par IRAS est détectée à 60 & 100 μ m par ISOPHOT. Ces objets présentent une émission confinée au sein du disque optique. Il subsiste une grande difficulté dans les calibrations, que ce soit à 60-100 ou à 180 μ m, au mode observationnel choisi sur PHOT. Celle-ci pourrait être surmontée à l'avenir par l'observation de sources déjà observées par IRAS. L'émission à 180 μ m est détectée par PHOT pour 7 objets. Les objets non-détectés dans cette bande sont probablement des objets à luminosité intrinsèque normale à 180 μ m, à la limite des capacités de détection d'ISOPHOT. Le recueil final des données pour 30 objets isolés permettra de mieux comprendre le rôle joué par les deux phases du MIS dans l'émission à 180 μ m. La masse de données PHOT accumulée par les différents chercheurs du groupe ISO permettra peut-être d'étoffer encore la base de données extragalactiques complète en CO et HI.

Les données de LWS semblent être des mesures beaucoup plus fiables du continu à 160 microns: les températures de poussières déduites des flux à 100 et 160 microns donnent des températures de 18 à 25 K. Les masses de gaz déduites de ce continu sont supérieures à celles déduites de CO(1-0), inférieures à celles déduites de la raie HI à 21cm: cet effet pourrait être la conséquence d'une émission étendue.

Nous avons montré que de toute évidence, l'émission de la poussière froide à l'intérieur du disque optique provient majoritairement du gaz moléculaire. Il n'empêche que des observations à 1.3mm à l'échelle du disque de gaz atomique auraient peut-être révélé une corrélation avec l'émission du gaz atomique. Nous trouvons que les masses de gaz moléculaire déduites du continu millimétrique, avec les hypothèses classiques sur la section efficace et la température de la poussière froide, sont en bon accord avec celles trouvées par la méthode 12 CO.

Les observations de galaxies isolées avec le CSO sont à la limite de ce qui est réalisable avec la sensibilité actuelle. Un gain en sensibilité est prévisible avec l'arrivée de nouveaux bolomètres. Une sensibilité accrue par au moins un facteur 2 permettra d'effectuer ces mesures sur un grand échantillon de galaxies. A l'avenir la cartographie systématique de galaxies vues de face en sub/millimétrique devrait permettre de localiser clairement l'émission de la poussière froide et de connaître les corrections à apporter à des observations non-résolues comme celles que nous avons présentées.

A la vue des difficultés rencontrées avec les différentes méthodes, nous voyons que la méthode "¹²CO" est encore promise à un bel avenir puisqu'elle permet d'étudier en

peu de temps le contenu moléculaire d'un grand nombre d'objets, dans des conditions d'observations finalement assez souples.

Tout cet acharnement pour trouver des techniques de substitution à l'observation de la raie de CO(1-0) se justifie dans le cadre de la tentative de détection du contenu en gaz moléculaire de galaxies distantes: la raie de CO(1-0) étant décalée à des longueurs d'onde > 5mm pour z > 1, l'émission continue entre 100 et 400 microns de galaxies décalé dans le domaine submillimétrique permettrait d'estimer leur réservoir en gaz moléculaire et donc leur capacité de formation stellaire.

L'observation de l'émission des raies de structure fine du carbone neutre $({}^{3}P_{1} - {}^{3}P_{0}$ et ${}^{3}P_{2} - {}^{3}P_{1}$ aux longueurs d'onde de 0.6 et 0.37 mm) est une nouvelle possibilité de tracer le milieu moléculaire dans le domaine submillimétrique. Gerin & Philips (1997) ont montré que l'abondance du carbone varie peu dans le disque d'une galaxie. Dans NGC 891, les raies de CI tracent, comme CO, le milieu diffus moléculaire jusqu'au bord du disque optique. Ce type d'observations est très difficile au sol du fait de l'absorption atmosphérique. La mission spatiale FIRST, programmée pour 2006, permettra d'atteindre une résolution spatiale et une sensibilité qui complèteront notre vue du MIS froid dans les galaxies extérieures.

2.6 Références bibliographiques

Andreani P., Franceschini A., 1992, A&A, 260, 89 Bicay M., Giovanelli R., 1987, ApJ, 321, 645 Bothun G., Lonsdale C., Rice W., 1989, ApJ, 341, 129 Braine J., Krügel E., Sievers, A. et al., 1995, A&A, 295, L55 Braine J., Guélin M., Dumke, M., et al., 1997, A&A, accepté Carico D., Keene J., Soifer B., Neugebauer, G., 1992, PASP, 104, 1086 Chini R., Mezger P. et al., 1984, A&A, 135, L14 Chini R., Kreysa E. et al., 1986, A&A, 166, L8 Chini R., Krügel E. et al, 1992, A&A, 266, 177 Chini R., Krügel E., 1993, A&A, 237, 215 Chini R., Krügel E. et al, 1995, A&A, 295, 317 Chini R., Krügel E., Lemke R., 1996, A&AS, 118, 47 Chini R., 1996, Conf in South Africa "Cold dust and morphology", Kluwer ed., 329 Devereux N., Eales S., 1989, ApJ, 340, 708 Devereux N., Young J., 1990, ApJ, 350, L25 De Jong T. et al. 1984, ApJL, 278, 67

De Jong T., Klein U., Wielebinski R., Wunderlich E., 1985, A&A, 147, L6 De Jong T., Brink K., 1987, Star formation in galaxies,p 323 (ed C. Lonsdale, Washington DC NASA) Dumke M., Braine J., et al., 1997, A&A, 325, 124 Eales S., Wynn-Williams C., Duncan W., 1989, ApJ, 339, 859 Gavazzi G. et al., 1986, ApJ, 305, L15 Gear W., Robson, E., et al., 1986, MNRAS, 219, 19 Gerin M., Phillips T., 1996, ESA IRAM Meeting on FIRST Gispert R., Puget J.L., Serra G. 1982, A&A, 106, 293 Guélin M., Zylka R., Mezger P.G., 1993, A&A, 279, L37 Guélin M., Zylka R., Mezger P.G., 1995, A&A, 298, L29 Hauser M., Silverberg R., Stier M. et al., 1984, ApJ, 285, 74 Helou, G., Soifer, B., Rowan-Robinson, M., 1985, ApJ, 298, L7 Hippelein H., Lemke D., Tuffs, R. et al., 1996a, A&A, 315, L79 Hippelein H., Lemke D., Tuffs, R. et al., 1996b, A&A, 315, L82 Hodge P., 1996, Conf in South Africa "Cold dust and morphology", Kluwer ed., 309 Jaffe D., Becklin E., Hildebrand R., 1984, ApJ, 285, L31 Krügel E., Chini R., Kreysa E., Sherwood W., 1988a, A&A, 193, L16 Krügel E., Chini R., Kreysa E., Sherwood, W., 1988b, A&A, 190, 47 Leech K., Lawrence A., Rowan-Robinson M. et al., 1988, MNRAS, 231, 977 Lonsdale-Person C., Helou G., 1987, ApJ, 314, 513 Lord S., Malhotra S., Lim T., Helou G. et al., 1996, A&A, 315, L117 Low F., Young E., Beintema D., et al., 1984, ApJ, 278, L19 Mezger P., Zylka R., Wink J., 1990, A&A, 228, 95 Neininger N., Guélin M. et al, 1996, A&A, 310, 725 Oey M., Kennicutt R., 1993, ApJ, 411, 137 Pajot F., Boissé P., Gispert R., 1986, A&A, 157, 393 Price R., Duric N., 1992, ApJ, 401, 81 Ryder S., 1995, ApJ, 444, 610 Ryter C., Puget J.L., 1977, ApJ, 215, 775 Sanders, D., Mirabel, I., 1985, ApJ, 298, L31 Sievers A., Reuter H. et al., 1994, A&A, 281, 681 Solomon P., Sage L., 1988, ApJ, 334, 613 Stark A., Knapp G., Bally J. et al., 1986, ApJ, 310, 660 Telesco C., Harper D., 1980, ApJ, 235, 392 Terzian Y., 1974, ApJ, 193, 93 Thronson H., Majewski S. et al., 1990, ApJ, 364, 456 Tuffs R., Lemke D., Xu C. et al., 1996, A&A, 315, L149 Vila-Costas M., Edmunds M., 1992, MNRAS, 259, 121 Young J., Kenney J. et al., 1984, ApJ, 287, L65

Young J. Kenney J., Tacconi L., 1986a, ApJ, 311, L17 Young J., Schloerb F., Kenney J., Lord S., 1986b, ApJ, 304, 443 Zaritsky D., Kennicutt R., Huchra J., 1994, ApJ, 420, 87

Chapitre 3

Activité de formation stellaire et contenu gazeux des galaxies spirales

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux relations entre le contenu gazeux des galaxies spirales et leur activité de formation stellaire. Pour évaluer l'activité de formation d'étoiles dans une galaxie, nous avons à notre disposition un nombre limité d'observables. ¹

Le taux de formation d'étoiles massives peut être estimé de façon absolue par : - les raies de recombinaison de l'hydrogène, le plus souvent la raie H α à 6563 Å(Kennicutt 1990), bien que l'estimation de l'absorption dans cette raie reste un problème (Israël & Kennicutt (1980)).

- l'émission continue dans l'ultraviolet (1500-2500 Å), qui permet de remonter au taux de formation d'étoiles de masses intermédiaires (6-10 M_{\odot}). Elle est très sensible à l'extinction (Donas & Deharveng 1984, Donas et al. 1987).

- le continu en bande U (3600 Å), trace une population d'étoiles moins massives (4-8 M_{\odot}). Il fournit une valeur intégrée du taux de formation stellaire sur une longue durée (t > 10⁸ ans) et ne fournit donc pas un taux de formation d'étoiles instantané.

¹Les couleurs B-V ou U-B se révèlent des instruments fiables pour caractériser le type morphologique d'un objet, sensibles aux changements de populations stellaires au sein de celui-ci (Larson & Tinsley 1978), mais ne sont pas des indicateurs valables du taux de formation stellaire.

⁸³

La formation d'étoiles massives peut aussi être mise en évidence par des traceurs indirects: - l'émission thermique des régions HII dans le domaine radio,

- l'émission synchrotron non-thermique dans le domaine radio, produite par les électrons accélérés au sein des restes de supernovae (Lequeux 1971, Bierman 1976, Klein 1982, Kennicutt 1983, Burstein et al. 1987, Gavazzi 1987, 1989). Cette émission est produite aux mêmes fréquences que l'émission thermique mais possède un spectre différent. La difficulté réside dans la séparation du continu radio en composantes thermique et non-thermique. Elle présente l'avantage sur la raie H α de ne pas être absorbée par le milieu interstellaire. - le continu en infrarouge lointain produit par la poussière tiède (cf Chapitre 2). Cependant, la contribution de la population d'étoiles vieilles au chauffage en rend l'interprétation hasardeuse.

Un autre traceur indirect de formation stellaire pourrait être la raie de structure fine du carbone ionisé à 158 microns, puisqu'elle provient principalement de zones chauffées par les photons UV (Stacey et al.(1991), Crawford et al.(1985)).

Puisque les étoiles naissent dans les nuages moléculaires, on s'attend à observer de fortes corrélations entre les traceurs de la formation stellaire récente et la quantité de gaz moléculaire ². Boselli et al.(1995), Casoli et al.(1996), ont observé, dans des galaxies d'amas, une corrélation entre la brillance surfacique en bande B et la densité surfacique moléculaire, mais les résultats obtenus par Boselli (1994), Kennicutt & Kent (1983), Kennicutt (1983, 1989, 1990), Buat, 1988, 1992, Buat et al. 1989, Donas et al.(1987), Scodeggio & Gavazzi (1992), suggèrent que ce serait plutôt le contenu en gaz atomique qui est lié à la formation stellaire. Ces relations ne sont toujours pas bien comprises, et reflètent certainement la difficulté de trouver un bon indicateur de formation stellaire. Cet effet peut aussi être dû à la lenteur du changement de phase HI -> H₂, alors que la conversion de H₂ en étoiles est rapide (Shore 1995).

On peut se demander, comme Hunter & Gallagher (1986), s'il existe une loi de formation stellaire globale, à l'échelle du disque. De nombreuses études se sont attachées à rechercher une loi de formation stellaire valable localement ou à l'échelle d'une galaxie, reliant la densité surfacique de gaz et l'activité de formation stellaire. Le taux de formation stellaire, SFR en anglais, est alors défini comme l'accroissement dans le temps de la masse d'étoiles, dM_*/dt .

²Plus précisément, on compare un taux de formation stellaire dans un passé plus ou moins proche à une quantité de gaz subsistant après la formtation des étoiles, il y a donc un effet de décalage temporel entre traceurs de formation stellaire et quantité de gaz.

$$rac{d\sigma_{*}}{dt} \propto
ho_{gaz}^{n} ~ou ~\sigma_{gaz}^{n'}$$

avec σ_* la densité surfacique stellaire, ρ_{gaz} et σ_{gaz} les densités locales volumiques et surfaciques de gaz, n et n' des exposants valant 1 à 2. Cette vision simplificatrice de la formation stellaire semble incompatible avec les observations à différentes échelles dans les galaxies spirales (Miller & Scalo 1979, Kennicutt (1983), Lord (1987), Bushouse (1987)). Wyse (1986), Dopita (1985), Talbot (1980), DeGioa-Eastwood et al. (1984), ont recherché de nouvelles formulations pour une loi de formation stellaire locale mais aucun résultat clair n'a pu être dégagé. Kennicutt (1989) propose que le seuil de déclenchement de la formation stellaire soit indépendant du type de la phase gazeuse (atomique ou moléculaire), et que la loi de formation stellaire, linéaire à haute densité, devienne non-linéaire à l'approche du seuil critique, pour supprimer la formation d'étoiles dans les zones où la densité surfacique du gaz neutre est faible. Les processus de formation stellaire sont probablement locaux (en-deçà de l'échelle du parsec), mais contrôlés sur de grandes échelles (> 100 pc) par des effets de contagion (Sleath & Alexander (1996), Seiden & Gerola (1982), Jungwiert & Palous (1994), Gallagher & Scowen (1995)). Ces modèles locaux ne prennent pas en compte l'influence des structures non-axisymétriques présentes dans les galaxies, comme les barres et les bras spiraux. Le résultat est que l'on ne sait toujours pas quelle est l'influence d'une onde de densité dans un disque sur le taux de formation stellaire (Elmegreen 1994). L'existence de formation d'étoiles récente dans les galaxies elliptiques, lenticulaires ou irrégulières prouve au moins que l'existence d'une onde de densité n'est pas une condition nécessaire au déclenchement de la formation stellaire.

Il nous faut collecter des données relatives à la formation stellaire dans les galaxies isolées. Nous supposerons que l'activité de formation stellaire a lieu à l'échelle du disque. Cette hypothèse assure une certaine homogénéité avec les observations du chapitre 1, déjà intégrées à l'échelle du disque.

La dépendance par rapport à l'environnement de l'activité de formation stellaire dans les galaxies est aussi encore mal comprise. Il semblerait naturel que les galaxies présentent une activité de formation stellaire renforcée dans les environnements denses, par suite des nombreuses interactions gravitationnelles entre objets ou avec le gaz intergalactique. Néanmoins, le manque d'échantillon de référence représente encore une fois un obstacle majeur à l'établissement d'une conclusion définitive. Au sein d'un amas, les galaxies du centre, majoritairement de type précoce, sont plus plus bleues que celles du bord. Les galaxies de Coma, amas très évolué et relaxé, présentent des signes de formation stellaire plus forte que dans Virgo, alors même que les objets de Virgo semblent posséder une formation stellaire plus faible que les galaxies de champ (Kennicutt (1983), Kodaira et al.(1990)). De façon étonnante, la disparition du gaz atomique ne conduit pas systématiquement à une moindre activité de formation stellaire: des galaxies déficientes en HI peuvent présenter des sursauts de formation stellaire (Bothun & Dressler (1986), Gavazzi (1989)). Du fait de la faible taille apparente des galaxies d'amas, il n'a pas encore été possible de savoir si la formation stellaire est plus concentrée au centre des disques d'amas et possédant des disques HI tronqués, que dans les galaxies de champ. Par ailleurs, différents traceurs de formation stellaire donnent des résultats contradictoires. Les observations du continu radio tendent à prouver que les objets d'amas possèdent une activité plus forte que les galaxies isolées (Adams et al.(1980), Gavazzi & Jaffe (1986)), résultat nuancé par les observations H α de Kennicutt et al.(1984), UV de Donas et al.(1990) ou en infrarouge lointain (Bicay & Giovanelli (1987)) indiquant une formation stellaire similaire dans les deux classes d'environnement.

Notons qu'il reste extrêmement difficile de construire, en quelques années, des échantillons complets de galaxies à différentes longueurs d'onde (H α , C⁺, sub/millimétrique, CO, HI...) en raison de toutes les contraintes imposées par chaque mode d'observation (visibilité des sources ne devant pas être trop basses sur l'horizon du lieu d'observation, programmation une année à l'avance des observations spatiales ISO, conditions météorologiques... sont autant de facteurs contraignants). Notre échantillon de galaxies isolées avec des données en CO, HI et traceurs de formation stellaire n'est donc pas aussi grand que nous l'aurions souhaité.

Dans la première partie de ce chapitre (3.2), nous présentons les observations en imagerie CCD de 62 galaxies isolées dans la raie H α et le classement de la morphologie de 76 objets en bande rouge. Les résultats photométriques doivent nous permettre d'évaluer l'activité de formation stellaire de ces objets à contenu normal en gaz moléculaire et atomique par définition. Par la suite, nous utilisons cet échantillon comme référence pour évaluer l'activité de formation stellaire des objets d'amas. Grâce à un classement de la morphologie des disques en bande R, nous sommes en mesure de nous poser la question du rôle de l'onde de densité dans le déclenchement de la formation stellaire.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous nous servons de méthodes statistiques pour rechercher les relations entre le contenu gazeux et l'activité de formation stellaire des galaxies isolées.

Enfin, dans la troisième partie de ce chapitre, nous présentons les résultats de l'observation de la raie de C^+ à 158 microns pour 24 galaxies isolées avec l'instrument LWS sur ISO.

Nous cherchons à savoir si cette raie, principal agent de refroidissement du MIS neutre, pourrait être un indicateur fiable du taux de formation stellaire à l'échelle d'une galaxie toute entière.

3.2 Observations de la raie $H\alpha$

L'émission H α à 6563 Å d'une galaxie provient principalement des régions d'hydrogène ionisé autour des étoiles massives. A cette émission s'ajoute une émission diffuse dans le disque qui contribue à 30-50 % de l'émission totale (Ferguson et al.(1996)), et dont l'origine est moins claire. Les contributions des supernovae et nébuleuses planétaires étant négligeables, la mesure de cette raie permet de caractériser le taux de formation d'étoiles massives et ionisantes moyenné sur les derniers millions d'années. L'émission H α présente néanmoins des inconvénients. Elle est fortement éteinte pour les objets inclinés, et cette extinction est fonction de la quantité de poussières dans le disque. En outre, les mesures photométriques de la raie H α à travers des filtres étroits, souffrent d'une contamination par le doublet de [NII] (6548 et 6583 Å) qui semble importante surtout pour les objets de type précoce. Les mesures de cette raie à l'échelle d'une galaxie sont relativement rares dans la littérature, qui ne fournit de flux ou de largeurs équivalentes H α que pour 300 objets (mesures photométriques d'ouverture (Kennicutt 1983, 1984, Romanishin 1990) ou mesures par photométrie CCD (Young et al.(1996)). Parmi ces objets, seulement une dizaine s'avère être isolés.

3.2.1 Traitement des données

L'échantillon observé est une partie de l'échantillon KARA (cf chapitre 1). Les images de 76 objets ont été obtenues lors de deux sessions d'observations à l'Observatoire de Haute-Provence (janvier et août 1997), avec la caméra CCD TK 1024 installée au foyer du télescope de 120 cm. Nous avons utilisé des filtres à bande étroite (40-48 Å) de l'OHP et de M. Michel Dennefeld (Tab 3.1) afin d'obtenir des images dans le continu et la raie H α . Cette gamme de filtres autorise une bonne couverture des longueurs d'onde des objets observés. Le champ du CCD couvre 12' × 12' avec ses 1024² pixels. Sur 10+6 nuits d'observations, nous avons pu observer 78 objets (56 en janvier 1997, 22 en août 1997). 13 nuits peuvent être qualifiées de photométriques (ciel pur et atmosphère stable sur toute la durée de la nuit), et nous obtenons ainsi des flux calibrés pour 64 objets. Les images obtenues lors de nuits nonphotométriques restent utiles pour l'établissement d'une classification morphologique des objets. Typiquement, nous avons pris une image de 1200 s dans le continu et deux images de 1200 s dans le filtre incluant les raies H α -[NII]. Les plages de lumière uniforme ont été obtenues sur le ciel et la coupole en journée. Les biais ont été acquis toutes les 3 h environ afin de suivre l'évolution thermique du récepteur. La caméra étant refroidie à très basse température, nous n'avons pas tenu compte du bruit de lecture.

La calibration primaire est effectuée grâce aux étoiles de calibration de Oke & Gunn (1983) (Tab 3.2 et 3.3). Dans l'article de Oke & Gunn (1983), les spectres sont donnés pour des bandes d'intégration de 40 Å, et la photométrie est précise à 5 %. La calibration dans le filtre H α doit tenir compte du profil d'absorption des étoiles: nous utilisons la convolution du spectre de l'étoile par la courbe de transmission du filtre afin d'obtenir une estimation précise du flux de l'étoile dans le filtre (Dennefeld, comm. privée).

Les étoiles de calibration ont été observées chaque nuit à différentes élévations afin d'évaluer le profil d'absorption atmosphérique et la modification de la transparence d'une nuit à l'autre. La variabilité dans le temps du flux mesuré sur les étoiles est de l'ordre de 1 % sur une heure et monte à 5 % sur une nuit. Les conversions d'ADU en flux déduites des étapes précédentes sont en accord avec les courbes de transmission des filtres (Dennefeld, comm. privée).

Le dépouillement des images a été fait suivant la chaîne de traitement classique:

- la moyenne des biais est soustraite à l'image avant que cette dernière ne soit corrigée par les plages de lumière uniforme. Les images dans la raie sont ensuite moyennées.

- la valeur médiane du fond de ciel est soustraite de chaque image. Les paires d'images présentant des fonds de ciel différant de plus de 200 % entre deux poses sont rejetées, puisque cette variation de transparence ne peut être due qu'au passage de nuages (c'est le cas de 5 objets parmi les 78 traités). Les impacts de rayons cosmiques sont alors identifiés, les valeurs des pixels contaminés remplacées par la valeur moyenne locale.

- après correction pour la transparence atmosphérique, et après avoir appliqué les facteurs de conversion en flux, le flux total de la galaxie est estimé dans chaque image (continu et $H\alpha$ + continu), pour les pixels présentant une valeur minimale de 3 σ_{ciel} .

- les images dans chacun des deux filtres sont alignées au demi-pixel près puis soustraites l'une à l'autre afin d'obtenir l'image finale dans la raie.

Le flux H α ainsi estimé dans l'image finale est finalement corrigé de la courbe de transmission du filtre contenant la raie (nous supposons que le spectre des galaxies est plat sur la gamme de longueurs d'onde couverte par un filtre donné). Pour les filtres différents du filtre H α , nous vérifions que la largeur équivalente des étoiles de champ ainsi que le fond de ciel sont minimisés. En tenant compte des erreurs lors de la calibration des étoiles et de chaque image d'objet, nous estimons la précision obtenue sur les flux H α à 20%. 10 objets ont été observés à plus de 24 h d'intervalle, et la reproductibilité des mesures est de 20 % pour les objets les plus faibles (f < 10⁻¹³ erg cm⁻² s⁻¹), 5% pour les plus lumineux (f > 10⁻¹³ erg cm⁻² s⁻¹).

La largeur équivalente H α (EW) est ensuite estimée d'après les largeurs des filtres et le rapport des flux H α et continu. Cette quantité normalisée est largement utilisée dans la littérature puisqu'elle ne fait pas intervenir de calibration absolue dans son estimation. Nous estimons la précision atteinte sur cette quantité à 10% pour les objets situés à moins de 10 Å du centre du filtre en position ON.

Finalement, nous obtenons une luminosité totale dans la raie H α par la formule reliant distance D et flux H α f_{H α} (Young et al.(1996)):

$$L_{Hlpha}=C4\pi(D/Mpc)^2f_{Hlpha}$$
 $C=3.16 imes10^{16}L_\odot/ergcm^{-2}s^{-1}Mpc^{-2}$

ł

A cette fin, nous corrigeons le flux brut de l'extinction à travers notre Galaxie par $A_{H\alpha}$ =0.08(cosec b-1) mag, où b est la latitude galactique de l'objet visé (Kennicutt 1983).

Afin de faciliter les comparaisons avec l'article de Young et al.(1996) qui contient les observations H α de 120 galaxies, nous ne corrigeons pas les flux de la présence du doublet de [NII] dans ces observations ³. La contribution du doublet peut introduire en fait des effets assez complexes, puisque ses raies sont situées à -15 Å et +21 Å de $\lambda_{H\alpha}$, c'est à dire sur une largeur de l'ordre de celle des filtres: leur contribution est ainsi maximale lorsque la longueur d'onde de la raie H α se situe au bord du filtre.

La contribution du doublet est relativement constante. Kennicutt (1983) a estimé que le rapport H $\alpha/(H\alpha+[NII])$ se situe vers 0.6-0.8 (avec une tendance pour les raies [NII]> H α pour les types Sa-Sab, et [NII]< H α pour Sb à Sd (Kennicutt (1992)). L'émission de [NII] est d'origine nébulaire dans le disque, et probablement d'un autre type dans les noyaux (gaz choqué par le vent stellaire d'étoiles post-AGB) où elle est forte (Rubin & Ford 1986). Ainsi, par inspection des images, nous pouvons repérer les noyaux forts émetteurs en H α +[NII]. Nous considérons l'émission nucléaire H α comme minoritaire (< 5-10 %) devant l'émission totale: nous assimilons donc le flux total observé au flux du disque. Nous ne séparons pas l'émission totale en émissions diffuse et nébulaire des régions HII, puisque

³Par suite du décalage spectral, le doublet de SII à 6717 et 6731 Å ne contribue jamais dans nos filtres étroits.

l'on ne sait toujours pas d'où provient l'émission diffuse. Elle est forte dans les galaxies irrégulières où elle représente 40-50 % de l'émission totale (Kennicutt 1995).

Pas plus que Young et al.(1996), nous n'apportons de correction pour l'extinction interne du disque, bien que l'effet puisse être important (l'extinction interne moyenne est estimée à 1.3 magnitude par Israël & Kennicutt (1980)).

Des calibrateurs secondaires (galaxies isolées, Tab 3.4) nous permettent ensuite de comparer nos mesures par rapport à celles disponibles dans la littérature afin d'obtenir un ensemble homogène. L'exemple de NGC 6643 montre à quel point il est difficile d'obtenir des mesures absolues cohérentes entre divers auteurs (Tab 3.5). Les valeurs des flux bruts $f_{H\alpha}$, les largeurs équivalentes et les luminosités $L_{H\alpha}$ absolues sont présentées dans Tab 3.6. Les planches en Annexe présentent les images obtenues dans la raie H α après soustraction du continu rouge.

62 des 64 galaxies observées dans de bonnes conditions de ciel ont été détectées en H α à la sensibilité atteinte (typiquement 2.10^{-18} erg cm⁻² s⁻¹ "⁻² pour une heure totale de pose). Dans les deux cas de non-détections, les objets ont des tailles apparentes très faibles, et une forte incertitude sur le flux dans chaque filtre: nous indiquons une limite supérieure $f_{H\alpha}^{im} = 3 \text{ C } N_{pix} \sigma$, avec σ le bruit moyen sur les pixels dans chaque image, N_{pix} le nombre de pixels de la surface apparente, et C le facteur de conversion des unités arbitraires. Nous ne conservons pas ces 2 objets dans les études ultérieures.

Nos observations sont en bon accord avec les données de la littérature, mais nous remarquons que nos valeurs de flux H α paraissent systématiquement inférieures aux valeurs de Young et al.(1996), pour 5 objets, dans un rapport moyen de 0.83. Une explication est que Young et al. (1996) ont utilisé des filtres de largeur 80 Å, soit donc deux fois plus larges que les nôtres: ils incluent donc plus souvent le doublet de [NII] dans la bande passante. Les étoiles de calibration n'étant pas les mêmes, cette différence peut être aussi due à une différence de point zéro dans les systèmes de Oke & Gunn (1983) et Barnes & Hayes (1984).

Le flux intégré de la raie H α est bien corrélé avec la magnitude B et nous n'avons pas détecté de déviation systématique entre les sessions de janvier et août 1997. La corrélation entre les flux H α et en infrarouge lointain est plus forte.

Afin de nous affranchir des effets de distances et de tailles, nous formons les diagrammes pour des brillances surfaciques: les corrélations entre la brillance surfacique H α et en bandes FIR ou B (Fig 3.3) sont plus faibles que les corrélations en luminosités (Fig 3.2).

La Fig 3.4 montre que la brillance surfacique H α diminue avec les grandes inclinaisons

sur la ligne de visée, ceci est certainement lié à des problèmes d'extinction ⁴.

⁴Les objets vus par la tranche peuvent néanmoins livrer une information: d'après Rand (1996, 1997), les galaxies vues par la tranche et exhibant une émission H α hors du plan très brillante et étendue sont typiquement des objets à forte activité de formation stellaire.

	Filtre	transmission relative	largeur(Å)
	6561 \AA	1	48
-	6604 Å	1	48
	6648 Å	1	48
	6690 Å	1	48
	6734 Å	0.72	39

TAB. 3.1: Filtres: caractéristiques.

TAB. 3.2: Calibration: estimation du flux intégré dans les bandes passantes des différents filtres pour l'étoile BD 2606, en unités de 10^{-11} erg cm⁻² s⁻¹ (d'après Oke & Gunn 1983).

	6561	6604	6647	6690	6732
BD2606	1.60	1.72	1.72	1.70	1.43

TAB. 3.3: Table de conversion en flux des unités arbitraires de comptage (unité: 10^{-15} erg cm⁻² s⁻¹ coup⁻¹) pour chaque filtre, en fonction de l'époque d'observation, pour sec z = 1. On notera que les filtres centrés à 6604, 6647 et 6690 Å font partie d'une même collection et possèdent donc des qualités très similaires. On remarquera la modification de rendement, due à des réglages différents et une baisse de la transparence du ciel entre janvier et août 1997.

Epoque/Filtre	6561	6604	6647	6690	6732
Janvier 1997	1.59	1.28	1.20	1.24	1.73
Août 1997	3.79	2.80	2.65	2.63	4.04



FIG. 3.1: Spectres des étoiles de calibration entre 6400 Å et 6850 Å : on notera la lente décroissance du continu. On notera la largeur équivalente de la raie H α de l'ordre de 4 Å, qui doit être prise en compte pour le calcul du facteur de conversion à travers le filtre 6561 Å pour garantir une calibration à mieux que 10 %.

FIG. 3.2: Relation entre les luminosités en H α et les luminosités en infrarouge et en bande B.



FIG. 3.2: Relation entre les luminosités en H α et les luminosités en infrarouge et en bande B.



FIG. 3.3: Relation entre la brillance surfacique H α et les brillances surfaciques en infrarouge et en bande B.



FIG. 3.4: Variation de la brillance surfacique H α en fonction de l'inclinaison de l'objet sur la ligne de visée.

Nom	Flux attendu	Flux observé (date)
	$\mathrm{erg}~\mathrm{cm}^{-2}~\mathrm{s}^{-1}$	$erg cm^{-2} s^{-1}$
NGC 2712	$1.5 \ 10^{-12}$ (Marquez, thèse)	$1.2 \ 10^{-12}$ (janvier 1997)
NGC 2775	$2.3 \ 10^{-12}$ (Young et al 1996)	$1.6 \ 10^{-12}$ (janvier 1997)
NGC 3521	$1.6 \ 10^{-11}$ (Young et al 1996)	$1.1 \ 10^{-11}$ (janvier 1997)
NGC 3556	6.2 10 ⁻¹² (Young et al 1996)	$4.1 \ 10^{-12}$ (janvier 1997)
NGC 6643	$3.8 \ 10^{-12}$ (Romanishin 1990)	$3.2 \ 10^{-12}$ (août 1997)
	$3.9 \ 10^{-12}$ (Young et al 1996)	
	$1.4 \ 10^{-12}$ (Marquez these)	
	7.8 10 ⁻¹² (Kennicutt 1983)	
NGC 7217	2.2 10 ⁻¹² (Young et al 1996)	$1.8 \ 10^{-12}$ (août 1997)

TAB. 3.4: Galaxies de calibration.

TAB. 3.5: Comparaison des largeurs équivalentes pour 5 galaxies pour lesquelles les données dans la littérature existaient.

Nom	EW (ref)	EW (date)
	Å	Å
NGC 2775	1 ± 1 (Kennicutt 1983)	2 ± 5 (janvier 1997)
NGC 3521	14± 2(Kennicutt 1983)	21 ± 4 (janvier 1997)
NGC 3556	35 (Kennicutt 1983)	25 ± 5 (janvier 1997)
NGC 6643	39 (Romanishin 1990)	26 ± 3 (août 1997)
	33± 2(Kennicutt 1983)	
NGC 7217	$6\pm$ 2(Kennicutt 1983)	6 ± 1 (août 1997)

FIG. 3.3: Relation entre la brillance surfacique $H\alpha$ et les brillances surfaciques en infrarouge et en bande B.

FIG. 3.4: Variation de la brillance surfacique H α en fonction de l'inclinaison de l'objet sur la ligne de visée.

La table des données est organisée ainsi:

- Col1) Nom courant de l'objet,
- Col2) Numéro dans le catalogue K73.
- Col3) & 4) grand et petit diamètres apparents, en minutes d'arc.
- Col5) inclinaison en degrés.
- Col6) magnitude B.
- Col7) vitesse héliocentrique en kms⁻¹.
- Col8) longueur d'onde H α décalée vers le rouge, en Å.
- Col9) type de filtre en position ON, et décalage entre la raie et le centre du filtre, en Å.
- Col11) type de filtre en position OFF.
- Col12) temps d'exposition en position ON, en secondes (toujours 1200 s en position OFF). Col14) sec Z.
- Col15) coefficient correcteur multiplicatif pour la transmission du filtre.
- Coll6) flux H α après correction pour sec Z et transmission. Le symbole < indique une non-détection.
- Col17) largeur équivalente H α .Le symbole < indique une non-détection.
- Col18) Log LH α , avec LH α en L_{\odot}.
- Col19) Références pour les flux: J97 et A97 pour nos observations OHP en janvier et août 1997, Y96 pour Young et al.(1996), R90 pour Romanishin 1990.

TAB. 3.6: Données, obtenues à l'OHP et dans la littérature.

Nom	Kara	a	b	inc	mB	v	λ_{ref}	f.ON	Δλ	f.OF	tON		secZ	trans	f _{Hα}	EW	log Lura	Ref
IC1401	930	1.8	.7	68	13,6	4722	6666	6648	18	6561	1200		1.00	1.05	1.03E-13	13	7.11	A97
IC1825	115	1.2	.8	51	14.2	5125	6675	6690	15	6607	2400		1.24	1.12	2.46E-13	33	7.56	J97
IC391	155	1.3	1.2	18	12.4	1557	6597	6607	10	6690	2400		1.22	1.00	2.00E-12	87	7.44	J97
IC594 IC651	401	1.1	.5	59	13.9	6436 4469	6661	6648	14	6507 6732	2400		1.40	1.00	1.05E-14	12	7.21	197
IC716	492	.0	.0	80	12.4	5429	6682	6690	13	6607	2400		1.00	1.04	1.05E-12 6.00E-14	9	7.00	197
N1507	139	3.2	1.0	72	12.0	856	6582	0000	Ŭ	0001	2100		1.11	1.00	1.10E-12	<u> </u>	6.66	B.90
N1544	153	1.3	.8	48	13.8	4517	6662	6648	14	6561	2400	1	1.36	1.04	<1.65E-13	<	_	A97
N2344	180	1.8	1.7	17	12.4	974	6584	6607	23	6690	2400		1.02	1.00	2.00E-13	6	6.03	J97
N2532	232	2.0	1.7	36	12.6	5260	6678	6690		6607	2400		1.09	1.00	1.20E-12	35	8.27	J97
N2644	279	2.1	.8	67	12.4	1939	6605	6607	2	6690	2400		1.00	1.00	1.16E-12	75	7.39	J97
N2712	292	2.9	1.6	57	12.2	1818	6603	6607	4	6690	2400		1.02	1.00	1.16E-12	32	7.33	J97
N2765	303	2.0	1.1	56	12.6	3827	6647	6648	1	6561	1200		1.34	1.00	4.25E-14	1	6.54	J97
N2775	309	4.5	3.5	39	10.7	1354	6593	6561	32	6648	2400		1.40	7.00	1.63E-12	2	7.81	J97
N2841 N2000	329	8.1	3.5	62	9.6	652	6690	6600	10	8807	0400		1 21	1.00	3.80E-12		7.02	Y 9t
N2900	343	12.6	6	65	0 1	5340	0080	0090	10	6607	2400		1.31	1.00	2.74E-13	44	7.04	J97
N2960	359	12.0	12	46	13.1	4932	6671	6648	22	6561	2400		1 40	1 4 5	2.13E-11 2.11E-13	11	7.45	190
N2977	363	1.8	.8	64	12.6	3072	6630	6648	18	6732	2400		1.22	1.04	1.02E-12	53	7.73	J97
N3026	377	2.6	.8	73	12.7	1490	6596								5.50E-13		6.84	R9(
N3376	443	0.8	0.4	62	13.9	5837	6691	6690	1	6607			1.27	1.00	<2.00E-14	<	_	J97
N3521	461	11	5.1	61	9.3	805		6561		6648	1200				1.1E-11	21	7.40	J97
N3526	464	1.9	.4	77	12.5	1420	6594	6607	13	6690	2400		1.27	1.00	3.70E-13	38	6.62	J97
N3556	469	8.7	2.2	74	9.8	685		6561		6648	2400		1		4.1E-12	25	7.31	J97
N4348	527	3.2	.7	77	12.4	2005	6607	6607	0.1	6690	1200		1.48	1.00	7.00E-13	24	7.20	J97
N4617	545	3.0	.5	79	13.2	4655	6665	6648	17	6561	2400		1.01	1.08	3.23E-13	17	7.59	J97
N4635	547	1.9	1.4	44	12.9	960	6584	6607	23	6690	2400		1.10	1.40	5.32E-13	35	6.44	J97
N 4820 N 4964	571	10.0	5.4	50	8.0 12.5	408 755	6590	ere1	10	6600	2400		1.25	1.04	8.31E-12	4	0.58	190
N 5375	605	3.2	.0	32	13.5	755	6615	6607	19	6690	2400		1.35	1.04	7.00E-13	16	4.07	197
N5377	604	3.5	2.0	55	11.8	1793	6602	6607	5	6690	2400		1.00	1.00	6.00E-13	7	7.04	J97
N5584	626	3.3	2.7	36	11.8	1640	6599	6607	8	6690	1200		1.41	1.00	2.20E-12	48	7.52	J97
N 5690	638	3.4	1.0	72	11.7	1753	6601	6607	6	6690	2400		1.43	1.00	1.60E-12	30	7.44	J97
N5772	653	2.1	1.3	53	13.4	4917	6671	6648		6732	2400		1.00	1.47	5.40E-13	29	7.87	J97
N 5913	669	1.6	.7	64	13.6	2004	6607	6607	0.2	6690	2400		1.70	1.00	3.20E-13	15	6.86	J97
N5949	682	2.2	1.0	62	12.2	435	6573								9.80E-13	22	6.02	R9(
N656	61	1.4	1.3	27	13.0	3916	6649	6648	1	6732	1200		1.14	1.00	2.72E-13	19	7.37	J97
N6711	850	3.7	1.8	25	10.9	1489	6596	6604	17	6690 6561	2400	1	1.16	1.00	3.205-12	26	7.60	A9.
N7156	935	1.7	1.4	29	12.8	3985	6650	6648	2	6561	2400		1.00	1.12	5.81E-13	28	7 71	A95
N7217	947	4.1	3.4	35	10.3	946	6584	6604		6690	2400		1.26	1.20	1.80E-12	6	8.03	A91
N7328	976	2.1	.8	69	13.2	2824	6625	6607	18	6690	1200		1.00	1.45	1.10E-12	85	7.69	A97
N7514	1009	1.4	.9	50	12.8	4843	6669	6690	21	6561	2400		1.00	1.32	1.00E-13	7	7.12	A97
N7664	1019	2.6	1.5	56	12.9	3479	6639	6648	9	6561	2400		1.00	1.00	1.11E-12	61	7.88	A97
N781	81	1.5	.3	77	12.8	3483	6639	6648	9	6561	2400		1.60	1.00	3.17E-14	2	6.34	J97
N7817	4	3.5	1.0	74	11.4	2308	6613								1.20E-12	18	7.56	R9(
N9 N040	6	1.1	.6	55	13.9	4528	6662	6648	14	6561	2400		1.60	1.00	1.42E-13	33	7.21	J97
N949 II11635	800	2.0	1.7	52 65	11.0	4700	6668	6600	22	6561	2400		1 75	2.64	1.70E-12 8 81E 12	29	0.55	107
U1167	59	2.6	2.0	39	14.1	4303	6657	6648	9	6561	1200		1.85	1.00	2.59E-13	30	7.43	197
U11816	931	1.5	.9	50	14.1	4750	6667	6648	19	6561	1200		1.00	1.16	1.17E-13	28	7.17	A91
U12178	985	3.0	1.7	57	13.3	1931	6605	6607	2	6690	1200		1.00	1.00	7.37E-13	24	7.19	A97
U12372	1006	.8	.7	37	14.0	5480	6683	6690	7	6607	2400		1.00	1.00	8.27E-14	5	7.14	A97
U1577	86	2.2	1.4	49	13.3	5276	6678	6690	12	6607	2400		1.40	1.08	4.19E-13	24	7.82	J97
U1587	87	1.0	.3	70	13.6	5658	6687	6690	3	6607	1200		1.00	1.00	1.60E-13	26	7.46	J97
U1706	94	1.1	.4	69	13.8	4794	6668	6648	20	6561	1200		1.00	1.07	1.16E-13	19	7.18	J97
U3581	176	1.4	1.1	35	13.2	4955	6671	6690	19	6607	2400		1.00	1.00	1.70E-13	15	7.37	J97
U3863	191	1.3	.6 F	63	13.2	5887	6692	6690	$ ^{2}_{10}$	6607	2400		1.00	1.00	1.40E-13		7.44	J97
U 4326 TI 4821	240	1.5	.5	69 67	13.1	4727	0666 6730	6730	81	0561	2400		1.11	1.11	1.42E-13	10	(.25	J97
U4531 114684	201		.4	35	13.7	2522	0/32 6619	6607	11	6600	2400		1.08	1.00	2.40E-13	30 68	6 90	107
U4781	300	1.9	.6	73	13.0	1443	6595	6607		6690	2400		1.30	1.00	1.01E-13	49	6.90	197
U5	1	1.8	.9	60	13.4	7323	6723	6732	9	6648	1200		1.00	1.00	2.16E-13	15	7.81	A95
U6568	489	.8	.5	57	13.7	5955	6693	6690	3	6607	2400		1.39	1.00	1.70E-13	37	7.53	J97
U6608	491	1.2	.8	49	13.8	6200	6699	6690	9	6607	1200		1.42	1.00	1.70E-13	27	7.57	J97
U6780	502	3.2	1.0	72	13.5	1732	6601	6607	6	6690	1200		1.49	1.00	1.10E-13	20	6.27	J97
U6879	509	1.7	.6	70	13.4	2904	6627	6607	20	6690	1200		1.45	1.87	8.80E-14	13	6.62	J97
U6903	512	2.6	2.3	27	13.5	1892	6604	6607	3	6690	1200		1.40	1.00	2.80E-13	16	6.75	J97
U7798	540	.9	.5	54	13.4	2568	6619	6607	12	6690	2400		1.45	1.08	1.90E-13	29	6.85	J97
U8507	588	1.4	.8	54	13.4	999	6585	6607	22	6690	1200		1.11	1.16	3.13E-13	40	6.24	J97
Z120018	274	.3	.2	40	15.7	7503	6727	6732	5	6648	2400		1.00	1.00	6.06E-14	18	7.28	J97
	1 157	1 6	6 1	18	137	8347	6746	6732	14	6648	2400	1	1.54	1.00	5.56E-14	19	1 7.34	1.197

TAB. 3.7: Classement morphologique des galaxies observées en bande rouge: F signifie flocculent, G= grand-design, R= anneau, B = barre. Le préfixe "no" indique que la caractéristique n'a pas été identifiée.

Nom	Type	morphol Ha	Morph. rouge	barre Ha	barre (R)	barre (B/V)	anneau Ha	anneau (R)
IC1401	Sbc	F	G		В	noB		noR
IC1825	Sc	G	G		noB	noB		noR
IC391	Sc	G	G		В	noB		noR
IC594	Sbc	G	F		В	в	R	R
IC651	Scd	F	F		в	noB		noR
N1507	Sc	F	F		noB	В		noR
N1530	Sbc	G	G		В	в		R
N1544	Sc	G	न		noB	noB		noB
N2344	Sbc	F	- - 		noB	B	B	noB
N2532	Sc	G	G		noB	B		noR
N2644	Sc	ч Т			noB	noB	в	B
N2712	Shc	- 	۔ ٦		B B	B		noP
N0746	Sab	r	r 5			D D		D
N0761	SOA		F		ц ц	- D		n D
N0775	S-L		F		IIOB	non		nor
N2775	Sab		r D		пов	пов		noR
N 2900	50	F	F	в	в	в		noR
N 2960	Sa		F		noB	noB		noR
N 2977	Sbc	G	G		noB	noB		noR
N3049	Sb	G	G	В	В	В		noR
N3376	Sa		\mathbf{F}		noB	noB		noR
N3521	Sb	F	F		noB	В		noR
N3526	Sc	F	F		noB	noB		noR
N3556	Sc		F		noB	В		noR
N4348	Sbc		F		noB	noB		noR
N4617	Sbc		F		noB	noB		noR
N4635	Sc	F	F		noB	В		noR
N4964	Sab		F		noB	noB		noR
N 5375	Sb		F		В	В		R
N 5377	Sab		F		В	В		noR
N5584	Sc	F	F		В	В		noR
N5690	Sc		F		В	noB		noR
N5772	Sbc		F		noB	noB		noR
N5913	Sbc	R	F		в	в	R	R
N6347	Sbc	F	F		в	в		noR
N6389	Shc	G	Ğ		noB	noB		noB
N656	S0-a	-	а Т		noB	noB		noB
N6643	Sc		G		noB	noB		noB
N6711	Sc	F	с Т		B	B		noR
N6954	Sab	г я	F		noB	noB		noR
N7156	Sc	r F	G		B	100		noR
N7217	Sh	1	E E		no P	D DoB		noR
N7229	30 Sh	ъ	r C			nob		nor
N7408	30 8.1	n D	6			nob	n	nor
N7420	540	r. D	r		a Tan	в	R	R
N7004	3C C.	R D	r		пов	пов	R	R
N/664	SC C	r	F	в	пов	поВ		noR
N9	SC CD	R	F		noB	noB	к	R
011058	55	F.	F		noB	В		noR
011575	Scd		F		noB	noB		noR
011635	Sbc	G	F		noB	noB		noR
01167	Sc	F.	F		noB	поВ		noR
011816	Sc	F	F		в	В		R
012178	Scd	F	F		noB	в		noR
012372	Sbc	G	G		noB	noB		noR
∪12646	Sb	R	G		В	В	R	noR
U12776	Sbc	R	G		В	В	R	noR
U12840	S0-a	R	F		noB	noB	R	noR
U1577	ЅЪ	F	F	В	В	В	R	R
U1587	Sc	F	F		noB	noB		R
U1706	Sc		F		noB	noB		noR
U3581	Sc	G	G		в	В		noR
U3863	Sab	R	F	В	noB	В		R
U4326	Sbc	G	G		в	поВ		noR
U4531	Sbc		F		noB	В		noR
U4684	Scd		F		noB	noB		noR
U4781	Sc		F		поВ	noB		noR
U5	Sc		G		В	В		noR
U5055	Sbc	G	G		B	B		noR
U6568	Scd	F	F		noB	noB		noR
U6608	Sbc	-	- - 		noB	ROB		noR
U6769	Sh		r R		POR	R		B
U6780		ਜ	F		10D	70B	ĺ	nop
TIGETO	50 6-2	ť	r E		IIOD TOD	noD		non
TIEGOD	Scu	c	r C	ъ	105			non
117700	30 Gm	2	с Б	D	а Пар	a Tor		nor
7120010	SO	г	н т	1	noB	noB		non
7221010	50-a		r' F		noB	пон		noR
7205010	30-a	F	r T		non	пон		nor
7999010	ъc	Г	F.		noB	noB		noR

3.2.2 Commentaires sur les objets

IC 391: cet objet possède trois bras spiraux.

NGC 1544: l'objet est très proche de plusieurs étoiles ayant pu contaminer l'image.

NGC 2775: le spectre a été publié par Kennicutt (1983) et ne montre pas de raie H α . Le spectre publié par Kennicutt (1992) présente une raie très faible.

NGC 2977: objet à bras multiples.

NGC 3521: le spectre a été publié par Kennicutt (1983). La raie H α n'est pas contaminée par le doublet de NII, et l'accord avec le flux de Young et al.(1996) est bon à 25% près.

NGC 3556: le spectre a été publié par Kennicutt (1983). La raie H α est contaminée par le doublet de NII, avec [NII]/(H α +[NII]) = 0.42. Ce rapport explique donc le flux H α que nous trouvons inférieur à Young et al.(1996), et la largeur équivalente moindre que celle de Kennicutt (1983).

NGC 6643: le spectre a été publié par Kennicutt (1992). La raie H α est peu contaminée par l'émission du doublet de NII ([NII]/(H α +[NII]) < 0.15 dans une ouverture de 120" x 90 "). Ainsi, la différence est inférieure à 30 % avec le flux de Young et al (1996).

NGC 7217: le spectre a été publié par Kennicutt (1983). La raie H α n'est pas repérée, contrairement au doublet de [NII], de largeur équivalente 4.3Å. Notre étude et celle de Young et al (1996) ont donc détecté le doublet de [NII]. La raie H α est attendue à une position décalée de 23 Å du centre du filtre ON, laissant peu de chances à une détection.

NGC 7664: l'émission H α est clairement plus étendue que l'émission continue rouge.

UGC 12372: cet objet présente trois bras spiraux.

3.2.3 Classification morphologique d'après les images en bande rouge

Cet échantillon révèle la grande diversité de morphologies que peuvent présenter les galaxies isolées. Beaucoup de renseignements peuvent être tirés de la morphologie apparente vue en H α , traçant les lieux de formation d'étoiles massives. La morphologie en bande rouge et infrarouge peut être elle-même différente de celle déduite d'observations en bande B ou V (Elmegreen et al. 1984), puisque ces bandes sont sensibles à des populations stellaires différentes. L'émission H α est toujours présente dans un disque de taille égale ou inférieure à celui de l'image rouge, à l'exception de NGC 7664. Le classement d'après les images en bande rouge étroite et en bande H α , effectué par deux personnes différentes afin de contraindre l'aspect subjectif de la méthode, est donné dans Tab 3.7, pour 76 objets isolés 5.

Le but de cette classification est de pouvoir identifier le rôle de l'onde de densité et de dire si la présence d'une structure à grande échelle favorise une formation stellaire plus élevée ou plus efficace. Nous séparons donc naturellement les galaxies en deux classes morphologiques:

- grand-design: les bras sont continus et clairement distingués.

- flocculente: la formation d'étoiles n'est pas continue au sein des bras et le disque parsemé de petites régions HII présente un aspect floconneux Les galaxies irrégulières, au nombre de 3, sont rangées dans la classe flocculente. Parallèlement, nous repérons les objets présentant un anneau. Bien souvent ceux-ci apparaissent en H α comme une région de formation stellaire aux extrémités d'une barre rouge ⁶. Pour les petits diamètres où la morphologie est mal évaluée, les galaxies sont évidemment classées non-barrées et flocculentes. Les objets grand design sont systématiquement de type Sab à Sc, alors que les objets flocculents vont de Sa à Sd. Les objets à anneau couvrent les types Sa à Sbc. La classification en bande rouge étroite diffère de la classification H α dans 11 cas sur 50. Dans 25 cas sur 76, le classement de la présence ou de l'absence d'une barre est opposé au classement du RC3 (7 barres vues en rouge ne sont pas recensées en B ou V, 18 barres recensées en B ou V ne sont pas repérées en bande rouge). Cette différence s'explique d'une part par la possibilité offerte par l'imagerie CCD d'explorer en profondeur les images obtenues en haute résolution, ce qui n'était pas le cas avec les plaques photographiques saturées au niveau du bulbe des galaxies (on peut ainsi découvrir de nouvelles barres et ne plus confondre bulbes et barres).

Le grand nombre d'objets flocculents trouvés dans notre classement est en accord avec Elmegreen & Elmegreen (1982) qui estimait que 70 % des galaxies isolées présentent cette morphologie. Par ailleurs, les tailles des disques sont légèrement supérieures pour les galaxies de type grand-design, en accord avec Elmegreen (1987).

3.2.4 Propriétés $H\alpha$ des galaxies isolées

Dans cette analyse, nous cherchons à savoir comment la luminosité absolue et la brillance surfacique H α dépendent des caractéristiques d'une galaxie. Par la même occasion, nous cherchons à savoir si l'émission en infrarouge lointain peut jouer le rôle de traceur de la

⁵Une galaxie avec une structure globale apparaîtra en général sans structure pour des diamètres apparents inférieurs à 1'. De même l'identification d'une barre sera plus difficile pour les objets présentant de petits diamètres apparents.

⁶Quand la présence d'un anneau est plus frappante que la structure du disque, l'objet est classé prioritairement "anneau".

formation d'étoiles massives.

Nous créons un échantillon de galaxies isolées ISOLH α , contenant les flux H α pour 70 objets. Lorsque plusieurs références existent pour une même source, nous avons conservé nos mesures de flux pour des raisons de cohérence. 8 objets de la littérature ont été incorporés (voir Tab 3.6). La Fig 3.5 montre la large gamme de luminosité H α absolue des objets le long de la séquence morphologique.

La Fig 3.7 montre la distribution de la brillance de surface H α pour un type donné le long de la séquence morphologique. La brillance surfacique $\sigma_{H\alpha}$ augmente lentement, comme en bande B, des types précoces vers les types tardifs. La tendance réelle est probablement plus importante, mais il aurait fallu corriger les objets de type précoce de la contamination par [NII]. Néanmoins la correction pour l'extinction, plus forte dans les types précoces présentant plus de poussières que les types tardifs, aurait l'effet inverse.

La Fig 3.6 et le Tab 3.8 montrent que la brillance surfacique H α et la largeur équivalente H α , ne dépendent pas de la classification flocculente/grand-design ⁷. Néanmoins il apparaît que les plus faibles brillances surfaciques H α de l'échantillon sont rencontrées pour des objets flocculents (Fig 3.6). Cette affirmation avait déjà été faite par Elmegreen & Elmegreen (1986), avec un échantillon d'une soixantaine d'objets. La présence d'une barre en bande rouge ne semble pas apporter une modification notable de la brillance surfacique H_{α} (Fig 3.8).

⁷Nous avons vérifié que les propriétés du contenu gazeux n'étaient pas différentes de celles de l'échantillon utilisé dans le chapitre 1 (Tab 3.9).



FIG. 3.5: Variation de la luminosité H α le long de la séquence morphologique. On constatera le faible nombre d'objets de type précoce.



FIG. 3.6: Distribution de la brillance surfacique H α pour les deux classes morphologiques flocculentes et grand-design.



FIG. 3.8: Distribution de la brillance surfacique H α pour les deux classes morphologiques, selon la présence d'une barre détectée en bande rouge.



FIG. 3.7: Distribution des brillances surfaciques H α , FIR, ainsi que de la largeur équivalente EW(H α) le long de la séquence morphologique.

FIG. 3.8: Distribution de la brillance surfacique H α pour les deux classes morphologiques, selon la présence d'une barre détectée en bande rouge.

TAB. 3.8: Analyse selon la morphologie en bande rouge (valeur \pm erreur standard (effectif)). Les classes barrées et non-barrées représentent des catégories indépendantes des catégories flocculent et grand design.

Morphologie	$< \log \sigma_{H\alpha} >$	<ew></ew>	$< \log(L_{H\alpha}/M_{H2}) >$	$< \log(L_{FIR}/M_{H2}) >$
	$L_{\odot} \ kpc^{-2}$	Å	${ m L}_{\odot}~{ m M}_{\odot}^{-1}$	${ m L}_{\odot}~{ m M}_{\odot}^{-1}$
flocculentes	$4.67 \pm 0.06 (40)$	26 ± 4	-1.34 ± 0.10	0.82 ± 0.07
gdesign	$4.71 \pm 0.09(12)$	34 ± 11	$-1.40{\pm}0.10$	0.84 ± 0.06
barrées	4.58 ± 0.11 (21)	32 ± 6	-1.31 ± 0.11	0.91 ± 0.07
non-barrées	$4.71 \pm 0.06 \; (31)$	27 ± 3	$-1.37 {\pm} 0.06$	0.78 ± 0.06
Total	$4.66 \pm 0.06 (52)$	28 ± 3	-1.36 ± 0.06	0.83 ± 0.04

TAB. 3.9: Le tableau présente les valeurs moyennes des déficiences CO et HI dans l'échantillon ISOLH α : les propriétés ne sont pas différentes de celles déduites de l'échantillon du chapitre 1(les probabilités pour que les valeurs moyennes de CO DEF et HI DEF soient identiques dans chaque échantillon sont P(CODEF) = 0.22, P(HI DEF) = 0.37.

	<co def=""></co>	< HI DEF>		
flocculentes	-0.14	-0.04		
grand-design	0.07	-0.11		

Intéressons-nous maintenant au rapport de luminosités $L_{H\alpha}/L_{FIR}$, dont les variations peuvent être causées par:

- des effets d'extinction de la raie $H\alpha$,

- des effets de métallicité: un milieu faiblement métallique est propice à la naissance d'étoiles de plus fortes masses individuelles puisque lors de l'effondrement de Jeans, une plus grande fraction du rayonnement peut être évacuée hors du nuage. Le chauffage de la poussière par ces étoiles peut donc augmenter L_{FIR} . Par ailleurs, un milieu faiblement métallique possédant moins de poussières, on doit s'attendre à une plus faible émission des poussières.

La Fig 3.9 montre la variation du rapport des luminosités $L_{H\alpha}/L_{FIR}$ en fonction du type morphologique. Comme Young et al.(1996), nous ne décelons pas de variation notable de ce rapport le long de la séquence morphologique depuis les types Sa jusqu'au type Sc. Seules les galaxies naines et irrégulières Sd et Sm présentent des rapports plus forts par un facteur 2, en accord avec les hypothèses précédentes sur les systèmes peu métalliques. La constance du rapport va à l'encontre de l'étude de Sauvage & Thuan (1992) ou de celle de Zasov (1995) qui remarquaient une augmentation de ce rapport par un ordre de grandeur vers les types tardifs ⁸.

Puisque les étoiles massives naissent dans le gaz moléculaire et dissocient ce gaz à leur sortie des nuages, on peut s'attendre à des corrélations locales fortes entre H α et CO ou HI, mais qu'en est-il à grande échelle? Pour l'échantillon ISOLH α , complet en données H α , CO (détecté), HI(détecté), la Fig 3.10 montre les relations entre d'une part la brillance surfacique H α et d'autre part les densités surfaciques de gaz HI, H₂. Nous observons une relation entre σ_{H_2} et $\sigma_{H\alpha}$; Casoli et al.(1996) trouvaient aussi une corrélation entre σ_{H_2} et les indicateurs de formation stellaire. Boselli et al.(1995) avaient déjà signalé cette relation, mais uniquement pour les galaxies de plus fortes masses.

La Fig 3.10 montre aussi les relations entre d'une part les largeurs équivalentes $H\alpha$, et d'autre part les densités surfaciques de gaz HI, H₂. Nous observons aussi la relation bien connue entre la largeur équivalente $H\alpha$ et σ_{HI} . Ainsi différentes normalisations donnent des résultats contradictoires ⁹.

⁸Le premier échantillon de Sauvage et al.(1992) comprenait 48 luminosités H α venant de Kennicutt(1983), corrigées pour l'extinction interne. Son second échantillon comprenait 135 largeurs équivalentes provenant des travaux de Romanishin(1990) et Kennicutt(1992). Les luminosités H α étaient ensuite déduites en utilisant le continu B ou V corrigé par une constante multiplicative pour obtenir le continu rouge. C'est là que la méthode peut introduire un biais en ne tenant pas compte de la dépendance de la couleur en fonction du type morphologique. Néanmoins, en reproduisant cette méthode dans notre échantillon, nous n'avons pas retrouvé de variation de $L_{FIR}/L_{H\alpha}$ le long de la séquence morphologique.

⁹ll faudrait en fait estimer le diamètre isophotal en bande rouge, avec une définition particulière. Par

Puisque la normalisation par le diamètre en bande B donne des résultats différents de la normalisation par le flux rouge, normalisons les masses de gaz par la luminosité en bande rouge (en supposant le continu mesuré en bande étroite constant dans le filtre R). Nous trouvons que la largeur équivalente corrèle de la même façon avec les deux phases. La corrélation est forte entre EW(H α) et M_{HI}/L_R, beaucoup plus faible entre EW(H α) et M_{H2}/L_R. En résumé, la corrélation aperçue par de nombreux auteurs entre les largeurs équivalentes H α et le contenu HI pourrait être un artefact lié aux différentes normalisations utilisées pour la luminosité H α et la masse de gaz atomique. Cette exemple montre combien il faut rester prudent sur l'utilisation des normalisations... Par souci d'homogénéité, nous conserverons toujours la normalisation par D²₂₅.

ailleurs, les effets de normalisation sont très pervers: la largeur équivalente H α pouvant s'écrire:

$$EW(H\alpha) = \frac{LH\alpha}{D_{25}^2} \frac{D_{25}^2}{L_B} \frac{L_B}{L_R}$$

on a

$$logEW(H\alpha) = log\sigma_{H\alpha} - log\sigma_B - (B - R)$$

Si deux de ces trois termes sont corrélés, $EW(H\alpha)$ est alors corrélée au troisième terme restant. En fait, la corrélation entre les deux premiers termes n'étant pas parfaite, la corrélation entre $EW(H\alpha)$ et le troisième terme sera affaible.



FIG. 3.9: Variation du rapport des luminosités $L_{H\alpha}/L_{FIR}$ en fonction du type morphologique.



FIG. 3.10: Relations entre brillances surfaciques $H\alpha$ (= $L_{H\alpha}/D_{25}^2$) ou largeur équivalente $H\alpha$ d'une part, et d'autre part avec les densités surfaciques de gaz atomique ou moléculaire. Nous avons utilisé différents types de normalisation des masses de gaz: par L_R , D_{25}^2 .

Examinons maintenant l'efficacité de formation stellaire dans les galaxies isol'ees, c'està-dire à la quantité d'étoiles formées par masse de gaz moléculaire. Nous pouvons estimer le taux de formation stellaire SFR1 en fonction de $L_{H\alpha}$ pour les étoiles de masse comprise entre 1 et 100 M_{\odot} d'après Thronson & Telesco (1986):

$$SFR1(M = 1 - 100M_{\odot}) = 2.5 \times 10^{-8} \frac{L_{H\alpha}}{L_{\odot}} M_{\odot} a n^{-1}.$$

Ce taux diffère peu de celui de Young et al. (1996) emprunté à Kennicutt (1983)

$$SFR(M = 1 - 100M_{\odot}) = 3.4 \times 10^{-8} \frac{L_{H\alpha}}{L_{\odot}} M_{\odot} a n^{-1}.$$

Si l'on cherche à n'estimer que la formation d'étoiles massives,

$$SFR(M > 10M_{\odot}) = 5.4 \times 10^{-9} \frac{L_{H\alpha}}{L_{\odot}} M_{\odot} an^{-1}$$

L'émission en infrarouge lointain permet aussi de définir SFR2 (Gallagher & Hunter 1986, Gallagher et al.1984):

$$SFR2(M = 1 - 100M_{\odot}) = 6.5 \times 10^{-10} \frac{L_{FIR}}{L_{\odot}} M_{\odot} an^{-1}$$

Scoville & Young (1983) donnent un taux de formation stellaire pour les étoiles massives

$$SFR(M > 10M_{\odot}) = 7.7 \times 10^{-11} \frac{L_{FIR}}{L_{\odot}} M_{\odot} a n^{-1}.$$

Searle et al.(1973), Seiden & Gerola(1982) ont montré, par des modèles de formation stellaire contagieuse, que les grandes galaxies possèdent de plus faibles excursions locales dans leur taux de formation stellaire que les petites galaxies. A l'échelle du disque on doit donc aussi s'attendre à une plus large dispersion de valeurs de SFR pour les petites galaxies (Melnick 1992). La Fig 3.11 montre que le taux de formation stellaire est raisonnablement proportionnel à la taille des disques.

D'un taux de formation stellaire, nous pouvons déduire une efficacité de formation stellaire, SFE, c'est à dire le taux de formation d'étoiles massives par unité de masse de gaz moléculaire:

$$SFE1 = \frac{SFR1}{M_{H2}}$$
$$SFE2 = \frac{SFR2}{M_{H2}}$$

L'efficacité de formation stellaire varie très lentement le long de la séquence morphologique (Fig 3.12). SFE1 et SFE2 présentent les mêmes comportements moyens le long de la séquence. Ce résultat est similaire à celui de de Devereux & Young (1991) qui ne trouvaient pas de variation le long de la séquence avec un échantillon de 153 objets. Les valeurs moyennes déduites de SFE1 et SFE2 sont respectivement 10^{-9} M^{*}_{\odot} an⁻¹ M^{gaz}_{\odot}⁻¹ et 4.3 $\times 10^{-9}$ M^{*}_{\odot} an⁻¹ M^{gaz}_{\odot}⁻¹.

L'étude de Tab 3.8 montre que les galaxies grand-design ne présentent pas, en moyenne, d'indicateur SFE1 ou SFE2 différent de celui des galaxies flocculentes. Les galaxies barrées semblent, d'après SFE2, posséder une efficacité légèrement supérieure à celle des galaxies non-barrées, en accord avec Young et al.(1996), mais l'effet n'est pas significatif (la probabilité pour que les distributions de SFE2 soient identiques est de 0.60). La présence de structures à petite échelle (bras spiraux ou barres) ne semble pas modifier notablement l'efficacité de formation stellaire à l'échelle de la galaxie.

Puisque l'efficacité de formation stellaire est constante, il est intéressant d'estimer le temps typique d'épuisement du gaz, en considérant toujours un taux de formation stellaire constant. Le temps d'épuisement du gaz moléculaire est $\tau = \frac{M_{H2}}{SFR}$, si l'on suppose que M_{H2} , déduit de CO(1-0), trace la masse du gaz dans lequel a lieu toute la formation stellaire. Comme $L_{H\alpha}/M_{H2} = 0.035 L_{\odot} M_{\odot}^{-1}$ en moyenne, on trouve un temps moyen $\langle \tau \rangle = 8 \times 10^8$ ans, ce qui prouve que la formation stellaire peut être entretenue à ce rythme pendant quelques périodes de rotation. Ce temps est multiplié par un facteur > 3 si l'on tient compte du gaz atomique qui constitue le réservoir ultime de gaz pour la formation d'étoiles. Sur ces échelles de temps, la disparition des étoiles massives est alors une source de réapprovisionnement en gaz, et il est possible d'entretenir la formation stellaire sur des échelles de temps supérieures à 10^9 ans.

FIG. 3.11: Relation entre le taux de formation stellaire déduit de H α et la taille du disque D₂₅.

3.2.5 Comparaison avec les galaxies en interaction.

Les galaxies en interaction sont connues pour présenter de fortes luminosité FIR, témoignant d'une forte activité de formation stellaire. Il est intéressant de rechercher si elles exhibent



FIG. 3.12: Variation de l'efficacité de formation stellaire des galaxies isolées, $SFE_1 = L_{H\alpha}/M_{H2}$, $SFE_2 = L_{FIR}/M_{H2}$, le long de la séquence morphologique, avec analyse de survie pour M_{H2} afin de tenir compte des non-détections CO.



FIG. 3.11: Relation entre le taux de formation déduit de H α et la taille du disque D₂₅.
FIG. 3.12: Variation de l'efficacité de formation stellaire des galaxies isolées, $SFE_1 = L_{H\alpha}/M_{H2}$, $SFE_2 = L_{FIR}/M_{H2}$, le long de la séquence morphologique (avec analyse de survie pour M_{H2} afin de tenir compte des non-détections CO).

aussi des particularités en émission H α . 14 objets en interaction sont répertoriés dans Young et al.(1996). Les objets en fusion possèdent des luminosités H α typiques de l'ordre de 2.5 $\times 10^8 L_{\odot}$, tandis qu'en moyenne pour les galaxies isolées ont une luminosité de plus basse de l'ordre de 5 $\times 10^7 L_{\odot}$. Néanmoins 5 objets isolés atteignent ce régime, tandis que les images en raie H α ne montrent pas de signe manifeste d'interaction. De même, les objets en interaction présentent une brillance surfacique en H α 4 à 10 fois supérieure à celle des objets isolés, Tab 3.10, et donc un taux de formation stellaire plus élevé par le même facteur. L'efficacité de formation stellaire, Tab 3.11, est supérieure par un facteur 3-4 à celle des galaxies isolées: cette estimation est donc moindre que celles de Young et al.(1986), Sanders et al.(1986), Solomon & Sage (1988), qui indiquaient des facteurs de 7 à 10.

3.2.6 Comparaison aux galaxies d'amas

Nous pouvons maintenant comparer quantitativement le niveau d'émission $H\alpha$ des galaxies d'amas avec celui des objets isolés. Puisque les données $H\alpha$ ne sont disponibles que pour les amas de Coma et Virgo, nous créons un échantillon complet en données CO, HI et $H\alpha$, AMASH α , comprenant:

- 21 objets de l'amas de Coma dont les flux et largeurs équivalentes H α sont connues (Gavazzi et al.(1991), Gavazzi et al. (1997)),

- 45 objets de l'amas de Virgo, dont le flux H α est mesuré (données de Kennicutt et al.(1983), Young et al.(1996)).

Les distributions de taille des disques pour ces deux environnements sont différentes: les galaxies d'ISOLH α sont en moyenne plus petites de 50 % que les galaxies d'AMASH α (Fig 3.13). Les valeurs moyennes des luminosités B et FIR sont aussi différentes, les galaxies d'AMASH α étant en moyenne 3 fois plus lumineuses que les galaxies d'ISOLH α . Le biais de Malmquist est clairement illustré par les plus faibles luminosités FIR et H α des galaxies isolées, puisque nous observons des objets en moyenne plus proches que ceux de Coma ou

Activité de formation stellaire

Afin de nous affranchir des problèmes de distances et de tailles, nous utilisons des brillances surfaciques H α , quantité indépendante de la distance. Etant donné que $\sigma_{H\alpha}$ garde une dépendance en σ_B et σ_{FIR} (voir section suivante), et que les distributions de σ_B et σ_{FIR} sont différentes entre les échantillons ISOLH α et AMASH α , nous définissons, tout comme au chapitre 1, un prédicteur de l'émission H α des galaxies d'amas, DEF H α , à partir de l'échantillon ISOLH α . Nous utilisons la brillance surfacique σ_{FIR} pour prédire $\sigma_{H\alpha}$. Le faible nombre d'objets dans ISOLH α nous oblige à former un prédicteur pour les types précoces SO à Sab, et un prédicteur pour les types Sb à Scd ¹⁰.

La distribution de DEF H α , Fig 3.14, est étonnament uniforme: en séparant AMASH α en fonction de l'origine des objets, on s'aperçoit que les galaxies de Coma ont une légère déficience d'émission H α comparée aux galaxies isolées (Tab 3.12). Les objets de Virgo, quant à eux, présentent un DEF H α négatif, preuve qu'ils ont un excès d'émission H α comparés aux objet isolés. Un tel effet est contradictoire avec les auteurs ayant défendu une activité plus forte dans les objets de Coma que dans les objets de Virgo, et une activité identique dans les galaxies isolées et de champ (Brinks & de Jong (1985)). Nous n'avons trouvé aucune différence significative dans la distribution morphologique ou la déficience HI des galaxies de Coma et de Virgo.

Il y a plusieurs explications possibles à ces différences entre échantillons:

- un biais de sélection qui a conduit à observer en H α dans Virgo des galaxies intrinsèquement brillantes en H α (rappelons que nous avons inclus dans notre échantillon uniquement des galaxies observées en CO, mais il s'agit principalement des galaxies spirales brillantes de Virgo).

- un problème de calibration. La plupart des données pour Virgo sont des observations par photométrie d'ouverture, alors que celles de Coma sont des observations CCD.

$$DEFH\alpha = log(\frac{L_{H\alpha}}{D_{25}^2})_{exp} - log(\frac{L_{H\alpha}}{D_{25}^2})_{obs}$$

avec l'estimateur pour les types SO-Sab:

$$log(\frac{L_{H\alpha}}{D_{25}^2})_{exp} = 1.74 + 0.40 log(\frac{L_{FIR}}{D_{25}^2})$$

et pour les types Sb à Sd:

10

$$log(\frac{L_{H\alpha}}{D_{25}^2})_{exp} = 1.05 + 0.52 log(\frac{L_{FIR}}{D_{25}^2})$$

- une réelle différence entre les galaxies de Virgo et les galaxies isolées. Néanmoins, on ne comprend pas dans ce cas pourquoi les galaxies de Coma, amas plus riche, seraient-elles comparables dans leur émission H α aux galaxies isolées ou même plus faibles en H α ...

Par contre, les largeurs équivalentes moyennes $H\alpha$ ne montrent absolument aucune différence entre les objets isolés ou d'amas. Cet effet n'est pas étonnant puisque nous verrons, section suivante, que la largeur équivalente n'est que faiblement corrélée à σ_B ou σ_{FIR} .

Si le taux de formation stellaire est plus fort dans les galaxies d'amas, alors on peut s'attendre à des différences d'efficacité de formation stellaire. La Fig 3.13 montrent que, compte tenu des incertitudes, les objets d'amas ont des efficacités de formation stellaire (SFE1, SFE2) moyennes identiques à celles des galaxies isolées. Les valeurs de SFE1 pour les galaxies isolées sont supérieures par un facteur 2 à celles données par Young et al.(1996).

Catégorie	Type	$< \log(\sigma_{H\alpha}) >$	<ew></ew>	$<\log(\sigma_B)>$	$<\log(\sigma_{FIR})>$
		$L_{\odot} \ kpc^{-2}$	A	$L_{\odot} \ kpc^{-2}$	$\rm L_{\odot}~kpc^{-2}$
ISOLHα	SO-a	$4.56 \pm 0.52(3)$	13 ± 6	7.75 ± 0.30	8.80
	Sa	4.39(1)	11	7.52 ± 0.18	6.71
	Sab	$4.22 \pm 0.20(4)$	5 ± 2	7.66 ± 0.10	6.58 ± 0.09
	Sb	$4.42 \pm 0.12(7)$	23 ± 11	7.47 ± 0.10	6.60 ± 0.12
	Sbc	$4.53 \pm 0.07(18)$	21 ± 3	7.47 ± 0.06	6.88 ± 0.09
	Sc	$4.62 \pm 0.07(28)$	32 ± 3	7.52 ± 0.06	$6.97{\pm}~0.08$
	\mathbf{Scd}	$4.78 \pm 0.29 (5)$	43 ± 11	7.63 ± 0.22	7.08 ± 0.43
	Sd-Sm	$4.86 \pm 0.09 \ (3)$	34 ± 5	$7.81{\pm}~0.20$	$6.85{\pm}~0.32$
Fusion		5.59 ± 0.2 (14)	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	7.57 ± 0.07	7.76 ± 0.25

TAB. 3.10: Evolution des caractéristiques le long de la séquence morphologique, en fonction du type d'environnement.(valeur \pm erreur standard (effectif)).





FIG. 3.14: Distribution de la déficience H α pour les galaxies d'amas et isolées, puis pour les galaxies de Coma et de Virgo.



TAB. 3.11: Evolution des caractéristiques de l'efficacité de formation stellaire le long de la séquence morphologique, en fonction du type d'environnement(valeur \pm erreur standard (effectif)). L'analyse de survie a été utilisée pour tenir compte des objets non-détectés en CO(1-0).

Echantillon Type		$<\log(L_{H\alpha}/M_{H2})>$	$<\log(L_{FIR}/M_{H2})>$
		${ m L}_{\odot}~{ m M}_{\odot}^{-1}$	${\rm L}_{\odot}~{\rm M}_{\odot}^{-1}$
$ISOLH\alpha$	SO-a	-2.02	
	Sa	-1.51	0.80
	Sab	$-1.54 \pm 0.26 (3)$	$0.62{\pm}0.19$
	Sb	$-1.76 \pm 0.18 (5)$	$0.34{\pm}0.13$
	Sbc	$-1.55 \pm 0.06 (15)$	$0.81{\pm}0.06$
	Sc	-1.35 ± 0.07 (26)	$0.89{\pm}0.06$
	Scd	$-1.36 \pm 0.22 (5)$	0.77 ± 0.25
	Sd-Sm	$-1.22 \pm 0.14 (2)$	0.77 ± 0.36
Fusion		$-1.03 \pm 0.17 (14)$	$1.00 \pm 0.07 (14)$

TAB. 3.12: Le tableau présente les valeurs de la déficience H α (avec l'erreur standard) pour les galaxies de type Sa à Sc des échantillons ISOLH α et AMASH α , séparés en objets de Coma et de Virgo.

	$<$ DEF H $\alpha >$		
Isolées	$-0.001 \pm 0.03 \ (58)$		
Coma	$0.23\pm0.08~(21)$		
Virgo	$-0.54 \pm 0.03 \; (44)$		

3.3 Une approche statistique de la relation entre contenu gazeux et activité de formation stellaire

Nous avons vu que dans notre échantillon le rapport des masses M_{H2}/M_{HI} est fonction du type morphologique, alors que l'efficacité et le taux de formation stellaire en dépendent peu. Nous cherchons ici des relations entre le taux de formation stellaire et soit la densité surfacique gazeuse, soit la fraction de gaz moléculaire. (Nous pouvons aussi rechercher un seuil dans les densités surfaciques de gaz pour le déclenchement de la formation stellaire.)

Lors des ACP que nous allons réaliser, il convient d'ajouter progressivement les variables, afin de mesurer la dispersion apportée par chacune d'entre elles à chaque nouvelle analyse. Rappelons que dans les ACP et ACM, les non-détections sont traitées en tant que limites supérieures.

Une ACP portant sur 45 objets, incluant les variables σ_B , σ_{FIR} , $\sigma_{H\alpha}$, σ_{HI} , σ_{H2} , montre (Tab 3.13 et Fig 3.15) que les indicateurs de formation stellaire, σ_{FIR} , σ_B , $\sigma_{H\alpha}^{-11}$ sont bien corrélés au contenu en gaz moléculaire, et peu corrélés au contenu en gaz atomique. Nous montrons, Fig 3.16, les relations entre la brillance surfacique en H α et les densités surfaciques de gaz. Elle montre que la formation d'étoiles est détectée pour des densités surfaciques de gaz moléculaire moyennes > $0.2 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$, bien en-deçà de la densité surfacique moyenne du gaz atomique ($6 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$). La densité surfacique en gaz est dominée par le gaz atomique, et il serait nécessaire de posséder des cartes pour mettre en évidence un effet à l'intérieur du disque optique (voir paragraphe suivant, galaxies déficientes en HI). Le plan des facteurs 2-3 montre que contenu en gaz atomique et émission H α restent totalement décorrélés. L'anticorrélation de σ_{H2} et $\sigma_{H\alpha}$ dans ce plan est très certainement liée à l'extinction provoquée par la poussière du milieu froid.

L'analyse avec le même échantillon que précédemment, en remplacant la brillance surfacique H α par la largeur équivalente H α , Fig 3.17 & Tab 3.14, fournit cette fois-ci une corrélation forte avec la densité surfacique en gaz atomique: elle illustre la corrélation que nous avions repérée et les effets liés au choix de la normalisation par D_{25}^2 ou L_R. Dans le plan 2-3, nous observons par contre la totale décorrélation entre EW et σ_{HI} , comme dans l'analyse précédente.

Nous souhaitons maintenant analyser les variations de la température de poussière, mesurée par le rapport S_{60}/S_{100} , et du rougissement, mesuré par la couleur B-V: ces vari-

¹¹Nous rappelons que sauf contre-indication, les brillances et densités surfaciques sont toujours obtenues par normalisation par D_{25}^2 , et que le terme densité surfacique de gaz reste une commodité de langage...

ations sont-elles attribuables à de fortes opacités liées au contenu en gaz, ou plutôt à des changements de population stellaire ?

Une ACP pour 32 objets isolés, sur l'ensemble de variables σ_B , σ_{FIR} , σ_{H2} , σ_{HI} auquel nous ajoutons les variables S_{60}/S_{100} et la couleur B-V, donne la Fig 3.18 et Tab 3.15. Dans le plan des facteurs 1 & 2, σ_{HI} et σ_{H2} restent très peu corrélées, et la couleur B-V et la brillance surfacique infrarouge sont anti-corrélées: les galaxies les plus bleues sont donc les plus fortes émettrices en infrarouge. Par ailleurs, la couleur B-V est anti-corrélée au rapport de flux S_{60}/S_{100} , ce qui montre que les galaxies les plus bleues contiennent des poussières plus chaudes.

Le vecteur portant B-V est de direction opposée à σ_{HI} : les galaxies les plus rouges sont celles qui ont le moins de gaz, donc le moins de poussières. En conclusion, les poussières, qui diffusent largement le rayonnement en bandes B et V, ne rougissent pas notablement l'émission d'une galaxie: le rougissement B-V reste principalement provoqué par les variations intrinsèques de populations stellaires. L'extinction ne peut donc pas être modélisée simplement comme un écran de poussières. Enfin on notera que la variation de la couleur S_{60}/S_{100} est très corrélée à celle du contenu en gaz atomique, d'où la position intermédiaire de σ_{FIR} entre σ_{HI} et σ_{H2} , contrairement aux analyses précédentes.

TAB. 3.13: Contribution de chaque facteur extrait à la variance totale de l'échantillon de 45 objets, pour l'ACP contenant les variables σ_B , σ_{FIR} , $\sigma_{H\alpha}$, σ_{HI} , σ_{H2} .

Facteur	Contribution
1	60%
2	19%
3	10%
4	7%



FIG. 3.15: Représentation de l'ACP portant sur σ_B , σ_{FIR} , $\sigma_{H\alpha}$, σ_{HI} , σ_{H2} dans le plan des facteurs 1 & 2, 2 & 3, 3 & 4.



Fig 3.15 suite.



FIG. 3.16: Relation entre brillance surfacique en H α et la densité surfacique de gaz pour les galaxies isolées. Les objets non-détectés en CO(1-0) sont repérés par des \mathbf{v} .

TAB. 3.14: Contribution de chaque facteur à l'ACP portant sur 40 objets et les variables σ_B , σ_{FIR} , EW($H\alpha$), σ_{HI} , σ_{H2} .

Facteur	Contribution
1	52%
2	23%
3	15%
4	07%



FIG. 3.17: Représentation de l'ACP portant sur 40 objets et les variables σ_B , σ_{FIR} , EW(H α), σ_{HI} , σ_{H2} dans le plan des facteurs 1 & 2, 2 & 3, 3 & 4.



Fig 3.17: Svite

TAB. 3.15: ACP: contribution de chaque facteur extrait à la variance totale de l'échantillon comportant 32 objets pour les variables: σ_B , σ_{H2} (6 non-détections), σ_{HI} , S₆₀/S₁₀₀ et B-V.

Facteur	Contribution
1	39%
2	29%
3	18%
4	9%



FIG. 3.18: ACP: plan des facteurs 1 & 2, 2 & 3.



Fig 3. 18 suite

Facteur	Contribution
1	52%
2	23%
3	15%
4	07%

TAB. 3.14: Contribution de chaque facteur à l'ACP portant sur 40 objets et les variables σ_B , σ_{FIR} , EW(H α), σ_{HI} , σ_{H2} .

FIG. 3.17: Représentation de l'ACP portant sur 40 objets et les variables σ_B , σ_{FIR} , EW(H α), σ_{HI} , σ_{H2} dans le plan des facteurs 1 & 2, 2 & 3, 3 & 4.

TAB. 3.15: ACP: contribution de chaque facteur extrait à la variance totale de l'échantillon comportant 32 objets pour les variables: σ_B , σ_{H2} (6 non-détections), σ_{HI} , S₆₀/S₁₀₀ et B-V.

Facteur	Contribution
1	39%
2	29%
3	18%
4	9%

FIG. 3.18: ACP: plan des facteurs 1 & 2, 2 & 3.

Afin de mieux appréhender les relations entre contenu gazeux au sein du disque optique et l'activité de formation stellaire à l'intérieur de cette région, nous prenons un échantillon de galaxies d'amas déficientes en HI vérifiant 0.3 > HI DEF > 0.6 (tout comme au chapitre 1 pour déterminer le contenu gazeux dans le disque optique). 28 objets des amas de Coma et Virgo, répondent aux critères énoncés et possèdent des données H α . Avec ces objets, nous pouvons apprécier plus facilement les instabilités du disque gazeux à l'échelle du disque optique. Pour ces galaxies d'amas, les densités surfaciques de gaz atomique et moléculaire sont sensiblement identiques, et le rapport moyen M_{H2}/M_{HI} vaut 0.77. Leur type morphologique va de Sa à Sc.

L'ACP réalisée sur cet échantillon et 7 variables est montrée Fig 3.19: l'aspect remarquable est la corrélation des émissions FIR et H α avec le contenu en gaz moléculaire, proche du contenu en gaz total, et le manque total de corrélation entre ces émissions et le contenu en gaz atomique. Le gaz atomique étant cette fois-ci dans le disque optique, on voit que ce gaz atomique n'a pas de lien avec la formation stellaire. Le fait d'avoir ou non un réservoir de gaz atomique à l'extérieur de la galaxie n'a pas d'effet sur le taux de formation stellaire instantané.

Dans le plan des facteurs 3 et 4, les émissions en infrarouge lointain et en H α présentent une plus grande dynamique que les autres variables: on intègre l'histoire de la formation stellaire sur des périodes plus longues, mettant en évidence des conditions initiales de formation stellaire dans les objets.

TAB. 3.16: Résultat de l'ACP pratiquée sur 28 objets d'amas (comprenant 2 non-détections en CO(1-0) traitées en limite supérieure), pour les variables f_{H2} , σ_{FIR} , σ_{HI} , σ_{H2} , σ_B , σ_{gaz} . Contribution de chaque facteur extrait à la variance totale de l'échantillon.

Facteur	Contribution
1	52%
2	22%
3	13%
4	07%



FIG. 3.19: Représentation graphique de l'ACP dans le plan des facteurs 1 & 2, 2 & 3, 3 & 4.



FIG. 3.20: Relation entre les traceurs de formation stellaire et du contenu en gaz pour 0.3 > HI DEF > 0.6.

FIG. 3.19: Représentation graphique de l'ACP dans le plan des facteurs 1 & 2, 2 & 3, 3 & 4.

FIG. 3.20: Relation entre les traceurs de formation stellaire et du contenu en gaz pour 0.3 > HI DEF > 0.6.

3.4 Conclusion

La brillance surfacique en H α des objets isolés augmente lentement le long de la séquence morphologique vers les types tardifs. L'effet est plus net avec les largeurs équivalentes. L'efficacité de formation stellaire (L_{FIR}/M_{H2} ou L_{H α}/M_{H2}), augmente lentement dans les galaxies isolées, des types précoces aux types tardifs.

Les objets isolés, qu'ils soient flocculents ou grand-design en bande rouge, barrés ou non-barrés, présentent des activités et efficacités de formation stellaire similaires. Le rôle d'une onde de densité dans la formation stellaire n'est donc pas prépondérant.

Les luminosités et brillances surfaciques H α et FIR sont fortement corrélées: la brillance surfacique en infrarouge lointain peut donc être utilisée comme un traceur de formation stellaire, ces deux quantités étant liées au contenu en gaz moléculaire.

La comparaison des galaxies d'amas avec un échantillon de référence de galaxies isolées a mis en évidence une brillance surfacique H α plus forte dans les galaxies de Virgo. Par contre, les caractéristiques des galaxies de Coma sont proches de celles des isolées. Les largeurs équivalentes H α sont sensiblement identiques pour les deux environnements. Ces résultats préliminaires devront être approfondis pour comprendre les biais possibles dans ces différents échantillons, avant de pouvoir conclure fermement si le taux de formation stellaire est influencé par l'environnement. Qu'elle soit définie par L_{FIR}/M_{H2} ou par $L_{H\alpha}/M_{H2}$, l'efficacité de formation stellaire des galaxies d'amas est identique à celle des galaxies isolées.

Par des analyses en composantes principales, nous avons montré qu'il existe un lien très net entre les émissions CO, FIR et les émissions stellaires en bande B ou en raie H α . Les luminosités et brillances surfaciques H α et FIR sont fortement corrélées: la brillance surfacique en infrarouge lointain peut donc être utilisée comme un traceur de formation

119

stellaire, ces deux quantités étant liées au contenu en gaz moléculaire. La composante atomique est liée, elle, au rapport S_{60}/S_{100} et à l'indice de couleur B-V. La faible contribution de l'extinction au rougissement justifie l'utilisation de couleurs B-V comme indicateurs de population stellaire. L'extinction du rayonnement par la poussière apparaît comme un effet de second ordre dans la variance des émissions H α ou en bande B comme traceurs de la formation stellaire. Nous ne détectons pas de seuil en densité de colonne de gaz pour le déclenchement de la formation stellaire à l'échelle du disque. et le taux de formation stellaire augmente lentement avec la densité de colonne en gaz moléculaire. Une étude de galaxies d'amas à disques tronqués met en évidence, contrairement au gaz moléculaire, que le gaz atomique ne joue pas de rôle dans la formation stellaire de ces objets ¹².

¹²Il serait souhaitable, à l'avenir, de pouvoir réaliser ce type d'analyse avec des galaxies isolées dont la répartition du contenu en gaz atomique à l'intérieur du disque optique sera connue grâce à des cartes interférométriques.

3.5 Emission dans la raie de C⁺ à 158 μ m

3.5.1 Avant-propos

La raie de structure fine ${}^{2}P_{3/2} - {}^{2}P_{1/2}$ de l'ion C⁺ à 157.741 microns est un traceur du chauffage du MIS. Cette raie du carbone une fois ionisé est un des principaux agents de refroidissement du gaz neutre dense, et l'on pense qu'elle provient majoritairement des zones de photodissociation (PDR en anglais), excitées par le rayonnement UV des étoiles massives sur les nuages moléculaires. Dans ces zones, son émission dépend principalement de la densité de gaz et du champ de rayonnement UV, ce qui fait de la raie de C⁺ un traceur potentiel de l'activité de formation d'étoiles jeunes et massives.

Mais la raie de C⁺ est aussi détectée dans les régions HII et le milieu neutre diffus, où elle est excitée par d'autres mécanismes (cf chapitre 4), ce qui complique l'interprétation de l'émission globale d'une galaxie.

3.5.2 Traitement des données

L'instrument LWS à bord d'ISO a permis d'obtenir le spectre à moyenne résolution ("grating mode") de 29 objets isolés, sur 2 positions, SOURCE et CIEL, distantes de 180". Le faisceau de l'instrument couvre une région de taille approximative 80" x 80 " (environ la taille d'un pixel de PHOT C200).

L'observation est systématiquement centrée sur la longueur d'onde attendue de la raie. La résolution en longueur d'onde, 0.6 $\mu m(correspondantR = \lambda/\delta\lambda = 200)$, ne permet en aucun cas de résoudre la raie. Les récepteurs placés derrière le dispositif de dispersion reçoivent aussi les photons d'autres longueurs d'onde, et permettent d'obtenir une mesure du continu autour de 60 et 100 microns indépendante de l'instrument PHOT (Clegg et al.(1996)). Les temps d'observation avaient été calculés à l'origine de manière à pouvoir détecter des luminosités dans la raie de C⁺ vérifiant L_{C+} > 0.3 % L_{FIR} ¹³, L_{FIR} étant estimée à partir des flux mesurés pour les objets déjà détectés par IRAS.

La calibration absolue en flux de l'instrument LWS est de l'ordre de 40 % (Swinyard et al.(1996)). Un spectre est constitué d'un grand nombre de "scans" (entre 10 et 50 par objet) permettant de rejeter les scans perturbés par des rayons cosmiques ou des effets de rémanence.

La première étape du dépouillement est d'éliminer les scans trop bruités, et éventuellement

¹³Valeur moyenne des observations de Stacey et al. (1991), Crawford et al.(1985).

de retirer les points douteux au sein de scans globalement propres. La seconde étape du dépouillement est de soustraire la position CIEL de la position SOURCE afin de permettre des mesures de continu. Dans un troisième temps, en cas de détection, nous ajustons la raie par une gaussienne. L'incertitude est fonction du type d'ajustement et de la ligne de base tirée le long du continu.

Une limite supérieure est donnée aux non-détections en estimant le niveau de bruit dans le continu à 160 μm , $\sigma_{continu}$, dans un élément de résolution 0.6 μm : $3\sigma_{continu} \times$ 0.6 ÅLesvaleurs de flux dans la raie de C⁺ et pour le continu à proximité de la raie (f₁₆₀) sont reportées dans Tab 3.17.

La Fig 3.22 montre que les flux C^+ , détections et limites supérieures comprises, sont inférieurs d'un à deux ordres de grandeurs aux observations de la littérature.

FIG. 3.21: Spectres des galaxies observées avec LWS.

3.5.3 Analyse

Parmi les 24 objets observés, 4 objets sont détectés. Les flux intégrés dans la raie des objets détectés sont parmi les plus faibles enregistrés à l'heure actuelle pour des objets extragalactiques.

Nous cherchons tout d'abord à savoir si les non-détections sont uniquement dues à un manque de sensibilité instrumentale. On conçoit aisément que la détection de la raie est liée au niveau de continu à 160 microns: un continu fort engendre un rapport signal/bruit plus important et facilite la détection de la raie de C⁺. Ainsi le taux de détection de la raie de C⁺ dans notre échantillon est directement lié au flux infrarouge lointain intrinsèque des objets observés.

Dans un deuxième temps, nous nous attachons à comprendre quelles sont les propriétés des objets émetteurs de la raie de C⁺. La quantité pertinente est le rapport L_{C+}/L_{FIR} , qui représente une efficacité de refroidissement du MIS à travers la raie de C⁺. Nous formons l'échantillon de galaxies ISOLCII (24), et un échantillon de 13 observations de la littérature (OTHERCII) (Stacey et al. (1991), Madden et al.(1993), Lord et al.(1996a/b), Crawford et al.(1985)).

L'histogramme du rapport L_{C+}/L_{FIR} (Fig 3.23) permet de voir que les galaxies isolées dans leur ensemble présentent un rapport $L_{C+}/L_{FIR} \simeq 0.1$ %, tandis que les objets actifs présentent des valeurs qui peuvent aller jusqu'à 1 à 2%. Ce résultat n'est pas étonnant puisque les précédentes observations de la littérature se donnaient toutes les chances de détections de la raie de C⁺ en choisissant des objets actifs ou à fort flux infrarouge (Fig 3.24). En conclusion, le rapport L_{C+}/L_{FIR} est fonction de la luminosité L_{FIR} .

Nous montrons dans la Fig 3.25 les relations entre L_{C+} et M_{HI} , M_{H2} pour les objets détectés en C⁺ de ISOLCII + OTHERCII. Une corrélation forte apparaît avec la masse de gaz moléculaire ($\mathbb{R}^2 = 0.40$), que nous exprimons sous la forme

$$\frac{L_{C+}}{L_{\odot}} = 10^{-0.66} (\frac{M_{H2}}{M_{\odot}})^{0.88}$$

TAB. 3.17: Données ISO, instrument LWS, pour 24 objets isolés, après soustraction de la position CIEL à la position SOURCE. La col. 2 indique la position de la raie détectée. Le symbole < en col. 3 ou 4 indique une non-détection. Le continu à 158-160 microns est estimé en dehors de la raie détectée ou de sa position attendue. La largeur équivalente H α est rappelée en dernière colonne quand elle existe. La prévision du flux attendu dans la raie de C⁺ d'après le contenu moléculaire est donnée colonne 6, avec le symbole (1) pour les flux prédits d'après la masse M_{H2}, (2) pour les flux déduits de M_{HI}.

1	2	3	4	5	6
Source	λ_{C+}	$\int f_{C+}d\lambda$	\mathbf{S}_{160}	$\mathrm{EW}(\mathrm{H}lpha)$	$\int f_{C+} d\lambda (1 \text{ ou } 2)$
	μm	$W cm^{-2}$	Jy	Å	$W cm^{-2}$
KA 682 (N5949)		< 12.9e-21	4.4 ± 1.8	22	7e-21 (2)
KA 712 (N6012)		< 9.3e-21	3.2 ± 1.3		4.8e-19 (1)
KA 716 (U10104)		< 7.2e-21	2.3 ± 1		1.5e-20(2)
KA 748 (U10445)		< 15.3e-21	4.9 ± 2.1		3.8e-20(2)
KA 769 (U10528)		< 7.2e-21	2.2 ± 1		1.1e-19 (1)
KA 772 (I 1231)		< 4.5e-21	1.4 ± 0.6		2.8e-19(1)
KA 785 (U10685)		< 3.6e-21	1 ± 0.5		1.5e-19 (1)
KA 786 (U10699)	161	$13.8e-21 \pm 5.2e-21$	4.5 ± 1.9		2.4e-19(1)
KA 791 (U10743)	}	< 21.3e-21	9 ± 3		1.3e-19 (1)
KA 805 (I 1256)		<9.4e-21	2.9 ± 1.3		1.3e-20(2)
KA 808 (U10862)		<4.3e-21	< 0.6		1.5e-19 (1)
KA 812 (N6389)		<2e-20	6.2 ± 2.7	23	5.8e-19(1)
KA 813 (N6412)	158.3	$0.56e-20 \pm 3.5e-21$	1.3 ± 0.5	21	3.4e-20(2)
KA 828 (U 10972)		<3e-21	1.3 ± 0.6		1.25e-20(2)
KA 838 (I 1269)		< 9e-21	4.6 ± 1.8		1.2e-20(2)
KA 862 (N6711)		$<\!6.5e-21$	3.3 ± 1.3	21	5.4e-19(1)
KA 879 (U11575)		$<\!5e-21$	2.4 ± 1	55	1.06e-19 (1)
KA 897 (N7025)		<7.5e-21	3.7 ± 1.5		1.7e-19 (1)
KA 910 (I 5104)		$<\!6e-21$	2.5 ± 1.2		7.1e-20 (1)
KA 911 (N7056)		$0.73e-20 \pm 0.2e-20$	5.7 ± 2.3		3.e-21(2)
KA 930 (I 1401)		$<\!6.5e-21$	3.3 ± 1.3		1.03e-19(1)
KA 935 (N7156)		<1.4e-20	6.9 ± 2.8	29	3.6e-19(1)
KA 971 (U12082)		$2.1e-20 \pm 2.5e-21$	1.2 ± 0.5		4.5e-20(2)
KA 976 (N 7328)		<3.5e-21	< 0.7		6.2e-19 (1)

Nous choisissons cette corrélation pour définir une formule de prédiction de la raie de C⁺ dans les objets non-détectés en C⁺ mais observés en CO. Si la source n'a pas été observée en CO, nous estimons une limite supérieure en supposant que l'émission de C⁺ provient du milieu diffus atomique illuminé sous un champ de rayonnement $\chi_0=10$ (voir Chapitre 4), soit donc une émissivité de $2.3 \times 10^{-26} \text{ erg}(\text{C}^+)/\text{H/s}^{14}$. Le contenu en gaz atomique dans le faisceau de LWS est estimé en supposant une distribution uniforme de toute la masse M_{HI} sur un disque de diamètre 2 D₂₅. Les flux calculés pour la raie de C⁺ sont utilisés dans Tab 3.17. La Fig 3.26 montre que les limites supérieures ou les valeurs limites pour les observations avec LWS sont en majorité inférieures aux valeurs déduites des estimateurs que nous avons utilisés: la sensibilité était donc suffisante pour détecter dans la majorité des cas la raie de C⁺, qu'elle soit émise dans le milieu moléculaire ou le milieu diffus atomique. Nous pouvons conclure que ces galaxies isolées font donc partie d'une population différente des objets précédemment observés, à l'émission C+ moins intense: le rapport L_{C+}/L_{FIR} semble donc présenter une grande gamme de valeurs possibles.

Le rapport L_{C+}/L_{FIR} pourrait bien être fonction de l'activité de formation stellaire, le nombre de zones de photodissociation augmentant avec le taux de formation stellaire et la masse de gaz moléculaire. Nous avons recherché s'il existe une relation entre les émissions C⁺ et H α : la Fig 3.27 montre une relation assez nette pour un ensemble de 15 objets. Les objets non-isolés possédant des données C⁺ et H α sont principalement des galaxies à noyaux actifs, ce qui peut expliquer l'excès d'émission dans la raie de C⁺. Ces résultats sont encourageants, et démontrent qu'il est nécessaire d'obtenir les données H α pour toutes les galaxies isolées qui seront observées par LWS ¹⁵. Nous avons inspecté les images H α disponibles pour 6 objets observés en C⁺ en vue de repérer des noyaux actifs: l'émission H α nucléaire ne représente jamais plus de 10% de l'émission totale, et rend peu probable la présence de ces objets dans l'échantillon ISOLCII.

¹⁴Si l'on suppose $\chi_0 = 1$ dans tout le gaz atomique, l'émissivité à employer chute d'un facteur 3.

¹⁵Soit environ 40 objets au total, dont seulement 6 ont pu être observés à l'heure actuelle: une partie de ces objets ne sont visibles que dans l'hémisphère austral.



FIG. 3.22: Distribution de l'intensité C⁺ en erg cm⁻² s⁻¹ pour les objets isolés observés avec LWS et les objets de la littérature.



FIG. 3.23: Distribution du rapport L_{C+}/L_{FIR} pour les objets isolés (en majorité nondétectés), et les autres objets de la littérature. Tous ces objets ont été détectés par IRAS.



FIG. 3.24: Relation entre luminosités L_{C+} et L_{FIR} . Les lignes correspondant à $L_{C+}/L_{FIR}=0.1$ et 1% ont été tracées. Les objets isolés présentent des luminosités FIR inférieures à tous les objets précédemment observés dans la littérature.



FIG. 3.25: Corrélation entre masses de gaz atomique et moléculaire, et les luminosités C^+ , pour un ensemble d'objets détectés (isolés + littérature).



FIG. 3.27: Relation entre luminosités C⁺ et H α . Tous les objets isolés sont non-détectés en C⁺.



FIG. 3.26: Relation entre luminosités C^+ observées dans les objets isolés et les luminosités C^+ prédites par le contenu en gaz atomique ou moléculaire.

FIG. 3.25: Corrélation entre masses de gaz atomique et moléculaire, et les luminosités C^+ , pour un ensemble d'objets détectés (isolés + littérature).

FIG. 3.26: Relation entre luminosités C^+ observées dans les objets isolés et les luminosités C^+ prédites par le contenu en gaz atomique ou moléculaire.

3.5.4 Conclusion

La raie de C⁺ à 158 microns a pu être détectée dans 4 des 24 galaxies isolées observées à ce jour. La prédiction du flux attendu en raie de C⁺ à partir des contenus en gaz atomique ou moléculaire montre que dans la majorité des cas, la sensibilité atteinte était suffisante pour détecter la raie si elle était produite dans des PDRs, voire le milieu diffus atomique. Une limite supérieure peut être placée sur le rapport L_{C+}/L_{FIR} de cet échantillon: 0.1 %. Ces résultats devront être confirmés par la dernière collecte de données ISO LWS: l'échantillon de galaxies isolées observées s'élevera alors à une quarantaine d'objets. Signalons que le traitement de toutes les données acquises par de nouveaux "pipelines" pourraient aussi apporter de nouvelles détections.

D'autres programmes utilisant ISO vont aussi produire des données concernant la raie de C⁺. De prochaines observations en raie H α devraient permettre de confirmer la corrélation entre les luminosités H α et C⁺, et indiquer si l'origine de la raie de C⁺ et sa validité comme traceur de formation stellaire: en effet, dans un avenir plus ou moins proche, plusieurs instruments seront disponibles à cette longueur d'onde (SOFIA, FIRST), et permettront de résoudre spatialement l'émission dans la raie de C⁺, la structure des galaxies spirales les plus proches. Dans un avenir plus lointain, cette raie pourrait s'avérer potentiellement importante pour l'étude des galaxies très lointaines, car pour des décalages spectraux supérieurs

FIG. 3.27: Relation entre luminosités C⁺ et H α . Tous les objets isolés sont non-détectés en C⁺.

à 3 ou 4, la longueur d'onde d'observation tombe dans le domaine submillimétrique.

3.6 Références bibliographiques

Adams M. Jensen E., Stoke J., 1980, AJ, 85, 1010 Barnes, Hayes, 1984, The IRS Standard Manual, NOAO Tucson Bierman P., 1976, A&A, 53, 295 Bicay M., Giovanelli R., 1987, ApJ, 321, 645 Boselli A., 1994, A&A, 292, 1 Boselli A. et al., 1995, A&A, 300, L13 Bothun G., Dressler A., 1986, ApJ, 301, 57 Brinks, de Jong, News apsects of galaxy photometry, ed JL Nieto, Berlin Springer Verlag, p111 Buat V., 1987, A&A, 185, 33 Buat V., 1988, A&A 195, 60 Buat V., Deharveng J.M., Donas J., 1989, A&A, 223, 42 Buat V., 1992, A&A, 264, 444 Burstein D., Condon J., Yin, 1987, ApJ, 315, L99 Bushouse H., 1987, ApJ, 320, 49, 1987 Casoli F., Dickey J. et al, 1996, A&A, 309, 43 Clegg P., 1996, AA, 315, L38 Crawford M., Genzel R., Townes C., Watson D., 1985, ApJ, 291, 755 DeGioa-Eastwood K., et al, 1984, ApJ, 278, 564 de Jong R., van der Kruit P., 1994, A&AS, 106, 451 de Jong R., 1995, University of Gronningen, The Netherlands Devereux N., Young J., 1991, ApJ, 371, 515 Donas J., Deharveng, 1984, A&A, 140, 325 Donas J., Deharveng et al., 1987, A&A, 180, 12 Donas J., Buat V. et al., 1990, A&A, 235, 60 Dopita M., 1985, ApJ, 295, L5 Elmegreen D., Elmegreen B., 1982, MNRAS, 201, 1021 et 1035 Elmegreen D., Elmegreen B., 1984, ApJS, 54, 127 Elmegreen B, Elmegreen D., 1986, ApJ, 311, 554 Elmegreen B., 1987, ApJ, 314, 3 Elmegreen B., 1994, "The formation of the Milky Way", IAA-IAC Proceedings, ed. E.Alfaro

- & A. Delgado, Cambridge University Press", 28
- Ferguson A., Wyse R. et al., 1996, AJ, 111, 2265
- Gallagher J., Hunter D., Tutukov A., 1984, ApJ, 284, 544
- Gallagher J., Hunter D., 1986, AJ, 92, 557
- Gallagher J., Scowen P., 1995, RevMexAA, Seria de conferencias, 3, 17
- Gavazzi G., Jaffe W., 1986, ApJ, 310, 53
- Gavazzi G., 1987, ApJ, 320, 96
- Gavazzi G., 1989, ApJ 346, 59
- Gavazzi G., Boselli A., Kennicutt R., 1991, AJ, 101, 1207
- Gavazzi G. al., 1997, soumis à A&A
- Heck E., Flower D., Le Bourlot J., Pineau des Forêts G., Roueff E., 1992, MNRAS 258, 377
- Hunter D., Gallagher J., 1986, PASP, 98,5
- Israel F., Kennicutt R., 1980, ApL, 21, 1
- Jungwiert B., Palous J., 1994, A&A, 287, 55
- Karachenseva V., 1973, Comm. Spec. Astrophy. Obs., 8
- Kenney J., Young J., 1988, ApJS, 66, 261
- Kennicutt R., Kent S., 1983, AJ, 88, 483
- Kennicutt R., 1983, ApJ, 272, 54
- Kennicutt R., Bothun G., Schommer R., 1984, AJ, 89, 1279
- Kennicutt R., 1989, ApJ, 344, 685
- Kennicutt R., 1990, The interstellar medium in Galaxies, ed. A. Thronson & J. Shull,
- Dordrecht, Kluwer, 405
- Kennicutt R., 1992, ApJS, 79, 255
- Kennicutt R., Bresolin F. et al., 1995, ApJ, 109, 594
- Klein U., 1982, A&A, 116, 175
- Kodaira K., Watanabe T., Onaka T., Tanaka W., 1990, ApJ, 363, 422
- Larson H., Tinsley B., 1978, ApJ, 219, 46
- Lequeux J., 1971, A&A, 15, 72
- Lord S., 1987, Ph.D. Thesis Massachusetts Univ., Amherst
- Lord S., Malhotra S., Lim T. et al., 1996, A&A, 315, L117
- Lord S., Hollenbach D., Haas M., Rubin R. et al., 1996, ApJ, 465, 703
- Madden S., Geis N., Genzel R. et al., 1993, ApJ, 407, 579
- Marquez I., thèse
- Melnick, 1992, in Star Formation in Stellar Systems, ed. G. Tenorio Tagle, M. Prieto, F.
- Sanchez, (Cambridge, Cambridge University Press), 255

Miller G., Scalo J., 1979, ApJS, 41, 513 Oke J., Gunn J., 1983, ApJ, 266, 713 Rand R., 1996, ApJ, 462, 712 Rand R., 1997, ApJ, 474, 129 Romanishin W., 1990, AJ, 100, 373 Rubin V., Ford W., 1986, ApJ, 305, L35 Sanders D., Scoville N., Young J. et al., 1986, ApJ, 305, L45 Sauvage M., Thuan T.X., 1992, ApJ, 396, L69 Scodeggio M., Gavazzi G., 1992, ApJ, 409, 110 Schmidt M., 1959, ApJ, 129, 243 Scoville N., Young J., 1983, ApJ, 265, 148 Searle L., Sargent W., Bagnuolo W., 1973, ApJ, 179, 427 Seiden P., Gerola H., 1982, Fund. Cosmic Physics, 7, 241 Shore, S, 1995, Fundamental of Cosmic Physics, Canuto VM Elmegreen B Ed., Gordon and Breach Science Publishers, 16,1-110 Sleath J., Alexander P., 1996, MNRAS, 283, 358 Solomon P., Sage L., 1988, ApJ, 334, 613 Stacey G., Geis N. et al., 1991, ApJ, 373, 423 Swinyard B. et al., 1996, AA, 315, L43 Talbot R., 1980, ApJ, 235, 821 Thronson H., Telesco C., 1986, ApJ, 311, 98 Wyse R., 1986, ApJ, 311, L41 Wyse R., Fergusson A., 1995, A&AS, 187, 4809 Young J., Allen L., Kenney J. et al, 1996, AJ, 112, 1903 Zasov A., Astr. letters, 1995, 21, 5, 730

Chapitre 4

Une simulation du transfert radiatif dans le disque de NGC 6946

4.1 Introduction

Nous avons vu au chapitre 2 qu'à grande échelle, l'émission en infrarouge lointain vers 60 et 100 microns d'une galaxie est dominée par la poussière tiède, et que l'émission vers 180 microns est corrélée à la quantité de gaz moléculaire. Au chapitre 3 nous avons montré que la luminosité FIR semblait être un indicateur fiable de l'activité de formation stellaire d'un objet extragalactique au même titre que le rayonnement H α . Nous avons confirmé la forte contribution de la phase moléculaire dans l'émission de C⁺, et donc la prédominance probable des zones de photodissociation chauffées par le rayonnement ultraviolet des étoiles massives. L'inconvénient majeur de ces observations à l'échelle d'un disque de galaxie est la difficulté d'interprétation des propriétés globales, en l'absence de connaissance des propriétés locales: ces observations n'autorisent ni l'identification des phases à forte émission en raie de C⁺ ou en continu FIR, ni la localisation des sources de chauffage du gaz et de la poussière.

Les observations d'objets extragalactiques résolus en continu infrarouge lointain sont rares et ont été acquises par IRAS et ISO pour des galaxies proches comme NGC 6946, M31, M51. Elles indiquent que l'émission FIR est plus intense dans les bras spiraux, mais

131

ne s'annule pas dans les zones d'interbras (Fig 4.4). Un observatoire embarqué sur avion, le Kuiper Airborne Observatory, a permis d'obtenir des cartes où la structure spatiale de la raie de C⁺ est partiellement résolue, par exemple pour les galaxies NGC 6946, M83, Cen A, M51 (Madden et al 1994). Ces études indiquent qu'une partie de l'émission de la raie de C⁺ est étendue et provient du gaz atomique, mais que la majorité provient des zones de photodissociation.

Afin de mieux comprendre les résultats des chapitres 2 et 3, et afin de préparer l'interprétation de nouvelles données d'ISO ou d'observatoires futurs à meilleure résolution spatiale (SOFIA, FIRST), nous avons développé un code de simulation numérique de transfert de rayonnement dans le disque d'une galaxie spirale. Nous avons pour cela choisi une galaxie particulière, NGC 6946, pour laquelle nous avons accès à des observations dans une grande gamme de longueurs d'onde. Nos objectifs sont d'évaluer dans cet objet, la contribution du rayonnement ultraviolet au chauffage de la poussière émettant à 60 et 100 microns, et d'estimer si la raie de C⁺ est principalement émise dans les zones de photodissociation. Par la même occasion, nous souhaitons mieux comprendre le transfert du rayonnement UV dans le milieu interstellaire d'un disque à deux phases, et estimer le rôle de la nature fragmentée du MIS à petite échelle (10-20 pc) pour le transfert de rayonnement.

Les hypothèses nécessaires à ce type d'exercice sont nombreuses, et nous décrirons tout d'abord notre conception actuelle du MIS à petite échelle (10 pc) (section 4.3). Ensuite nous évaluerons quelles sont les sources de chauffage importantes dans ce MIS, et chercherons comment décrire les processus de formation stellaire (section 4.4). Une méthode de Monte-Carlo de lancers de photons nous permet d'étudier le parcours du rayonnement UV dans la structure fragmentée du disque (sections 4.5 et 4.6). La carte du champ de rayonnement local UV produite est alors combinée à des modèles d'émission de poussière et de la raie de C⁺ (4.7), en vue de reproduire les observations obtenues pour cet objet (les résultats de ce modèle standard sont abondamment discutés dans l'article III et la section 4.10). Enfin, dans les sections 4.11 à 4.18, nous discuterons plus en détails les résultats de modèles dérivés du modèle standard.

4.2 Un objet particulier : NGC 6946

NGC 6946 est une galaxie de type Scd présentant une faible inclinaison sur la ligne de visée (30°). Avec un diamètre apparent $d_{25} = 11$ ', c'est une des plus grandes spirales visibles dans le ciel. La présence d'un grand bras très brillant (Nord-Est) lui valut d'être classée comme galaxie particulière 29 du catalogue de Arp (1966). En analysant la structure spirale, Considère & Athanassoula 1988 ont détecté les modes m=2 et m=4. Une petite barre est également présente au centre de NGC 6946.

NGC 6946 est une galaxie proche, $D = 5 (\pm 3)$ Mpc, ce qui permet une bonne résolution spatiale: 1 minute d'arc représente une dimension linéaire de 1.5 kpc. En raison de sa basse latitude galactique (b=11°), cet objet présente une forte extinction dans l'UV.

En raie H α , la galaxie présente de nombreuses régions de formation stellaire le long des bras spiraux, qui sont aisément visibles dans les images du continu radio de Beck & Hoernes(1996). Pas moins de 6 supernovae ont été identifiées dans cet objet depuis 1917 (Li & Li 1995), et sont visibles avec ROSAT dans le domaine des rayons X (Schlegel et al. 1994).

L'émission du noyau est forte: la partie centrale ($R < 22^{"}$) contribue à environ 3% de l'émission totale en bande R. Cette émission est nettement rougie, comme le montre la variation radiale des couleurs U-B =0.12 au centre, contre -0.12 dans le disque, B-V =0.70 contre 0.58 dans le disque, et g- r =1.2 contre 0.70 (Engargiola (1991)). Comme dans d'autres galaxies, la population stellaire du bulbe est assez différente de celle du disque. C'est pourquoi nous ne tenterons pas de reproduire le transfert de rayonnement au centre du disque¹.

La distribution spatiale du gaz est bien connue: en HI, le disque est deux fois plus étendu que le disque optique et présente des bras spiraux s'étendant à l'extérieur de celui-ci. Des cavités sont aussi visibles. Une carte de la raie de CO(1-0) a été obtenu par Tacconi & Young (1986), à la résolution de 45". Une carte CO(2-1) a été obtenue au radiotélescope de 30m de l'IRAM, avec une résolution de 13", et montre des complexes moléculaires associées aux régions de formation stellaire (Fig 1. Art III). L'existence d'une courte barre moléculaire au centre de cet objet semble acquise (Weliachew et al. 1988, Ball et al. 1985). Cette galaxie riche en gaz contient aussi beaucoup de poussières, qui sont mises en évidence sur la carte V-I (obtenue par P. Boissé à l'OHP, com. privée) de la Fig. 2 Art. III.

¹Par ailleurs, la résolution du code dynamique employé pour déplacer les nuages ne permet pas de suivre correctement la dynamique de cette région centrale

A de plus grandes longueurs d'onde, la galaxie NGC 6946 est partiellement résolue par IRAS entre 12 et 100 microns (Fig 4.5, G. Helou, comm .privée). Avec ISO, des cartes ont été obtenues entre 7 et 200 microns (Malhotra et al. 1996, Helou et al. 1996, Lu et al. 1996, Tuffs et al. 1996). La galaxie a aussi été cartographiée en raie de C⁺ à l'aide du Kuiper Airborne par Madden et al.(1993), à une résolution de 45": la Fig 4.4 montre qu'il existe une forte émission dans le noyau ainsi que dans le disque. Cette émission est corrélée à l'émission CO dans les bras, et au gaz atomique pour des rayons > 5'.

Donnée observée	Valeur	Réf.
Туре	SABcd	de Vaucouleurs et al.(1976)
Ascension droite (1950)	20h33m49s	Dressel & Condon (1976)
Déclinaison (1950)	59°58'49"	77
Vitesse de récession	$V_{hel}{=}~336~\rm km s^{-1}$	
Distance	5 Mpc	De Vaucouleurs (1979)
Angle de position du grand axe	34 °	Ables (1971)
Inclinaison	34°	Considère & Athanassoula (1988)
B_t^0	$8.49 \mathrm{mag}$	RC3
$M_{H2} (R < 6')$	$2.0 \ 10^9 \ { m M}_{\odot}$	Young & Scoville (1982)
$M_{HI} (R < 6')$	$2.6~10^9~{ m M}_{\odot}$	Boulanger & Viallefond (1992)
$L_{1950-2050A}$	$5.4~10^8~{ m L}_{\odot}$	Buat et al. (1989)
L_{Hlpha}	$1.0~10^8~{ m L}_{\odot}$	DeGioa et al. (1984))
IRAS $12\mu m$	$2.3~10^9~{ m L}_\odot$ $\pm~20~\%$	Engargiola (1991)
IRAS $25\mu m$	$1.4 \ 10^9 \ L_{\odot} \pm 20 \ \%$	Engargiola (1991)
IRAS $60\mu m$	$4.5 \ 10^9 \ L_{\odot} \pm 20 \ \%$	Engargiola (1991)
IRAS $100\mu m$	$6.6 \ 10^9 \ L_{\odot} \pm 20 \ \%$	Engargiola (1991)
IRAS $200\mu m$	$3.4~10^9~{ m L}_\odot$ $\pm~20~\%$	Engargiola (1991)

TAB. 4.1: Paramètres de NGC 6946


FIG. 4.1: Image H α de NGC 6946 obtenue au télescope de 6m russe de Zelentschousk. Le Nord est en haut, l'Est à gauche. Le bras Nord-Est est dédoublé en une fourche.



FIG. 4.2: Image HI 21cm de NGC 6946, à la résolution de 25" (Boulanger & Viallefond (1992)). Le champ couvert est de 20' x 20'. Des trous de HI sont perceptibles à l'intérieur du disque optique. Les bras spiraux s'étendent au-delà du disque optique.



FIG. 4.3: Profil radial de la densité de colonne de gaz atomique déduite de la raie 21 cm et de la densité de colonne de gaz moléculaire déduite de la raie de CO(1-0) (d'après Tacconi & Young 1986). L'émission CO(1-0) n'est pas détectée au-delà de 7 kpc.



FIG. 4.4: Carte C⁺ de NGC 6946 par Madden et al.(1993), superposée à une image optique.



FIG. 4.5: Carte 60 microns de NGC 6946, par IRAS (intensité en unité arbitraire).

4.3 Modélisation du milieu interstellaire

Nous avons vu que le milieu interstellaire d'une galaxie comprend 3 phases principales (Mc Kee & Ostriker (1977)): atomique, moléculaire et ionisée.

Nous renonçons à modéliser le milieu diffus ionisé. En effet, ce milieu chaud est très étendu (probablement jusqu'à 1 kiloparsec au dessus du disque), et se confond souvent avec le milieu HI (sous forme de cheminées, bulles) avec lequel il coexiste. Sa masse globale est probablement de l'ordre de 1% de la masse totale du milieu interstellaire, et bien que son émissivité FIR soit forte², il ne peut contribuer à plus de 10% de la luminosité infrarouge totale. Nous considérerons donc que ce milieu donne une contribution minoritaire à l'émission totale infrarouge³. Nous simplifions notre modèle à l'extrême et ne retenons que deux phases représentant globalement le milieu interstellaire du disque mince: un milieu diffus atomique et un milieu dense moléculaire. Afin de ne pas compliquer l'interprétation du modèle standard que nous décrivons, nous considérerons qu'il n'y a pas de gradient de métallicité. Puisque la métallicité trace aussi le rapport de masse poussières/gaz, nous supposerons qu'il n'y pas non plus de variation importante de ce rapport à l'échelle du disque tout entier. Les abondances moyennes dans le disque de NGC 6946 restent proches des abondances galactiques (Belley & Roy, 1992). Le rapport des abondances d'oxygène et d'hydrogène [O]/[H] diminue d'un facteur 5 du centre au bord du disque (Zaritsky et al 1994), mais puisque nous renonçons à modéliser le transfert de rayonnement dans la région centrale, ce gradient

²10 fois celle du milieu atomique d'après Sodroski et al.(1997).

³Sa contribution à C⁺ sera discutée plus loin.

4.3.1 Gaz atomique, milieu diffus

Dans la galaxie NGC 6946, la densité de colonne de gaz atomique, tracée par la raie de l'hydrogène à 21 cm, augmente lentement du centre vers le bord du disque visible, puis décroît doucement au-delà de 5 kpc. L'émission du gaz atomique est détectée bien au delà du disque optique, jusqu'à un rayon de l'ordre de 12 kpc.

Nous supposerons cette répartition homogène à l'échelle de 100 parsecs. Dans cette approximation nous négligeons les trous de HI observés par Boulanger & Viallefond (1992). Probablement créées par des explosions de supernovae, ces cavités présentent des tailles de l'ordre de 100 parsecs et génèrent des déficits locaux d'environ $10^7 M_{\odot}$ en gaz. Nous n'essayons pas non plus de distinguer de structure particulière au sein du milieu atomique bien qu'un contraste par un facteur deux soit observé entre les bras spiraux et la région interbras.

Pour décrire la distribution verticale du gaz, nous supposons une distribution uniforme de la densité atomique entre -H et + H, H=180 parsecs. Cette valeur H semble être constante d'une galaxie à une autre (la Galaxie semble présenter les mêmes caractéristiques que les galaxies NGC 891 ou NGC 4565 observées par la tranche (Kylafis & Bahcall (1987)). Nous n'essayons pas de reproduire d'effets subtils comme le gauchissement du disque sur ses bords, et l'inclinaison du disque gazeux par rapport au disque stellaire, comme cela est parfois constaté.

4.3.2 Gaz moléculaire, milieu dense

Le milieu moléculaire observé dans la Galaxie présente une structure hiérarchique sur plusieurs ordres de grandeurs, allant du coeur dense au complexe moléculaire géant (masse de 1 à $10^6 M_{\odot}$, taille de $< 10^{-4}$ à 100 parsecs) (Falgarone et al.(1992)). Les complexes moléculaires géants sont les objets les plus massifs du disque d'une galaxie. Par leur taille et leur pouvoir d'extinction, ces complexes sont directement responsables du rougissement et de l'obscurcissement de la lumière stellaire. Nous représentons ce milieu dense sous forme de nuages moléculaires sphériques. L'hypothèse de sphéricité des nuages est très grossière, mais toute tentative de représentation de la porosité des nuages, sous des formes très compliquées (filaments, enveloppes fractales) ne ferait que compliquer la mise en oeuvre et l'interprétation du modèle.

Le spectre de masse des nuages moléculaires de la Galaxie suit typiquement une loi $dN(M)/dM \propto M^{-1.5}$, déduit des relevés CO dans notre Galaxie par Solomon & Sage (1988) par exemple. Ainsi ce sont les nuages les plus massifs qui contiennent la majeure partie du matériau moléculaire. Nous envisageons des nuages de masses 10^3 à $10^6 M_{\odot}$. Pour la densité moyenne des nuages moléculaires, nous choisissons 50 H₂ cm⁻³. Cette valeur moyenne est valable pour des nuages géants. Pour avoir une représentation plus aisée du milieu moléculaire, nous avons choisi d'utiliser la même densité pour tous les nuages ⁴. Afin de distribuer les nuages dans le disque, nous nous servons du modèle dynamique de Combes & Gerin (1985). Comme dans l'étude de M51 par Garcia-Burillo et al.(1993), ce code utilise des observations pour estimer le potentiel gravitationnel de la galaxie. Il permet de modéliser la dynamique et la cinématique de nuages moléculaires, qui se déplacent dans le potentiel gravitationnel, avec une résolution spatiale de 200 pc environ. Les nuages grossissent par collisions, et se scindent en plus petits sous l'effet de chocs entre eux et d'explosions de supernovae. Le potentiel gravitationnel est créé en deux temps:

- la partie axisymétrique est déduite du profil radial de l'image rouge, en supposant un rapport masse/luminosité constant, et en ajustant cette constante pour reproduire les courbes de rotation CO et HI.

- les perturbations de l'image (barre et bras spiraux) forment les composantes non-axisymétriques du potentiel, responsable des structures. La vitesse de rotation angulaire de l'onde de densité est ajustée pour reproduire les structures observées dans le gaz à partir de ce potentiel perturbateur. La figure Fig 4.6 présente le champ de vitesse obtenu dans le disque de gaz moléculaire.

⁴En fait, cette densité moyenne est fonction de la masse même du nuage, si l'on utilise la loi de Larson 1981 pour relier masse et taille dans les nuages moléculaires $M/R^2 = 100 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. Nous discuterons à la fin du chapitre les conséquences de ce choix.



FIG. 4.6: Champ de vitesse des nuages moléculaires. La longueur des flèches est proportionnelle au module de la vitesse de chaque nuage dans le plan du disque, dans un référentiel fixe.

4.4 Modélisation des sources de chauffage

Nous séparons les populations stellaires potentiellement capables de chauffer la poussière en deux catégories⁵:

- étoiles jeunes massives, ionisantes (donc de type O5 à B2 et de masses 10 à 60 M_☉): elles chauffent la poussière par leur fort rayonnement UV (λ > 912 Å) ⁶. Nous ne traitons pas le chauffage de la poussière par le rayonnement ionisant (λ < 912 Å) ⁷ qui n'est important qu'à l'intérieur des régions HII, et a lieu principalement par les photons Lyman α après dégradation des photons du continu dans le gaz ionisé. Avec des mesures d'excès d'infrarouge de 3 à 6 dans les régions HII, le continu Lyman contribue certainement à moins de 20% du chauffage de la poussière à l'échelle d'une galaxie (Rice et al.(1990), Sodroski et al.(1989)). - étoiles de type plus tardif que O ou B: elles peuvent chauffer la poussière par leur rayonnement visible ou proche infrarouge. Cette catégorie inclut donc les étoiles géantes M (ou OH/IR) à pertes de masses, décrites dans Cox et al.(1986), et qui contribuent au chauffage de la poussière chaude.

Dans le cas des étoiles massives, du fait de leur proximité avec les nuages moléculaires et de leur faible temps de vie en-dehors des bras spiraux, nous traitons avec précision leur déplacement depuis leur naissance au bord des nuages moléculaires, jusqu'à leur disparition. La distribution spatiale des étoiles plus vieilles est beaucoup plus homogène dans le disque et nous nous contentons d'un traitement statistique.

4.4.1 Propriétés individuelles des étoiles massives (M> 10 M_{\odot}).

Tout d'abord, rappelons quelques caractéristiques des étoiles massives. Le temps de vie d'une étoile massive (M> 10 M_{\odot}) est très court, de l'ordre de quelques millions d'années entre l'arrivée de l'étoile sur la séquence principale et son départ vers la branche des géantes rouges (avant de devenir une étoile de Wolf Rayet ou d'exploser en supernovae). Nous évaluons le temps de vie sur la séquence principale (phase de combustion de l'hydrogène)

⁵Dans les deux cas, nous ne traitons pas le chauffage de la poussière par des sources enfouies.

⁶Les étoiles de type plus tardif que B2 n'émettent pas suffisamment d'ultraviolet pour ioniser l'hydrogène et créent des nébuleuses par réflexion.

⁷Peu d'auteurs ce sont essayés à cet exercice puisque la section efficace d'absorption du rayonnement ionisant par la poussière est mal connue, et puisque la poussière est détruite lorsque la température dépasse 1300 K.

des étoiles massives sous forme numérique d'après Cox et al. (1986), Güsten & Mezger (1983):

$$\frac{\tau(M)}{ans} = 3 \times 10^6 + 1.2 \times 10^9 M^{-1.85}$$

D'autres estimations sont données par Dopita & Ryder (1994), Maeder(1990), avec des différences assez faibles.

Nous avons besoin d'autres caractéristiques des étoiles OB, comme leur luminosité ou leur température de surface. Celles-ci doivent être paramétrées en fonction de leur masse initiale M, puisque la masse réelle évolue très vite du fait de la perte de masse par les vents stellaires. Avec ces données, nous déterminons la contribution des étoiles OB dans différentes bandes photométriques,UV/U/B. Nous utilisons les relations de Güsten & Mezger (1993) pour obtenir la température effective T(M) et le rayon R(M) en fonction de la masse stellaire:

$$\frac{T(M)}{K} = 11444 \ M^{0.3306}$$
$$\frac{R(M)}{R_{\odot}} = 2.4082 \ M^{0.3884}$$

La température effective est déterminée pour un corps noir reproduisant au mieux la luminosité totale de l'étoile. Les erreurs introduites sont de l'ordre de 10 % dans les flux calculés ⁸. Pour le taux de production de photons dans le continu Lyman d'une étoile, N_{Lyc} , moyenné sur le temps de vie moyen de chaque étoile sur la séquence principale, nous suivons Cox et al.(1986), et utilisons la formule:

$$log_{10}(\frac{N_{Lyc}}{s^{-1}}) = 38.3 + 8.16 \times log_{10}(M) - 0.24 \times log_{10}^2(M) - 0.41 \times log_{10}^3(M)$$

4.4.2 Population d'étoiles massives

On distingue trois phases dans la vie des étoiles massives:

- phase ultra-compacte. Encore enfouies au sein du matériau moléculaire, les jeunes étoiles massives créent des régions HII classiques limitées par l'ionisation. Cette phase dure moins de 20 % du temps de vie de l'étoile massive (Wood & Churchwell 1989).

⁸En faisant ces calculs, nous ignorons le fait que la contribution de l'UV en deçà de 1300 Å est probablement plus faible du fait de la présence de raies d'absorption dans les spectres stellaires.

- phase ampoule, où, situées à la surface du nuage moléculaire, les étoiles créent des régions d'hydrogène ionisé (régions HII).

- phase nue: les étoiles ionisantes (du type O5 à B2) érodent les nuages à leur proximité durant toute leur vie, par ionisation et vents stellaires. Lors de leur explosion en supernovae, elles créent un milieu coronal ionisé.

En lumière visible, les étoiles massives semblent naître au bord des nuages, mais c'est probablement là un effet de sélection observationnelle, les sources encore enfouies au sein des nuages ne pouvant être détectées qu'en infrarouge lointain (Churchwell 1990). La majorité des étoiles OB apparaissent en groupes. Les plus petites associations comme Cyg OB2, ont une taille de l'ordre de 8 parsecs, et contiennent quelques dizaines d'étoiles. Dans le voisinage solaire, elles peuvent encore être décomposées en sous-groupes de quelques étoiles (ScoCen, Per OB2, Mon OB2) avec des tailles de 1-10 parsecs. Mais certaines associations OB forment des structures de grande taille, supérieure à 100 parsecs. Les plus grandes associations OB repérées, avec des masses totales de $10^3-10^4 M_{\odot}$, comme Cen OB1 (ou 30 Doradus dans le Grand Nuage de Magellan) contiennent quelques centaines d'étoiles pour une taille de 150 parsecs.

Dans les galaxies extérieures, bien sûr, les effets de résolution et de sensibilité sont importants ⁹ et l'on détecte préférentiellement les superassociations, avec des tailles de l'ordre de 400 parsecs. Notre approche sera de privilégier de petites associations pouvant être considérées comme ponctuelles en regard de la résolution que nous allons employer (12 parsecs). Nous supposerons que les étoiles OB naissent toutes sous la forme d'associations, systématiquement au bord des nuages. Rien n'empêche par la suite, par effet d'expansion et de vieillissement de l'association, l'isolement d'une partie de ses étoiles OB. Ainsi nous ne sommes pas en contradiction avec Massey (1995), Wilson(1990), Garmany (1982), Patel & Wilson (1995,a,b), pour qui les étoiles OB isolées représenteraient jusqu'à 50 % de l'effectif de la population d'étoiles massives dans le disque.

Par ailleurs, nous introduisons l'éloignement progressif des étoiles OB de leurs nuages parents. Leisawitz et al.(1989) ont mesuré les distances apparents entre étoiles OB et nuages moléculaires. Ils sont arrivés à la conclusion que la vitesse relative moyenne d'éloignement est de 10 kms⁻¹. En outre, une population minoritaire d'étoiles OB montre de plus grandes vitesses d'éloignement: ce sont les étoiles run-away. Afin de tenir compte de ces deux populations, nous choisissons de faire naître les associations OB avec la même vitesse que

⁹La taille des associations OB est directement reliée à leur luminosité. Gonzalez et al.(1997) trouvent que la luminosité H α est proportionnelle à la taille D: $L_{H\alpha} \propto D^{2.5}$.

leur nuage parent, et d'y ajouter une dispersion de vitesse dans le plan du disque. On a alors

$$v\vec{OB} = v_{nuage} + \vec{\delta v}$$

La dispersion de vitesse est tirée dans une loi gaussienne de largeur δvo , centrée sur $\delta v_o = 10 \text{ kms}^{-1}$.

$$\vec{\delta v} = \vec{\delta v_x} + \vec{\delta v_y}$$

$$p(\delta v) = \alpha e^{-((\delta v - \delta v_o)^2 / \delta v_o^2)}$$

Enfin, nous souhaitons introduire la porosité du MIS, principalement causée par les régions HII (Miller & Cox 1993). Nous adoptons le formalisme de Strömgren, pour le calcul classique du diamètre d'une région HII, $R_{HII} = (\frac{3}{4} \frac{N_{Lyc}}{\pi \alpha_B n_H^2})^{1/3}$ où α_B est le coefficient de recombinaison de l'hydrogène, N_{Lyc} le taux de production du continu Lyman. Par souci de simplicité, nous supposons une ionisation totale ¹⁰ et utilisons pour n_H la valeur moyenne déduite de la distribution radiale de HI dans le disque. Nous ne tenons pas compte de l'absorption du rayonnement ionisant par la poussière à l'intérieur des régions HII, qui a pour effet de diminuer la taille réelle des régions HII. Nous négligeons aussi les pertes de photons ionisants hors des régions HII. Pour la Galaxie, ces pertes sont probablement inférieures à 14 % de la luminosité totale du continu Lyman (Dove & Shull 1994).

Afin de synthétiser une population d'étoiles massives, nous devons connaître le spectre de masse des étoiles nées à un instant donné, ou fonction initiale de masse (IMF en anglais). L'IMF est souvent écrite comme une loi de puissance, avec n=2.3 (Salpeter 1955)¹¹:

$$\frac{dN(M)}{dM} \propto M^{-n}$$

Cette loi semble universelle et la valeur de l'exposant a été récemment confirmée par Massey et al.(1993) pour des associations OB galactiques et extragalactiques. La connaissance de

¹⁰Gonzalez et al. (1997) signalent que la densité électronique n_e est proportionnelle à la taille D: $n_e \propto D^{-1/4}$. Ainsi les plus grandes régions HII sont plus diffuses.

¹¹Il existe aussi d'autres formes de loi, comme celle de Miller & Scalo 1979.



FIG. 4.7: Le volume occupé par les régions HII dans le disque d'une galaxie est faible, mais devient important pour de hautes altitudes au-dessus du plan du disque (ici z = +400 pc), où la faible densité permet l'expansion des régions HII: le recouvrement des régions HII crée de longs couloirs facilitant la propagation du rayonnement UV et visible. Figure d'après Miller & Cox (1993).

la masse limite supérieure du spectre de masse des étoiles est impérative. On a longtemps pensé que les étoiles de 100 M_{\odot} existaient, ce qui était à la limite des tolérances de la théorie de formation stellaire. Heydari-Malayeri & Beuzit (1994) ont montré que le manque de résolution était parfois à l'origine de cette confusion dans des associations réunissant plusieurs objets. La masse supérieure raisonnable que l'on peut accepter est désormais de l'ordre de 60 M_{\odot} .

4.4.3 Processus de formation des étoiles massives

Nous supposons que le processus de formation stellaire est un phénomène local, pouvant se développer sur des échelles de 250 parsecs, la taille typique des chaînes de régions HII observées dans les galaxies extérieures (Efremov 1978,1979). Cette échelle permet ainsi d'étaler la formation stellaire sur toute la largeur du bras où se trouvent les nuages moléculaires. Nous supposons aussi que le taux de formation stellaire dépend de la densité surfacique locale de gaz. Nous cherchons une loi de formation stellaire reliant le contenu local en gaz et le taux de formation d'étoiles, qui permette de reproduire le profil radial en H α de NGC 6946. Historiquement, la première forme proposée fut celle de Schmidt (1959), postulant que le taux de formation stellaire, SFR, est proportionnel à la densité surfacique ou volumique de gaz atomique locale élevée à la puissance n, n se situant entre 1 et 2 :

$$SFR = \rho_{HI}^n(r)$$
 ou $\sigma_{HI}^n(r)$

Mais les observations de la raie de CO ont montré que le gaz moléculaire jouait aussi un rôle important dans les processus de formation stellaire, et Kennicutt (1989), Talbot (1980), DeGioa-Eastwood (1984) ont proposé d'exprimer le taux de formation stellaire (SFR) sous une forme incluant la densité surfacique totale de gaz $\sigma_{gaz}(\mathbf{r})$:

$$SFR(r) = \epsilon \sigma_{aaz}^n(r) \ M_{\odot} \ an^{-1}pc^{-2}$$

avec ϵ efficacité de formation stellaire. Dopita (1985, 1990) a fait remarquer que les propriétés des nuages de gaz étaient en fait déterminées par l'environnement, en particulier les forces de rappel dues au potentiel gravitationnel des étoiles. Il suggère de modifier le taux de formation stellaire de la façon suivante:

$$SFR(r) = \epsilon \sigma_{aaz}^n(r) \sigma_*^m(r) \ M_{\odot} \ an^{-1}pc^{-2}$$

où $\sigma_*(\mathbf{r})$ est la densité surfacique stellaire.

Finalement, nous avons trouvé que le meilleur accord avec le profil radial H α observé était obtenu avec la loi proposée par Wyse & Silk (1989), où le taux de formation stellaire local est contrôlé par la vitesse angulaire de rotation:

$$SFR(r) = \epsilon \Omega(r) \sigma_{gaz}(r) \ M_{\odot} \ an^{-1}pc^{-2}$$

avec $\Omega(\mathbf{r})$ la vitesse angulaire au rayon r, estimée d'après la courbe de la Fig. 4 Art III. Le fait que le taux de formation stellaire SFR(r) ne fasse pas intervenir l'amplitude d'une onde de densité est cohérent avec les conclusions du chapitre 3, montrant que les galaxies flocculentes et grand-design ont des taux de formation stellaire moyens semblables. Par ailleurs, $\sigma_{gaz} \simeq \sigma_{H2}$ dans les bras spiraux, et cette loi est donc cohérente avec l'observation de corrélations entre H α et H₂ à grande échelle (voir chapitre 3). Nous utilisons $\epsilon = 5\%$, une valeur légèrement supérieure à ce qui est observé dans la Galaxie (Evans & Lada 1991) ou dans M33 (Wilson & Matthews 1995). Nous estimons σ_{gaz} d'après la densité de colonne locale de gaz atomique et moléculaire moyennée sur une échelle de l'ordre de 250 parsecs dans le plan du disque. La formation stellaire, au prorata de leurs masses. Ainsi, l'efficacité de formation stellaire d'un nuage moléculaire de masse M_{nuage} , définie par SFE= SFR(r) / M_{nuage} est une constante locale, mais reste variable à l'échelle du disque. Dans le modèle utilisé, sa valeur moyenne est de $10^{-8} M_{\odot}^*$ an⁻¹ $M_{\odot}^{nuage-1}$.

Observationnellement, les étoiles massives semblent naître presque exclusivement dans les nuages moléculaires de masse supérieure à 3×10^4 M_{\odot} (Mooney & Solomon (1988)). Mead et al.(1990) ont proposé que dans la Galaxie, 10 à 30 % des nuages ne forment pas d'étoiles massives. En conclusion, nous adoptons un tirage aléatoire afin de désigner les nuages de masse > 3×10^4 M_{\odot}, actifs en formation stellaire. Ce tirage est fait de telle sorte que sur une période de 10 millions d'années, la fraction de nuages actifs en formation stellaire soit de l'ordre de 70%.

Le profil radial de l'émission H α et continue thermique généré par les étoiles massives dans le modèle est montrée Fig 4.8.



FIG. 4.8: Profil radial de la brillance de surface H α pour le modèle (trait plein), comparé au profil observé par Kennicutt (1989) (trait tireté avec losanges). Le profil de la contribution thermique à l'émission radio à 2.8 cm d'après Klein et al.(1982) est aussi reporté (trait avec triangles).

4.4.4 Calibration de la population d'étoiles massives

Après leur formation, nous faisons évoluer les associations stellaires durant 10 millions d'années, par pas de 1 million d'années. Nous ne dépassons pas ce temps puisque le temps typique de photoévaporation des nuages moléculaires est de l'ordre de 20 millions d'années. Nous devrions, pour suivre l'évolution sur un temps plus long, traiter correctement le recyclage de HI en H_2 , ce qui nécessite la résolution de systèmes d'équations très compliqués (Shore 1995). Nous serions aussi obligés de traiter plus correctement la dynamique des nuages, perturbés par l'énergie injectée par les étoiles massives.

Nous ajustons les paramètres des lois de formation stellaire afin de reproduire les luminosités absolues et les distributions radiales des traceurs de formation stellaire (UV, optique, H α , continu radio) (cf tableaux 1 & 3 Art. III)..

Tout d'abord, nous obtenons le spectre de masse des associations OB Fig 4.11: aucune association n'est plus massive que $3 \times 10^3 M_{\odot}$ ce qui garantit que nous travaillons avec des associations de taille < 100 parsecs. Pour contraindre globalement la population stellaire avec les observations, nous avons plusieurs méthodes à notre disposition. Les méthodes les plus précises proviennent du taux de production de photons Lyman, puisque l'on sait que les étoiles massives sont les principales sources de photons ionisants à l'échelle d'une galaxie (Berkhiujsen (1982), Leitherer & Heckman (1995)). D'après Walterbos & Greenawalt (1996), elles contribuent à la production de plus de 50% du flux ionisant. L'estimation du taux total de production de photons du continu Lyman doit ensuite être comparé aux observations du rayonnement radio thermique et de la raie H α .

L'émission thermique des régions HII, dans le cas B de recombinaison, peut être reliée directement, moyennant quelques hypothèses, au taux de production de photons ionisants:

$$\frac{N_{Lyc}}{s^{-1}} = 1.1 \times 10^{50} (\frac{S_{6cm}}{mJy}) (\frac{D}{Mpc})^2.$$

Afin d'estimer le flux thermique à 6 cm pour le disque de NGC 6946, nous utilisons les données de Klein et al(1982): nous soustrayons tout d'abord la contribution du noyau, puis nous estimons la composante thermique d'après les décompositions faites par Ehle & Beck (1993) à partir de l'indice spectral déduits des observations à 2.8 cm et 49 cm. Cette estimation du flux thermique devrait être fiable, puisque la séparation des deux composantes est faite en inspectant les cartes de la répartition spatiale de l'indice spectral.

Nous trouvons $N_{Lyc} = 10^{53} \text{ s}^{-1}$, en accord avec les valeurs typiques pour les disques de galaxies, et un flux thermique à 6 cm de 87 mJy.

La luminosité H α est aussi reliée directement au taux de production de photons Lyman,

et l'on peut écrire:

$$\frac{L_{H\alpha}}{L_{\odot}} = 3.55 \times 10^{-46} (\frac{N_{Lyc}}{s^{-1}}).$$

Contrairement à l'émission continue dans le domaine radio, l'émission en H α souffre d'une absorption assez importante, à l'extérieur comme à l'intérieur des régions HII.

Nous obtenons la distribution résultante du taux de production de photons Lyman par association, Fig. 5 Art. III. Celle-ci s'étend sur une large gamme, de 10^{45} à 10^{50} photons s⁻¹ par association ¹². Elle montre que les petites régions HII sont plus nombreuses que les régions HII de forte luminosité en accord avec la fonction de distribution de la luminosité de régions HII connues pour les galaxies (Smith & Kennicutt (1989), Kennicutt et al.(1989)). La distribution modélisée dans NGC 6946 est aussi proche de celle proposée par McKee & Williams (1997) pour la Galaxie. Vers les grandes luminosités, la distribution obtenue par ces auteurs est obtenue à partir de données observationnelles. La partie à faible luminosité est déduite d'un modèle contraint par la luminosité ionisante totale de notre Galaxie.

Nous pouvons encore contraindre la population stellaire par son émission dans l'ultraviolet. Nous supposons implicitement que les étoiles massives sont les principales sources de rayonnement entre 912 et 2000 Å. Walterbos & Greenawalt(1996) ont estimé les contributions en UV des étoiles de masses comprises entre 2 et 15 M_{\odot} , 15 et 60 M_{\odot} . Leur modèle utilise une fonction de masse initiale du type Salpeter, et l'évolution de la population stellaire est suivie sur plusieurs milliards d'années (Fig 4.9). Pour nous en convaincre, nous reprenons leur modèle: nous trouvons que la population d'étoiles ionisantes contribue à plus de 60 % du flux à 1200 Å. A 2000 Å, les étoiles ionisantes contribuent encore à 50 % du flux. La population d'étoiles B est tracée dans la bande UV vers 2500 Å. Enfin, on voit que les bandes B ou V intègrent moins de 30 % de l'émission des étoiles OB.

Bien que NGC 6946 se trouve à basse latitude galactique et souffre donc d'une extinction galactique assez forte, elle est vue pratiquement de face, minimisant ainsi les effets d'extinction interne.

Dans le modèle, la population d'étoiles massives OB synthétisée génère une luminosité UV entre 912 et 2200 Å, non-corrigée pour l'extinction par la poussière, de $1.3 \times 10^{10} L_{\odot}$. Bien que NGC 6946 se trouve à basse latitude galactique et souffre donc d'une extinction galactique assez forte, elle est vue pratiquement de face, minimisant ainsi les effets d'extinction

¹²Si l'énergie moyenne d'un photon Lyman est de 13.6 eV, alors la distribution s'étend de 10^{34} à 10^{39} erg s⁻¹ (soit de 30 à 3 $10^5 L_{\odot}$) par association, en bon accord avec la gamme de valeurs déduites dans un échantillon de galaxies actives par Gonzalez et al. (1997).

interne. Le spectre dans l'UV de la population stellaire est présenté Fig 4.10: le rapport des flux $f_{912\mathring{A}}$ et $f_{2000\mathring{A}}$ calculé est de 3.2, en accord avec les modèles d'évolution stellaire de Bruzual & Charlot(1993) qui prédisent un rapport de 3.5. La distribution de luminosité UV (912-2000 Å) pour les associations OB est montrée Fig 4.12. Le profil radial de la distribution de la lumière UV (912-2000 Å) émise dans le disque est montré Fig 4.27: la brillance surfacique décroit comme le profil B de Ables (1971) entre 1' et 4', l'accord trouvé est donc satisfaisant.

Nous calculons aussi une valeur de la luminosité en bande B (centrée sur 4400 Å): il s'agit d'une limite inférieure puisque ce sont les étoiles A et plus tardives qui contribuent majoritairement dans cette bande. Nous trouvons que la population stellaire massive modélisée contribue à 20 % de l'émission dans cette bande, en accord avec les résultats de la Fig 4.9.



FIG. 4.9: Contribution des étoiles de 1-5 M_{\odot} (traits pointillés), 6-10 M_{\odot} (trait-point-trait), 11-60 M_{\odot} (trait plein) à l'emission continue entre 912 Å et 1 micron, en supposant un taux de formation stellaire constant sur un temps de 10¹⁰ ans et une fonction de masse initiale IMF $\propto M^{-2.3}$.



FIG. 4.10: Spectre ultraviolet de l'émission totale émise dans le disque.

4.5 Extinction du rayonnement par la poussière

Les poussières sont présentes dans les deux phases du milieu interstellaire que nous modélisons. Dans la Galaxie, les poussières sont facilement détectables par l'extinction qu'elles provoquent sur le rayonnement stellaire, puisqu'elles sont la principale source d'opacité pour les photons de longueur d'onde plus grande que 912 Å. L'effet le plus immédiat est le rougissement des objets stellaires, dû à la dépendance en fréquence des processus d'absorption et de diffusion. Pour un objet dont on connaît la couleur intrinsèque, (B-V)_{intr}, on peut estimer, d'après les observations, l'écart au rougissement attendu. On mesure classiquement l'excès de couleur E_{B-V} dans les bandes B et V, et

$$E_{B-V} = (B-V)_{obs} - (B-V)_{intr}$$

avec $(B - V)_{obs}$ et $(B - V)_{intr}$ les rougissements observé et intrinsèque de l'objet. Ce rougissement est naturellement proportionnel à la densité de colonne de poussière, donc de gaz. On trouve d'ailleurs une très bonne corrélation entre l'excès de couleur et l'extinction en bande optique, exprimée par la relation $A_V = R_V E_{B-V}$. R_V est fonction de la taille et de la composition des grains. Pour le milieu diffus à basse densité, R_V est pratiquement



FIG. 4.11: Distribution de la masse totale d'étoiles massives contenue dans les associations OB du modèle. Cette distribution reste compatible avec la Fig. 5 de l'Art. III: bien qu'il existe un grand nombre d'associations de fortes masses, celles-ci contiennent peu d'étoiles de fortes masses, disparues rapidement aprés leur naissance. C'est pourquoi la distribution de N_{Lyc} chute rapidement.



FIG. 4.12: Distribution de la luminosité UV émise par les associations OB entre 912 et 2000 Å.

constant et vaut $R_V = 3.05 \pm 0.15$. Sur une distance de 1 kpc on observe un rougissement typique de $E_{B-V} = 0.60$, soit donc $A_V = 1.8 \text{ mag kpc}^{-1}$ (Wittet 1992). Les mesures du satellite Copernicus ont permis de mesurer, sur les mêmes lignes de visée, l'extinction et les densités de colonne de l'hydrogène atomique et moléculaire. Il y a une très bonne corrélation entre la quantité totale de gaz et l'excès de couleur:

 $N_{H} = N_{HI} + 2N_{H2} = 5.8 \times 10^{21} (cm^{-2} mag^{-1}) E_{B-V} = 1.9 \times 10^{21} (cm^{-2} mag^{-1}) A_{V}$. Cette dernière relation, combinée à la valeur moyenne du rougissement dans le disque, permet d'estimer la densité moyenne du gaz diffus, soit $n_{H} = N_{H}/1kpc = 1$ H cm⁻³. La variation d'excès de couleur en fonction de la longueur d'onde est mesurée à partir de statistiques sur de nombreuses étoiles. La courbe d'extinction obtenue est souvent décrite par

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = R_V [\frac{A_\lambda}{A_V} - 1]$$

avec E $_{\lambda-V} = A_{\lambda} - A_{V}$. On peut donc exprimer l'extinction A_{λ} comme

$$A_{\lambda} = [1 + \frac{E_{\lambda - V}}{E_{B - V}} \frac{1}{R_V}]A_V$$

Par définition des magnitudes, A_{λ} est liée à l'opacité par

$$A_{\lambda} = -2.5 log e^{-\tau} = 1.086 \tau_{\lambda}$$

Fitzpatrick & Massa (1988) ont ajusté la courbe d'extinction par une formule analytique (voir Fig 4.32):

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = -0.58 + 0.739\lambda^{-1} + 3.961D(\lambda^{-1}, \gamma, \lambda_0^{-1}) + 0.265F(\lambda^{-1})$$

avec λ^{-1} en μm^{-1} . Cette expression possède un terme représentant la montée rapide en UV en-deçà de 1700 Å, $F(\lambda^{-1})$, et un terme exprimant la bosse à 2200 Å, le profil de Drude, $D(\lambda^{-1}, \gamma, \lambda_0^{-1})$.

Un second effet des grains de poussière est la diffusion du rayonnement. Cet effet s'observe particulièrement dans la lumière diffuse galactique et les nébuleuses par réflexion (Witt 1988, 1989). Il s'atténue brusquement vers l'infrarouge proche, au-delà de 1 micron. Lillie & Witt (1976) puis Morgan (1978) ont mesuré le fonds diffus galactique dans l'ultraviolet et trouvé un fort albedo en ultraviolet (ω =0.6). Finalement, l'albedo étant relativement constant de l'UV au bleu, nous adoptons la valeur ω =0.65. En outre, pour une diffusion cohérente, c'est à dire sans changement de fréquence du photon diffusé, on s'attend à une redistribution anisotrope des photons dans l'espace. La formulation mathématique de ce phénomène se fait à l'aide de la fonction de phase $\Phi(\theta)$ représentant la probabilité de diffusion. La fonction dans la direction θ , angle entre la direction originelle et la direction de diffusion. La fonction de Henyey-Greenstein (1941) est une fonction de phase paramétrée par le facteur d'anisotropie g,

$$\Phi(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{3/2}}$$

où $\mu = \cos\theta$. La normalisation de Φ est telle que

$$\int_{4\pi \ sr} \Phi(\theta) d\Omega = 1$$

Comme

$$< cos heta >= {1 \over 2} \int \mu \Phi(\mu) d\mu = g$$

la valeur g = 1 représente la diffusion vers l'avant, et g = 0 la diffusion isotrope. ¹³

¹³Ce paramètre d'anisotropie g est, en théorie, fonction du rapport entre la taille du grain et la longueur d'onde, $\mathbf{x} = \frac{a}{\lambda}$, de telle sorte que $g(\mathbf{x}, \theta) = 0$ pour les petites particules, et g augmente pour les grosses particules.

Par ailleurs, à une fréquence donnée, un gros grain diffuse mieux qu'un petit. Ce sont donc les gros grains qui sont principalement responsables de la diffusion de l'UV dans notre simulation.

4.6 Transfert de rayonnement

4.6.1 Choix de la méthode

Jusqu'au début des annés 1970, on traitait l'extinction interstellaire comme un écran absorbant devant les associations stellaires. Des travaux commencent en 1970, avec des simulations de Monte-Carlo: Mattila (1970) compare la brillance de surface et le profil d'extinction de nuages sombres, avec des calculs théoriques, et en déduit les caractéristiques des poussières dans le visible (albedo $\omega = 0.65$, paramètre d'asymétrie g=0.85). Witt (1977) aborde le problème de la diffusion multiple dans un modèle plan parallèle pour le cas des nébuleuses par réflexion. Elmegreen (1980) résoud analytiquement le transfert dans des complexes de poussière d'une galaxie. Bruzual et al. (1988) étudient les corrections de couleur à apporter aux modèles de synthèse spectrale de galaxies en fonction de l'angle d'inclinaison. Witt et al.(1992), dans un long article sur le transfert de rayonnement dans 10 bandes photométriques, allant du proche UV au proche infrarouge, montrent que le bleuissement dû à la diffusion peut facilement compenser le rougissement créé par l'extinction différentielle. Le transfert à 3 dimensions dans différentes géométries de galaxies y est abordé, et il est montré que la présence de poussière, même en faible quantité, peut mener à des couleurs de galaxies très neutres. Les approches analytiques de transfert du rayonnement dans un milieu fragmenté ne donnent de solutions exactes que pour le cas isotrope (coefficient d'anisotropie g =0). Boissé (1990) a étudié la pénétration de photons UV dans un milieu à deux phases, et traité l'absorption et la diffusion par les méthodes de Markov et de Monte-Carlo. Il démontre qu'un milieu hétérogène diffusant et absorbant est équivalent à un milieu homogène d'opacité et d'albedo plus faible.

L'avantage des méthodes de Monte-Carlo est clair: elles permettent d'effectuer les calculs pour des valeurs arbitraires de g et des géométries particulières. C'est l'approche que nous avons retenue, puisqu'elle permet d'inclure très facilement une description complexe de la structure du milieu interstellaire, qui ne serait pas aisée par une approche analytique. La méthode employée consistera donc en un lancer de photons dans une structure à plusieurs phases. Se pose alors le problème de la modélisation de la structure du milieu interstellaire.

La voie qui semblait la plus naturelle et la plus précise est d'assimiler les nuages à des

sphères partiellement réfléchissantes, sur lesquelles les photons UV, lancés isotropiquement autour des associations OB, sont absorbés ou réfléchis. Cette méthode souffre hélas d'un sérieux handicap: elle implique la recherche du plus proche nuage dans l'axe de tir du photon, et est de ce fait extrêmement coûteuse en temps de calcul puisqu'il faut, pour chaque photon lancé:

- trier un tableau contenant les positions des nuages moléculaires,

- calculer l'intersection du faisceau avec la section du nuage intercepté,

- puis localiser le point d'impact sur le plus proche nuage.

Une méthode alternative est de décomposer la galaxie sur une grille grossière, C, de résolution environ 1 kpc, puis de calculer le transfert à l'intérieur de chacune de ces cellules en utilisant une grille beaucoup plus fine, G, de résolution environ 1 parsec. Cette méthode permet de repérer rapidement quelles sont les associations OB susceptibles de chauffer l'intérieur d'une zone de la carte C et d'atteindre une très bonne résolution spatiale dans la carte finale. Hélas, c'est sans compter sur la longue portée d'une fraction notable des photons UV, et qui entraîne des effets de bords importants. De nombreux photons quittent une cellule de C pour entrer dans une autre. Ce problème demande alors de stocker les énergies et directions des photons changeant de cellules de C. Négliger ce problème empêche de satisfaire le bilan énergétique de la galaxie entre énergie UV émise et retraitée par la poussière.

Finalement nous avons opté pour une grille simple à 3 dimensions de résolution 12 parsecs (contraintes données dans 4.6.2). Avec cette grille, nous pouvons gérer, simultanément la structure du milieu interstellaire du disque (Fig 4.13), les caractéristiques des associations OB et du champ de rayonnement UV avec seulement 500 Moctets de mémoire. C'est aussi le type de méthode retenue par Witt & Gordon (1996ab). Pour le transfert de rayonnement proprement dit, nous avons choisi de suivre la propagation de pseudo-photons. Chaque pseudo-photon correspond à une collection de N photons de même énergie à leur sortie d'une association OB. L'avantage principal de cette méthode par rapport au simple lancer de photons est simple: même si l'énergie du pseudo-photon est diminuée à chaque absorption, on peut propager un pseudo-photon loin dans la structure à condition de suivre la variation d'énergie. Dans la méthode du simple photon on doit relancer un photon après chaque absorption, ce qui s'avère extrêmement couteux en temps de calcul si l'on veut sonder des zones peu éclairées. La méthode du pseudo-photon se prête donc très bien à une simulation dans laquelle la conservation de l'énergie rayonnée est fondamentale. Le principal défaut de cette méthode est d'être limitée en résolution spatiale par les capacités (temps de calcul et mémoire) du calculateur employé.



FIG. 4.13: La population d'étoiles massives (symbole *) possède la même épaisseur typique que le disque de nuages moléculaires (symbole O), soit $2H_{H2} = 160$ pc. Cette structure est plongée dans le disque plus épais de gaz atomique, de hauteur $2H_{HI} = 360$ pc.

4.6.2 Contraintes

Il nous faut maintenant décider de la résolution spatiale que nous allons adopter dans toute la simulation, tout en représentant au mieux les tailles caractéristiques mises en jeu dans la simulation, c'est à dire:

- la distance moyenne entre association OB et nuage: elle peut être estimée d'après la vitesse d'échappement des étoiles OB et le temps de vie moyen des étoiles OB en dehors des nuages, soit 10 parsecs.

- la taille typique des plus petits nuages moléculaires dans le code. Les plus petits nuages ont une masse de 1000 M_{\odot} , et donc un rayon moyen de 4.5 parsecs pour une densité de 50 $H_2 \text{ cm}^{-3}$. Les nuages de plus de 4 × 10³ M_{\odot} possèdent un rayon supérieur à 6 parsecs. Ainsi une résolution spatiale de 12 parsecs permet de répresenter fidèlement la population de nuages de masse > 4 × 10³ M_{\odot} , tout en surestimant légèrement la taille des plus petits nuages.

- la taille physique des associations OB simulées. Nous avons vu que l'extension spatiale des associations OB varie par au moins un ordre de grandeur, de 10 à 400 parsecs. Etant donné le spectre de masse des associations OB, une résolution de 12 pc est compatible avec l'extension spatiale des associations simulées.

- l'extension spatiale des régions HII: la taille des sphères de Strömgren dépendant du taux de production de photons Lyman et de la densité du milieu originel dans lequel elles se développent, nous considérons le cas d'une association 10^{46} s⁻¹ dans un milieu n_H= 1 H cm⁻³: la sphère de Strömgren résultante a alors un rayon de 7 parsecs. Toute association avec un taux de production plus élevé aura un diamètre plus important (les problèmes de représentation dans la grille se posant pour les associations de plus de 10^{50} photons s⁻¹ qui atteignent des diamètres de l'ordre de 140 parsecs). Par contre, toute augmentation de la densité au-delà de 1 H cm⁻³ entraînera une mauvaise représentation de la région HII dans une grille de résolution spatiale de l'ordre de 10 parsecs.

Nous retenons ainsi une résolution de 12 parsecs. Le disque de la galaxie est alors représenté sous la forme d'un parallélépipède contenant 1024 x 1024 x 20 points.

Cette résolution présente un avantage supplémentaire: la densité de colonne pour une cellule remplie de gaz moléculaire avec $n_{H2} = 50 \text{ H}_2 \text{cm}^{-3}$ est de $5 \times 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$. L'opacité τ d'une cellule est alors de l'ordre de 3 en optique, 6 à 10 en ultraviolet. Chaque cellule contenant du gaz moléculaire est donc complètement opaque au rayonnement ultraviolet incident.

4.6.3 Principe de la méthode

Nous calculons la propagation des photons des photons UV émis dans l'intervalle (912-2000 Å) 14 , afin de déterminer le champ de rayonnement local dans chaque cellule (x,y,z).

Le transfert radiatif est développé dans le cadre de la diffusion cohérente (la longueur d'onde d'un photon après diffusion sur la poussière n'est pas modifiée).

Le champ local en UV, χ_{UV} , est défini par rapport au champ moyen local au voisinage solaire χ_0 . D'après Mathis et al.(1983), dans l'ultraviolet:

 $\chi_0 = 4\pi J = 4\pi \int_{912A}^{2000A} J_\lambda d\lambda = 1.84 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

et en étendant l'intégrale jusqu'à l'infrarouge,

 $G_0 = 4\pi \int_{912A}^{2\mu m} J_\lambda d\lambda = 2 \times 10^{-2} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Nous définissons naturellement le champ UV comme $\chi_{UV} = \frac{4\pi J}{\chi_0}$.

L'intervalle 912-2000 Å est séparé en intervalles de largeur constante 20 Å. Chaque photon transporte depuis l'association OB i une fraction $f_{\nu}^{i} d\nu$ de la luminosité L_{ν}^{i} rayonnée par l'association, dans la bande de fréquence de largeur $\delta \nu$.

A chaque déplacement, le photon se déplace d'une distance unité (12 parsecs) dans l'espace pour se rendre dans une cellule adjacente. L'énergie éventuellement absorbée par le milieu interstellaire est déposée sur la face commune aux deux cellules traversées. L'énergie

¹⁴La limite de 2000 Å permet de ne pas interférer avec le chauffage produit par les étoiles non-ionisantes. Le sous-intervalle 912-1101 Å autorise l'évaluation de la contribution du chauffage pour l'ionisation du carbone dans les régions de photodissociation, PDR.

transportée par un pseudo-photon lors de son passage en (x,y,z) s'écrit

$$f^i_
u d
u = lpha^i rac{L^i_
u}{n_\gamma}$$

Le nombre total de photons lancés depuis une association OB dans un intervalle de longueur d'onde est n_{γ} . Dans cette expression, $\alpha^i = \prod_j \alpha^j(x, y, z)$ représente le produit des probabilités de non-absorption pour chaque cellule depuis le départ de l'association OB jusqu'à la position (x,y,z). Chaque $\alpha^j(x, y, z)$ peut s'écrire, avec ω l'albedo moyen de la poussière, τ_{ν} l'opacité totale de la cellule incluant la diffusion, comme

 $\alpha^j = e^{-(1-\omega)\tau_{\nu}}$ dans le milieu diffus,

 $\alpha^j = \omega$, dans la phase moléculaire puisque nous considérons des nuages moléculaires semiréfléchissants.

La direction initiale prise par un photon UV quittant une association OB, toujours centrée au milieu de la cellule, est choisie de façon isotrope dans l'espace ¹⁵. Elle est définie par trois cosinus directeurs (Witt 1977). Les positions exactes du photon dans son parcours sont ensuite évaluées exactement.

Les photons se déplacent dans les deux phases du MIS: il y a donc différentes options offertes lorsqu'ils traversent une cellule:

- si celle-ci est remplie de gaz atomique, le photon peut soit:

i) être partiellement absorbé. Une fraction de la luminosité est déposée et le pseudo-photon continue son trajet dans la meme direction avec une luminosité affaiblie.

ii) être diffusé sans changement de fréquence, vers l'avant (g=0.7).

- si celle-ci est remplie de gaz moléculaire:

le pseudo-photon est partiellement absorbé et partiellement diffusé, en arrière. Le rapport entre énergie déposée et énergie totale dépend de l'albedo comme $1 - \omega$. La diffusion vers l'arrière (g=-0.3), permet d'éviter que le photon n'interagisse plusieurs fois avec la même cellule ou qu'il n'atteigne le centre du nuage, puisque nous supposons les nuages optiquement épais au rayonnement UV sur l'échelle de résolution utilisée. Par ailleurs cette rétrodiffusion assure que le photon ne reprendra pas systématiquement le trajet emprunté à l'aller.

Lors d'une diffusion, deux angles sont tirés, l'un étant l'angle de diffusion θ , en accord avec la fonction d'anisotropie de Heney-Greenstein, et le deuxième angle ϕ , azimuthal, est tiré uniformément dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$. Les directions après diffusion sont déduites des

¹⁵Considérer que l'association OB est toujours située au centre de la cellule conduit à une sous-estimation des configurations réelles où l'étoile est plus proche de l'interface d'un nuage, mais nous estimons que cet effet s'annule statistiquement avec les configurations inverses (l'association OB est plus éloignée du nuage).

directions précédentes par les relations de Witt (1977). Nous ne pouvons pas stocker toutes les directions d'incidence des photons sur chaque face de cellule, et nous sommes amenés à supposer, afin de définir un champ de rayonnement isotropique moyen, que la surface équivalente du cube est égale à $6r_{cell}^2$. Cette hypothèse est valable pour les cellules du milieu diffus, illuminées par des associations placées dans différentes directions. C'est aussi le cas pour les plus petits nuages moléculaires contenus dans une seule cellule. L'hypothèse est plus discutable pour les plus gros nuages: les cellules de l'enveloppe ne sont probablement illuminées que sur une seule face, les autres étant difficilement accessibles au rayonnement UV. Nous reviendrons sur ce problème à la section "sensibilité du modèle".

Le champ de rayonnement UV total dans une cellule (x, y, z), $\chi(x, y, z)$, dû aux contributions de tous les photons ayant traversé cette cellule, s'exprime alors simplement en fonction du champ de rayonnement galactique moyen χ_0 comme:

$$\frac{\chi(x,y,z)}{\chi_0} = \sum_i \sum_{\delta\nu} \frac{f_{\nu}^i d\nu}{\chi_0 6r_{cell}^2}$$

Enfin, à cause de la faible résolution angulaire liée au faible nombre de photons, la carte du champ de rayonnement contient encore de fortes variations du champ de rayonnement à petite échelle (voir Fig 4.16 par exemple): nous moyennons donc le champ de rayonnement du milieu diffus sur les 9 cellules les plus proches.

Lorsque le champ ultraviolet est trop faible $(\chi_{UV}(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}) < 1)$, nous évaluons la valeur du champ de rayonnement interstellaire au-delà de 2000 Å, $G(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z})$. Puisque la structure de la galaxie est représentée par des cellules, nous prenons pour valeur de champ de rayonnement dans chaque cellule la valeur déduite de la carte rouge déjà utilisée dans le calcul du potentiel gravitationnel (Fig. 3a Art. III). Etant donné que cette image en bande rouge intègre l'émission de la population stellaire vieille et majoritaire, nous ajustons linéairement le champ de rayonnement sur cette carte afin de se rapprocher des conditions locales de la Galaxie.

La valeur de référence est prise en unités de $4\pi \int_{2000A}^{2\mu m} J_{\lambda} d\lambda = G_0 - \chi_0 = 1.82 \times 10^{-2} \text{ erg} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le point de référence est choisi sur la carte:

- au bord d'un bras, à un rayon R=4 kpc,

- représentant une émission au-dessus de celle de l'interbras.

Nous faisons les hypothèses suivantes:

- le champ de rayonnement déduit de la vue de face est homogène dans l'épaisseur du disque HI, entre -H et +H.

- la carte rouge ne souffre pas d'effet d'extinction systématique entre bras et interbras.¹⁶

4.6.4 Implémentation du modèle

Le code numérique est développé en FORTRAN pour le Convex du SIO de l'observatoire de Paris (RAM 512 Moctets), sous la forme de trois principaux modules:

1) distribution des nuages moléculaires et formation des associations stellaires sur un temps de l'ordre de 10 millions d'années,

2) création du "cube" à 3 dimensions représentant le milieu interstellaire, en tenant compte de la disparition du milieu moléculaire à proximité des régions HII. Un autre cube permet de distinguer les enveloppes des coeurs de nuages moléculaires. Transfert des photons UV dans la structure fragmentée,

3) calcul des émissions FIR et C^+ à partir des conditions locales de champ de rayonnement et de densité.

Le code se prête bien à la vectorisation, ce qui permet de gagner un facteur 3 à 4 sur le temps de calcul des parties 2 et 3 qui représentent respectivement 30 et 70 % du temps de calcul total. Le milieu interstellaire présentant deux phases, nous employons, afin d'éviter des tests conditionnels, les expressions mathématiques du type:

$$A(x, y, z) = \rho(x, y, z) \times A_{HI}(x, y, z) + (1 - \rho(x, y, z)) \times A_{H2}(x, y, z)$$

où A_{HI} (x,y,z) et A_{H2} (x,y,z) sont des expressions dépendant de la nature du milieu interstellaire (densité, opacité, émission, albedo...), et $\rho(x, y, z)=0$, 1 selon que le milieu est diffus ou moléculaire.

Un milieu à trois phases nécessiterait un traitement plus complexe. Les suites de nombres aléatoires sont tirées par séries de 15000, avec incrémentation de la racine à chaque appel d'une nouvelle suite, dans la routine RANVEC de la bibliothèque du CONVEX, VECLIB. Aucune différence n'a été observée avec d'autres générateurs de nombres aléatoires courants en FORTRAN... si ce n'est leur lenteur à générer de longues suites.

¹⁶On s'attend, même en bande rouge, à une extinction corrélée avec la quantité de poussière contenue dans les bras. Elmegreen (1981) a montré que l'image I de NGC 6946 était floconneuse, preuve que les photons dans l'infrarouge proche subissent encore l'extinction par les nuages moléculaires. Néanmoins, l'image dans le rouge que nous utilisons est lissée à la résolution de 50 parsecs et les effets d'extinction sont atténués.

4.7 Emission émergente

Une fois que la carte du champ de rayonnement ultraviolet local $\chi(x,y,z)$ est calculée, nous pouvons, en la combinant avec la carte rouge, tenir compte de la dominance locale du rayonnement UV ou visible/infrarouge dans le calcul du chauffage de la poussière et du gaz. Nous avons utilisé les derniers modèles disponibles pour estimer l'émission de la poussière et du carbone ionisé.

4.7.1 Emission de la poussière

Afin de modéliser l'émission de la poussière dans le champ de rayonnement local calculé, nous utilisons le modèle de Désert et al. (1990). Celui-ci a été développé pour reproduire les émissions de poussières dans différentes sortes d'environnements, tout en contraignant la courbe d'extinction déduite.

Dans ce modèle, la poussière est constituée de 3 composantes, identifiées chacune par leur taille et leur composition:

- gros grains silicatés, de 15 à 100 nm de rayon, reponsables de l'extinction du visible à l'ultraviolet. Ces grains à l'équilibre thermique réemettent à partir de 60 microns.

- de très petits grains, de 1 à 10 nm, majoritairement carbonés, responsables de l'émission vers 12-25 microns.

- des particules responsables de la bosse de l'extinction à 2200 Å et des bandes observées à 6.2, 7.7, 8.6 et 11.3 μ m, mais encore mal identifiées. D'après Léger & Puget (1984), il pourrait s'agir de molécules polycycliques aromatiques (PAHs en anglais), constituées de quelques dizaines d'atomes de carbone, émettant dans leurs modes de vibration C-H, C-C. Nous appellerons toujours par la suite ces particules des PAHs, bien que leur caractérisation individuelle reste encore imparfaite. ¹⁷

Comme nous ne cherchons pas à évaluer l'émission dans les bandes, ce modèle permet finalement de reproduire l'émission continue de ces particules, sans connaître leur nature

¹⁷Les observations d'ISO montrent que:

⁻ ces particules possèdent aussi des caractéristiques propres aux solides et non aux molécules,

⁻ que la composition de ces particules évoluent selon l'environnement: dans des objets à fort champ UV, les porteurs de bandes semblent plus rapidement détruits que les silicates. Par ailleurs, ces molécules polycycliques n'émettent fortement que dans un champ à rayonnement UV, alors que les observations d'ISO montrent de fortes émissions dans les bandes dans des objets dépourvus de photons ionisants, tels les galaxies elliptiques.

exacte.

La Fig 4.14 montre comment se décompose le spectre d'émission de la poussière en trois composantes, sous l'illumination du champ de rayonnement galactique moyen, et les abondances standard de Désert et al.(1990). L'émission en-deçà de 12 microns est suffisamment faible pour que dans la suite de la modélisation nous ne calculions l'émission de poussières qu'entre 12 et 200 microns.

Les émissions du milieu diffus et des enveloppes de nuages moléculaires pour des valeurs G(x,y,z) comprises entre 0.1 et 1000, sont calculées en multipliant ce spectre incident par G(x,y,z). Le cas de l'émission de l'intérieur des nuages moléculaires est plus compliqué: nous considérons que seul le rayonnement visible et infrarouge est source de chauffage, avec une valeur G(x,y,z) atténuée par 2.5 magnitudes dans le visible ¹⁸.

Pour calculer l'émission infrarouge des enveloppes de nuages extérieures et du milieu diffus en présence d'un champ ultraviolet, i.e. $\chi_{UV}(x,y,z) > 1$, nous multiplions le spectre moyen de la Fig 4.10 par $\chi_{UV}(x,y,z)$ ¹⁹. Conformément à Ryter et al.(1987), Puget & Léger (1989), nous diminuons l'abondance des PAH par un facteur 5 lorsque la densité d'énergie UV dépasse 5 eV cm⁻³ (i.e. quand $\chi_{UV} > 300$). L'effet sur le spectre rayonné par la poussière est montré Fig 4.15. L'émission des PAH à à 12 microns diminue et le rapport des flux 12 et 25 microns chute brutalement. Ces effets de destruction des PAHs sont vus par ISO. Dans les galaxies actives, le rapport des flux à 7 et 15 microns chute relativement aux galaxies normales, avec une émission en infrarouge moyen anticorrélée à l'émission en ultraviolet De même, dans les nébuleuses galactiques (Cesarsky 1996, Verstraete et al 1996), le rapport 7/15 microns est faible à l'intérieur de la région HII, mais dépasse 1 à l'extérieur de celle-ci et dans le milieu diffus.

La Fig 4.16 montre l'émission totale de la poussière à 12 microns calculée dans le modèle.

¹⁸Nous supposons donc que la partie du nuage chauffée consiste en l'enveloppe extérieure et que le coeur dense d'un nuage très massif n'est pas chauffé par le rayonnement. Nous obtenons ainsi une limite supérieure à l'émission de l'intérieur froid des nuages moléculaires, importante vers 200 μ m.

 $^{^{19}}$ Le spectre en infrarouge est en fait assez peu sensible à la forme exacte du spectre incident entre 912 et 2000 Å



FIG. 4.14: Décomposition de l'émission totale en infrarouge/submillimétrique pour les 3 composantes de grains, PAHs, petits grains (VSG) et gros grains (BG), pour une illumination dans le champ de rayonnement galactique moyen ($\chi_0 = 1$).



FIG. 4.15: Spectre d'émission pour les 3 composantes de grains. La courbe 1 indique l'émission dans un champ de rayonnement normal ($\chi_0 = 1$). On notera le pic vers 100 microns. La courbe (2) (trait plein) indique l'émission pour $\chi_{UV} = 1000$ avec une abondance normale en PAHs. On notera le pic d'émission placé vers 60 microns. La courbe (3) indique, pour un spectre incident de la forme de Fig 4.10, l'émission pour $\chi_{UV} = 1000$ avec une abondance en PAHs = 1/5: dans ce dernier cas, le rapport 12/25 est plus faible, pour un rapport 60/100 constant.



FIG. 4.16: Champ de 1.2 kpc x 1.2 kpc, représentant la brillance surfacique d'une région modélisée à 12 microns, pour $n_{\gamma} = 10$ (échelle en $L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$): le faible nombre de pseudophotons ne permet pas de sonder uniformement le milieu diffus à des distances supérieures à 100 pc, d'où la nécessité d'augmenter le nombre de photons et de lisser le champ moyen UV obtenu dans le modèle.

4.7.2 Modèle d'émission de la raie de C⁺

Zones de photodissociation

Les nuages moléculaires se trouvant à proximité des sites de formation stellaire sont directement exposés aux photons ultraviolet émis par les jeunes étoiles massives. Le champ de rayonnement UV entre 912 et 2000 Å environ ²⁰ contrôle les propriétés physico-chimiques des enveloppes des nuages jusqu'à des profondeurs optiques τ_V de l'ordre de 4-5. On appelle ces enveloppes les zones de photodissociation (PDR en anglais) ²¹ (Tielens & Hollenbach, 1985).

Lorsque l'on fait l'anatomie d'une couche PDR, on rencontre, en partant de l'étoile excitatrice émettant un rayonnement ionisant et UV:

- une surface ionisée, contenant H⁺, C⁺. Afin de photoioniser un atome de carbone C en C⁺, la longueur d'onde des photons UV doit être comprise entre la limite du continu Lyman, 912 Å, et le premier potentiel d'ionisation du carbone, 1101 Å. Dans ces conditions, l'ion C⁺ est principalement excité vers le niveau supérieur ${}^{2}P^{3/2}$ par les électrons libérés par effet photoélectrique sur les grains. L'épaisseur de la région contenant C⁺ est déterminée uniquement par l'absorption de l'UV par la poussière.

- une zone de transition où l'hydrogène moléculaire se forme, mais où le carbone est encore ionisé. A basse densité, cette zone est étendue et contient une large fraction de masse de la phase atomique du milieu interstellaire,

- une zone moléculaire, contenant les molécules CO, H_2 , OH, H_2O , O_2 . Cette zone apparaît lorsque l'opacité créée par les grains de poussière et l'hydrogène moléculaire devient suffisante pour protéger les molécules du rayonnement UV.

La raie de C^{+ 2}P_{3/2}-²P_{1/2} à 157.7 microns est l'agent principal du refroidissement du milieu interstellaire dans les conditions de basse densité et faible température (< 10^4 cm⁻³ et T < 10^4 K). Pour les régions plus denses (n> 10^5 cm⁻³), la raie de OI (63 μ m) est un meilleur agent de refroidissement.

Pour calculer l'intensité émergente dans la raie de C⁺ d'une zone PDR, nous avons

²⁰Ces valeurs correspondent aux 13.6eV nécessaires pour ioniser l'hydrogène (tout photon plus énergétique étant rapidement absorbé) et aux 6eV de la fonction de travail moyenne d'un grain interstellaire pour l'arrachement d'un électron (tout photon d'énergie moindre ne réussit pas à échauffer le gaz par effet photoélectrique). L'efficacité de l'effet photoélectrique diminue lorsque le champ UV augmente et quand les grains se chargent positivement.

²¹Plus profondément ce sont les rayons cosmiques qui contrôlent l'équilibre physico-chimique du gaz moléculaire.

choisi le modèle isochore de Lebourlot et al (1993), avec une abondance de carbone en phase gazeuse $[C]/[H] = 3 \times 10^{-5}$, une densité de gaz moléculaire moyenne de 5×10^3 H₂ cm⁻³. Cette intensité est proportionnelle au logarithme du champ de rayonnement, χ_{UV} (Fig 4.18), et peu dépendante de la densité tant que celle-ci est supérieure à la densité critique pour l'excitation collisionnelle de C⁺ par les neutres (1000 Hcm⁻³). Ce modèle suppose une géométrie plan parallèle à travers un milieu d'opacité infinie ²²: nous supposerons que la surface entière des nuages contribuent à l'émission. L'émission de la raie de C⁺ est calculée dans le modèle pour toutes les cellules présentant $\chi_{UV} > 1$, ainsi que pour les cellules représentant les enveloppes de nuages exposées à G₀ > 1 ²³.



FIG. 4.17: Schéma d'une zone PDR avec une étoile excitatrice située à gauche.

 $^{^{22}\}mathrm{les}$ modèles à symétrie sphérique donnant des résultats encore incertains

²³dans ce cas nous appliquons $\chi_{UV} = 1$.


FIG. 4.18: Intensité émergente d'une zone PDR, d'après le modèle de Le Bourlot et al (1993) (en erg cm⁻²s⁻¹sr⁻¹) en fonction de l'illumination sur une face, définie par le champ UV, en unités de 7×10^{-4} erg cm⁻²s⁻¹. Le tracé plein montre l'émission pour une métallicité solaire, à saturation (=intégrée sur une densité de colonne de gaz atomique infinie). Les courbes en pointillés montrent l'émission, à saturation et pour une densité de colonne de 5×10^{21} Hcm⁻², à Z=0.04 Z_☉. Dans ce dernier cas, on remarque que l'émission par atome d'hydrogène reste encore 20 fois supérieure à celle du milieu diffus (voir Fig 4.19).

Milieu diffus

Dans le milieu diffus, l'excitation de C⁺ vers le niveau supérieur ${}^{2}P^{3/2}$, puis la désexcitation vers le niveau inférieur, sont assurées par les collisions avec les protons et électrons du milieu diffus ²⁴. Nous utilisons le modèle de Wolfire et al.(1995) qui évalue l'émission de C⁺ dans les deux phases possibles du milieu atomique neutre ²⁵. L'émission proportionnelle à l'abondance de carbone, augmente avec la densité (Fig 4.19) par suite du plus grand nombre de collisions avec les électrons et les protons. Elle est aussi proportionnelle à l'abondance de carbone. Enfin, l'émission augmente avec l'intensité du champ de rayonnement (Fig 4.20). Nous interpolons le modèle pour des densités comprises entre 0.5 et 5 Hcm⁻³.

Enfin, nous évaluons l'émission C⁺ de l'intérieur des régions HII d'après le modèle de Russel et al.(1980). Nous supposons la neutralité du milieu ionisé, $n_e=n_H$ (avec $n_H=$ densité du milieu atomique local), et une température électronique de 10^4 K. L'émission est proportionnelle au volume de la région HII, et est corrigée pour l'ionisation multiple du carbone.

La Fig 4.21 montre l'émission C⁺ totale (milieux diffus et moléculaire) calculée dans le modèle.

²⁴L'émission de la raie de C⁺ n'est plus la principale source de refroidissement pour des densités < 1 cm⁻³: à très faible densité, e refroidissement est assuré par la raie Ly α et les recombinaisons (Wolfire et al. (1995).

²⁵Nous choisissons de ne pas imposer de pression constante, auquel cas nous devrions rechercher les solutions stables (2 phases), la plus dense étant toujours celle qui contribue majoritairement à l'émission totale.



FIG. 4.19: L'émission dans la raie de C⁺ (par atome d'hydrogène) dans le milieu diffus, pour $\chi_{UV} = 1$, en fonction de la densité locale est montrée pour différentes métallicités: Z_{\odot} , 0.1 Z_{\odot} et 0.04 Z_{\odot} . (modèle de Wolfire et al.(1995).



FIG. 4.20: L'émission dans la raie de C⁺ (par atome d'hydrogène) dans le milieu diffus, en fonction du champ de rayonnement UV local est montrée pour une densité de 1 Hcm⁻³ et une métallicité solaire. La dépendance en fonction du champ de rayonnement est essentiellement logarithmique. Modèle de Wolfire et al (1995).



FIG. 4.21: Champ 1.2 kpc x 1.2 kpc de l'émission de C⁺ calculée dans le modèle à la résolution de 12.2 pc. On remarquera la forte brillance de surface qui chute très vite en dehors du bras moléculaire situé dans le coin inférieur gauche. L'étoile placée en A ne peut chauffer la région B par suite de l'opacité du complexe moléculaire placé sur le chemin A-B. Les grandes régions HII qui ont dévasté le milieu moléculaire (X=600 pc, Y= 100 pc) permettent d'augmenter le libre parcours moyen des photons dans le milieu interstellaire.

4.8 Opacité dans l'émission continue infrarouge et la raie de C⁺

Les émissions surfaciques de chaque cellule I(i,j,k) (L_{\odot} pc⁻²) étant connues, il est aisé de calculer les émissions totales pour des vues de face ou par la tranche:

$$I(j,k)^{tranche} = \sum_{i} I(i,j,k)$$

ou de face

$$I(i,j)^{face} = \sum_{k} I(i,j,k)$$

L'analyse des cartes de la Galaxie par COBE (Boulanger et al. 1996) permet de déduire une dépendance pour l'opacité à l'émission dans l'infrarouge lointain, de la forme $\tau_{\lambda}/N_H =$ 1×10^{-25} cm² H⁻¹ (λ /250 μ m)⁻². Pour des nuages moléculaires individuels de densité de colonne de l'ordre de N_H = 1.5×10^{22} cm⁻², l'opacité reste négligeable (2×10^{-3} à $\lambda =$ 200 μ m).

L'opacité dans la raie de C⁺ est plus problématique, et il semble qu'elle puisse être importante (Stacey et al 1991). Raisonnons à deux dimensions, pour une vue par la tranche (l'altitude j est fixée). Nous supposons que la raie de C⁺ dans la cellule (i,k) est émise, pour un observateur situé à l'infini, selon un profil gaussien normalisé en vitesse, $\Phi(v,i,k)$, de sorte que dans un canal de vitesse de largeur Δv ,

$$I_{C+}(v,i,k) = I_{C+}(i,k)\Phi(v,i,k)\Delta v$$

avec v la vitesse projetée sur la ligne de visée. $v'_o(i, k)$ étant la vitesse moyenne de la cellule (i,k) projetée sur la ligne de visée, la dispersion interne de vitesse du gaz dans cette cellule, $\delta v(i, k)$, le profil $\Phi(v, i, k)$ peut s'écrire sous la forme:

$$\Phi(v,i,k) = \beta e^{-\left(\frac{(v-v'_o(i,k))}{\delta v(i,k)}\right)^2}$$

L'intensité émergeante le long de la ligne de visée d'abscisse k (Fig 4.22), dans le canal de vitesse v à la résolution Δv est donnée par :

$$I_{C+}(v,k) = \sum_{i} I_{C+}(v,i,k) \ e^{-\sum_{i'=0}^{i'=i} \Delta \tau(v,i',k)}$$

L'opacité à travers une cellule et pour un canal de vitesse s'écrit

$$\Delta \tau(v, i', k) = \alpha f_u N_{C+}(i', k) \Phi(v, i', k) \frac{\Delta v}{2.7 \ kms^{-1}}$$

Dans le cas d'une excitation par les neutres, $n_{cr} = 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$,

$$\alpha = 1.3 \times 10^{-18} [(1 + n_{cr}/n_H)e^{h\nu/kT} - 1]$$

 f_u , la fraction d'atomes ionisés dans le niveau supérieur ${}^2P_{3/2}$ s'écrit (Tielens & Hollenbach (1985), Natta et al.(1994), van Dishoeck & Black (1988)):

$$f_u = \frac{2e^{(-h\nu/kT)}}{1 + 2e^{(-h\nu/kT)} + n_{cr}/n_H}$$

Dans le cas d'une excitation par les électrons $(n_{cr} \ 10 \ \mathrm{cm}^{-3})$, la formule doit être adaptée. La densité de colonne totale de C⁺ dans la cellule (i,k), N_{C+}(i',k), est une fonction du rayonnement UV pour les zones PDR, que nous avons interpolée. Pour le milieu diffus atomique neutre, la quasi totalité du carbone est sous forme de C⁺, excité par les collisions avec les électrons et les protons. Les valeurs moyennes prises pour $v'_o(i,k)$ et $\delta v(i,k)$ sont montrées dans Tab 4.2. Le spectre total de la raie C⁺, intégré sur toute la structure du disque vu par la tranche, s'écrit finalement

$$I_{C+}(v) = \sum_{k} I_{C+}(v,k)$$

L'intégration est ensuite étendue à l'épaisseur du disque. En permutant les indices d'intégration on obtient aisément l'opacité pour une vue de face.

Milieu	V	δv	Р	n
diffus	courbe de rotation	$\mathbf{v}_{therm}(C^+)$	$3 \times 10^4 \text{ Kcm}^{-3}$	$n_H(R)$
moléculaire	module de vitesse	1 kms ⁻¹	$3 \times 10^4 \ { m Kcm^{-3}}$	1000 cm^{-3}

TAB. 4.2: Paramètres utilisés dans l'estimation de l'opacité totale τ_{C+} .

4.9 Opacité UV

Nous définissons une opacité moyenne dans l'ultraviolet entre 912-2000 Å par:

$$\overline{\tau} = -ln(\frac{L^{emergeant}}{L^{emis}})$$

avec L^{emis} représente la luminosité totale émise dans le disque, $L^{emergeant}$ la luminosité totale émergeante dans une géométrie privilégiée.



FIG. 4.22: Représentation à deux dimensions utilisée dans le calcul de l'opacité C^+ . Le spectre de la raie de C^+ obtenue en vitesse le long d'une ligne de visée à k constant est montré en bas: il est la somme de toutes les contributions le long de la ligne de visée.

Cette opacité peut être calculée pour différents angles de vues, les cas limites étant la vue de face $(i = 0^{\circ})$ et la vue par la tranche $(i = 90^{\circ})$. Elle permet d'évaluer très aisément l'efficacité de conversion de l'UV en infrarouge lointain par les poussières, puisque $L_{FIR} \simeq L_{UV}$ $(1 - e^{-\tau})$ pour une vue de face.

Nous calculons aussi l'opacité à différentes longueurs d'onde, à 1000 Å, 2000 Å et 6563 Å(H α):

$$\overline{\tau_{\lambda}} = -ln(\frac{L^{emergeant}(\lambda)}{L^{emis}(\lambda)})$$

4.10 Modèle standard - Article III:"A numerical simulation of radiative transfer in NGC 6946"

Le lecteur est invité à lire les paragraphes 4 et 5 de cet article pour une interprétation précise des résultats numériques.

Les principaux résultats de cet article pour le modèle standard sont résumés ci-dessous:

a) il est possible de reproduire les luminosités UV, $H\alpha$ et le continu thermique radio d'un objet particulier, en faisant des hypothèses simples quant à la formation stellaire dans les nuages moléculaires et la vie des étoiles OB. Nous reproduisons aussi les profils radiaux de ces quantités.

b) la description du MIS à l'échelle de 12 parsecs apparaît suffisante pour simuler le transfert des photons UV dans le disque de NGC 6946. Nous déduisons de cette simulation que l'opacité à 2000 Å est finalement assez faible, de l'ordre de 0.8 pour une galaxie vue de face. c) Grâce à la bonne connaissance des propriétés des poussières et de la distribution spatiale du rayonnement, nous reproduisons très justement l'émission en infrarouge lointain à l'intérieur du disque optique. Il est par contre plus difficile de reproduire l'émission qui s'étend au bord du disque optique. L'émission en infrarouge lointain provient majoritairement du chauffage par l'UV (72 %). Le chauffage par la population d'étoiles non-ionisantes fournit les 28 % restants. Les interfaces de nuages moléculaires, souvent situées à proximité des étoiles OB, sont responsables de la moitié de l'émission FIR, l'autre moitié étant émise par la phase diffuse atomique.

Nous prévoyons que cette émission présente une structure très contrastée entre le bras et l'interbras, semblable à celle des images d'ISOCAM obtenues à plus faible longueur d'onde (7 & 15 microns).

d) La luminosité de la raie C⁺ peut être reproduite, et décomposée en deux contributions: - une contribution des zones de photodissociation, représentant 76 % de l'émission totale, - une contribution de la phase diffuse s'élevant à 24 %.

Pour une galaxie vue par la tranche, cette raie est partiellement saturée.

Nous développons maintenant des points précis quant à la sensibilité du code aux hypothèses, et présentons des résultats qui n'ont pas été décrits dans l'article précédent.

4.11 Sensibilité du modèle aux paramètres d'entrée

Pour un taux de formation stellaire et une morphologie donnés, le modèle contient une dizaine de paramètres, en l'occurence:

- la résolution spatiale employée,
- le nombre de photons lancés par associations, le nombre total d'associations et de nuages,
- le facteur de remplissage volumique des différentes phases,
- la distance entre étoiles et nuages,
- la loi d'extinction du rayonnement,
- l'albedo de la poussière.

Nous nous proposons d'évaluer leur incidence sur les résultats du modèle standard, en étudiant les valeurs de sortie du modèle pour la variation d'un seul paramètre dans chaque cas.

Résolution spatiale

La résolution spatiale employée détermine notre approche des phénomènes à petite échelle. Afin d'en estimer l'importance, nous avons restreint le transfert de rayonnement à un seul quadrant de l'image, nous permettant ainsi d'atteindre la résolution de 6.2 parsecs. L'opacité des photons UV passe à 0.62 à 1000 Å, et 0.50 pour 2000 Å. Cette faible baisse d'opacité assure que l'opacité UV serait encore plus faible si l'on introduisait la physique à une plus petite échelle. Une simulation à une échelle bien inférieure (1pc) semble possible, puisque nous avons vu que le libre parcours moyen des photons est de l'ordre de 400 parsecs(néanmoins nous risquons de mal gérer le parcours des photons au bord des cellules).

Un autre effet est introduit dans la simulation par la résolution spatiale: χ étant proportionnel à r_{cell}^{-2} , χ est sous-estimé pour de petits nuages à proximité immédiate d'associations OB. En fait, les conséquences sont faibles pour l'émission infrarouge qui se comporte en $r_{cell}^2\chi$: l'effet est d'échauffer la poussière sans augmenter la luminosité émergente. Les conséquences sont importantes pour l'émission des PDR puisque celle-ci varie en $r_{cell}^2 \log(\chi)$. Nous avons baissé la resolution à 6.2 parsecs pour travailler sur un quadrant de la galaxie, et n'avons pas constaté de variation dans l'émission de C⁺ supérieure à 10 %. Cet effet est

Résolution	$ au_{UV}$
12 pc	0.80
6 pc	0.50
1 pc	0.48

TAB. 4.3: Sensibilite la résolution spatiale utilisée. .

donc négligeable à ce stade de la simulation.

Nombre de photons lancés, n_{γ}

Le nombre de photons lancés depuis chaque association est un paramètre fondamental d'une simulation du type Monte-Carlo. Nous prenons un nombre constant de photons tirés depuis chaque association. Cette méthode ne privilégie pas les grandes associations. Si le nombre de photons est insuffisant pour sonder l'espace entourant les associations OB, on risque de sous-estimer le chauffage des deux composantes, dense et diffuse, puisqu'une large partie des photons quitte le disque sans interaction avec le milieu interstellaire.

Nous avons donc testé notre simulation pour $n_{\gamma} = 10, 50, 100, 200$ photons quittant chaque association. On voit que l'opacité ultraviolette croît avec le nombre de photons lancés, avant de converger pour $n_{\gamma}=100$: donc à partir de 100, le nombre de photons explorant le plan du disque devient suffisant pour évaluer le transfert de rayonnement dans le disque.

Une simulation a pu être effectuée pour $n_{\gamma} = 1000$ (3 jours de calculs CPU), et donne les mêmes résultats que pour $n_{\gamma} = 100$, à 5% près. Bien sûr, nous ne pouvons rejeter l'hypothèse que la convergence puisse être extrêmement lente, et nécessite en réalité bien plus de pseudo-photons. Si l'on veut garantir une densité numérique minimale de pseudophotons dans chaque cellule à une distance R de l'association OB, il faut un nombre de photons $n_{\gamma} \propto R^3$: ainsi avec 100 photons par association et par longueur d'onde, on peut garantir environ 10 photons présents à 100 parsecs de l'association OB. Pour garantir cette même densité numérique à 400 parsecs, il faudrait 64 fois plus de photons. Le problème du chauffage à longue distance des associations (dans l'interbras) n'est donc pas totalement résolu.

AB.	4.4: Se	ensibili	te au n	ombre	de pho	otons la	ine
	n_{γ} :	1	10	30	100	1000	
	$ au_{UV}$:	0.75	0.76	0.77	0.80	0.79	

TAB. 4.4: Sensibilité au nombre de photons lancés.

Albedo

L'évaluation de l'albedo ω à partir d'observations n'est pas aisée (Witt et al 1994). Nous avons tout d'abord abaissé la valeur de l'albedo à ω =0.4. L'opacité moyenne UV augmente, τ =0.83. Cette faible augmentation entraîne le réchauffement des gros grains, et la baisse de l'émission à 100-200 μ m au profit des émissions à 25-60 microns. Dans le cas plus brutal où nous ne tenons compte d'aucune diffusion, ω =0, nous pouvons rechercher l'opacité maximale UV de notre modèle: elle est de 0.95. ω =0.9 ne correspond pas à une situation physique spécifique, mais permet d'évaluer le nombre moyen de diffusions par photon dans un milieu extrêmement réfléchissant: l'opacité moyenne UV tombe à 0.62, et le nombre moyen de diffusions par photon double. Nous avons testé le paramètre d'anisotropie g, en lui affectant cette fois-ci la même valeur dans les deux milieux. Pour g=0.9 (ω =0.6), l'opacité augmente de seulement 2 %, puisque les photons passent à l'intérieur des nuages moléculaires. Pour g=0, aucune différence notable avec le modèle standard n'est décelée. Cette faible dépendance avec g est due au fait que la majorité des photons qui s'échappent le font dans la direction verticale, sans subir de diffusions.

Paramètre	$ au_{UV}$
$\omega = 0.0$	0.95
$\omega = 0.4$	0.83
$\omega = 0.6 \text{ (standard)}$	0.80
$\omega = 0.9$	0.49
g=0.9 (ω =0.6)	0.82
g=0.0 (ω =0.6)	0.80

TAB. 4.5: Sensibilité du modèle à l'albedo et au paramètre d'asymétrie.

Nombre d'associations OB, n_{OB}

La distribution d'associations OB adoptée dans le modèle standard (avec $n_{OB} = 10\ 000$) garantissait au moins un point chaud UV à la surface de 40 % des nuages. En gardant le même taux de formation stellaire mais en regroupant les associations OB, nous diminuons le nombre d'associations OB à 3000. Les régions HII ainsi créées couvrent en moyenne des volumes quatre fois plus grands, détruisent plus de nuages moléculaires et diminuent ainsi l'opacité moyenne ($\tau_{UV} = 0.70$). Le nombre de nuages possédant au moins un point chaud chute à 15 %, du fait du faible nombre d'associations proches, tandis que les nuages chauffés le sont plus efficacement.

V_{escape} , position lors de la naissance

Nous abordons ici les effets géométriques. Il est clair que la distribution du champ de rayonnement UV (Fig. 7 Art. III) est une fonction de la distance entre associations OB et nuages (d_{OB-MC}) .

Le premier paramètre susceptible de modifier la distance d_{OB-MC} est la vitesse d'échappement. Si nous augmentons la vitesse d'échappement, soit $v_{esc} = 30 \text{ kms}^{-1}$, la distance d_{OB} entre associations OB et nuages n'augmente que légèrement, de 35 à 40 parsecs. En effet, les étoiles naissant principalement dans les lieux à forte densité de nuages, la distance moyenne au plus proche nuage des associations reste à peu près constante (Fig 4.23). Nous obtenons une diminution de l'opacité moyenne UV du milieu moléculaire car les nuages présentent de plus petits angles solides vus depuis les associations. L'opacité du milieu diffus ne varie que très peu.

Par ailleurs, dans le modèle standard, nous avions supposé que les associations naissaient systématiquement aux bords des nuages moléculaires. Si maintenant nous supposons qu'elles naissent en leur sein, condition probablement réalisée dans les nuages les moins massifs, les photons sont mieux confinés à proximité, voire même à l'intérieur des nuages, du fait que les associations passent plus de temps près de leur nuage parent (nous considérons ici que les régions HII ne se développent pas tant que les associations sont plus proches que 1 pc des nuages). Cette hypothèse de naissance au bord des nuages est donc très importante.

Nous vérifions sur la Fig 4.23 que seulement 25 % (35 % si $v_{esc} = 0 \text{ kms}^{-1}$) des associations OB sont distantes de moins de 12 pc de l'interface extérieure du plus proche nuage.

Paramètre	$ au_{UV}$
naissance au bord, $v_{esc} = 30 \text{ kms}^{-1}$	0.76
naissance au bord, $v_{esc} = 10 \text{ kms}^{-1}$ (standard)	0.80
naissance au bord, $v_{esc} = 0 \text{ kms}^{-1}$	0.82
naissance au centre, $v_{esc} = 0 \text{ kms}^{-1}$	0.98

TAB. 4.6: Sensibilité à la position relative nuage/association.

La distribution de la distance entre nuages donne une indication sur le parcours que peut emprunter un photon: il est sensiblement restreint à 100 parsecs avant d'être absorbé.

Facteur de remplissage du gaz moléculaire, loi de Larson & forme des nuages

Nous avons vu qu'une partie de l'opacité est déterminée par la configuration géométrique des nuages dans l'espace: ceux-ci font obstacle au rayonnement par leur taille, et cet effet peutêtre estimé par le remplissage volumique. Jusqu'alors nous avons choisi une loi à densité constante pour les nuages: nous avons diminué la densité de gaz à 20 H₂ cm⁻³, de sorte que le facteur de remplissage volumique augmente. L'opacité augmente puisque les nuages les plus proches des associations stoppent aisément les photons UV avant qu'ils n'atteignent d'autres nuages, et un moins grand nombre de nuages sont chauffés efficacement par l'UV (30% au lieu de 40%).

Si l'on prend une loi de Larson (1981), la masse du nuage est liée à sa taille R via la relation $M \propto R^2$ et non R^3 : la densité volumique d'un nuage devient alors fonction de la masse de nuage. L'opacité en ultraviolet augmente faiblement. Enfin, nous avons testé la forme des nuages. Des nuages carrés engendrent la même opacité que dans le modèle standard. Par contre, des nuages poreux ²⁶ occupant le même facteur de remplissage volumique, permettent de chauffer un plus grand nombre de cellules au sein d'un même nuage, sans augmenter sensiblement l'opacité moyenne.

En conclusion, le nombre de photons s'échappant directement perpendiculairement au disque est suffisamment élevé pour que le facteur de remplissage volumique influe peu sur l'opacité totale ²⁷.

 $^{^{26}}$ Le remplissage est effectué dans une sphère plus grande, contenant à l'origine 30 % de cellules supplémentaires. Par tirage aléatoire, 30 % d'entre elles sont ensuite vidées de leur contenu moléculaire.

²⁷Nous avons bien sûr vérifié que pour des facteurs de remplissage de l'ordre de 50 %, l'opacité atteint de



FIG. 4.23: La distribution de la distance moyenne entre le centre d'un nuage moléculaire et le centre de son plus proche voisin est représentée en ligne tiretée. La distance entre le centre d'une association OB et l'enveloppe extérieure du plus proche nuage moléculaire est représentée en ligne pleine: 25 % des nuages sont distants de moins de 12 pc de la plus proche interface de nuage moléculaire.

Paramètre	$\Phi_V(H_2)$	$ au_{UV}$
densité=50 $H_2 \text{ cm}^{-3}$ (std)	2.6 %	0.80
densité= $20 \ \mathrm{H_2} \ \mathrm{cm^{-3}}$	5 %	0.87
Larson (100 $M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$)	3.6 %	0.85
Larson (200 M_{\odot} pc ⁻²)	2.3 %	0.83
densité=50 H ₂ cm ⁻³ (std)/carré	2 %	0.80
densité=50 H ₂ cm ⁻³ (std)/poreux	2.6 %	0.82

TAB. 4.7: Sensibilité du modèle au facteur de remplissage volumique.

Distribution de HI.

La distribution de gaz atomique possède une grande importance: le gaz diffus détermine complètement l'extinction sélective du rayonnement. Nous avons comparé le modèle standard (distribution radiale de la densité du gaz atomique) avec le modèle A obtenu en utilisant la carte HI (Fig 4.2) déprojetée. L'opacité augmente dans le second cas puisque concentrer le gaz HI dans les bras bloque le cheminement des photons UV vers l'interbras et augmente l'émission infrarouge dans les bras.

Par ailleurs, nous avons étudié les effets d'une échelle de hauteur du gaz atomique différente. Augmenter l'échelle de hauteur HI à 2H = 400 pc augmente l'opacité moyenne puisque dans cette configuration un plus grand nombre de photons sont absorbés avant de quitter le disque de gaz atomique. A l'opposé, diminuer 2H à 160 pc fait tomber rapidement l'opacité, puisque dans cette configuration une partie des étoiles OB se situent juste en bordure du disque de gaz atomique et leur rayonnement ne ressent aucune extinction avant de quitter le disque.

Paramètre	$ au_{UV}$
loi radiale (std)	0.80
carte HI	0.86
2H=400 pc	0.88
2H=300 pc (std)	0.80
2H=150 pc	0.48

TAB. 4.8: Variation en fonction de la distribution du gaz atomique.

Naissance dans les petits nuages

Si nous autorisons la naissance des étoiles OB dans tous les nuages (le nombre d'associations augmente et vaut 25 000, mais nous avons vu précédemment que son influence était restreinte), l'opacité moyenne en ultraviolet reste constante car les plus petits nuages sont, ou rapidement détruits par les associations OB, ou ne représentent que de faibles écrans puisqu'ils n'occupent chacun qu'une cellule de la grille cubique.

fortes valeurs (de l'ordre de 2 à 3).

Taille des régions HII

Le volume occupé initialement par le gaz moléculaire, détruit par les régions HII autour des associations OB permet le passage d'un grand nombre de pseudo-photons. Nous avons réduit la taille des régions HII par un facteur constant, et dans un autre modèle nous avons supprimé la destruction du gaz moléculaire par les régions HII: l'opacité ultraviolette augmente lentement.

TAB. 4.9: Sensibilité du modèle en fonction de la taille des régions HII.

Paramètre	$ au_{UV}$
R_{Strom} (std)	0.80
$R_{Strom}/4$	0.84
$R_{Strom} = 0$	0.91

Taux de formation stellaire

Nous modifions le taux de formation stellaire, en augmentant l'efficacité de formation stellaire par nuage de 5 à 10 %, tout en gardant constant le nombre d'associations OB: la luminosité UV double. On observe une croissance de l'émission infrarouge (12-200 μ m) de 55%: ainsi le rayonnement en infrarouge lointain n'est pas une fonction linéaire de la luminosité UV produite dans le disque. Alimentées par un rayonnement ionisant plus fort, les régions HII détruisent de plus grands volumes de gaz moléculaire: la surface totale des nuages moléculaires diminue, l'opacité moyenne UV diminue, faisant chuter le rapport L_{FIR}/L_{UV}.

Morphologie

La morphologie même de la galaxie influe certainement sur l'efficacité du chauffage par l'ultraviolet: afin de tester cette hypothèse, nous avons calculé le transfert de rayonnement dans une structure plane dans laquelle les bras spiraux ne se sont pas encore développés(Fig 4.24). Dans ce modèle, la distance moyenne entre une association OB et le nuage le plus proche augmente, tout comme la séparation moyenne entre les nuages. Le Tab 4.10 montre que l'opacité moyenne est clairement plus faible dans le milieu homogène que dans une galaxie à structure spirale.

Paramètre	$ au_{UV}$
spirale	0.80
homogène	0.48

TAB. 4.10: Sensibilité à la morphologie.



FIG. 4.24: Distribution des nuages et des étoiles obtenue avec le code dynamique lorsque le potentiel spiral n'est pas encore solidement établi.

Conclusion

Nous avons mis en évidence que les principaux paramètres de cette simulation sont, par ordre décroissant dans l'estimation de leur importance:

- la morphologie,

- le pouvoir d'albedo des grains de poussière,

- la distance moyenne des étoiles OB aux enveloppes des nuages moléculaires (donc le lieu de leur naissance, la vitesse d'échappement et la taille des régions HII),

- la distribution exacte du gaz atomique et le facteur de remplissage volumique du milieu moléculaire.

Dans tous les cas, la gamme de valeurs pour l'opacité UV moyenne reste étroite, étant donné qu'une fraction notable des photons s'échappe perpendiculairement au disque sans interagir avec le milieu interstellaire.

4.12 Rapport L_{C+}/L_{FIR}

La Fig 4.25 montre que le rapport L_{C+}/L_{FIR} permet d'identifier trois types de zones: -celles où $L_{C+}/L_{FIR} < 0.01$ %: ce sont les régions HII, et les coeurs denses de nuages moléculaires (dépourvus d'émission C⁺), -celles où $L_{C+}/L_{FIR} = 0.1$ %: le milieu diffus, -celles où L_{C+}/L_{FIR} atteint 1 %: ce sont les zones PDRs.



FIG. 4.25: Champ 1.2 kpc x 1.2 kpc montrant le rapport de luminosités L_{C+}/L_{FIR} : les enveloppes de nuages moléculaires présentent un fort rapport L_{C+}/L_{FIR} , contrairement aux coeurs de nuages, dépourvus d'émission C⁺. La région A montre que le rapport est de l'ordre de 1% sur l'interface des zones de photodissociation, et très inférieur à 0.1 % à l'intérieur des régions HII. La région B montre une zone ayant subi une forte destruction du gaz moléculaire par plusieurs régions HII. Le milieu diffus, loin des étoiles ionisantes, présente un rapport typique L_{C+}/L_{FIR} de 0.1%.

4.13 Comparaison des profils radiaux

La comparaison des profils radiaux déduits de la simulation à plusieurs longueurs d'onde montre plusieurs effets intéressants. Tout d'abord, l'émission infrarouge à 200 μ m possède une échelle de longueur inférieure à celle du disque de gaz atomique, puisque la portée des photons UV/visible n'est pas suffisante pour chauffer le disque au-delà du disque optique. Ce résultat est en accord avec les dernières observations d'ISOPHOT ne détectant aucune galaxie avec une émission froide étendue au-delà du disque optique.

Le profil de l'émission à 60 microns est très proche de celui de l'émission continue radio thermique à 6 cm qui trace la formation stellaire massive jusqu'à 5 kpc. Ainsi, le rapport des densités de flux à 60 μ m et 6cm thermique, $Q_{6cm} = f_{60}/f_{6cm}^{therm}$, reste extrêmement constant dans cette modélisation avant de croître au bord du disque, tandis que les observations de NGC 6946 ont montré que le rapport $Q_{6cm} = f_{60}/f_{6cm}^{total}$ décroît par un facteur 1.5 du centre au bord du disque (Lu et al 1996). Il est nécessaire d'invoquer une contribution non-thermique, étendue, qui permette une décroissance de la quantité Q_{6cm} . C'est pourquoi l'on observe des disques plus étendus dans le domaine radio que dans l'infrarouge lointain: les électrons peuvent se déplacer sur de longues distances sans être absorbés, contrairement aux photons UV ou visible qui sont déposés à proximité de leur lieu d'émission (Helou & Bicay 1993).

La comparaison des profils à 60 et 200 microns montre que la variation du rapport 60/200 est inférieure à un facteur 2 sur tout le disque optique.

L'émission à 12 microns est corrélée à l'émission H α . Par ailleurs, l'émission UV présente une longueur caractéristique plus grande que l'émission H α , en accord avec l'analyse combinée de M33 et NGC 6946 par Vigroux (1997). Cet effet est dû principalement à la naissance des plus grosses associations stellaires vers le centre du disque, et l'existence d'associations OB moins massives en périphérie, assurant encore une émission dans l'ultraviolet mais dont l'émission radio est beaucoup trop faible.

La Fig.8d (Art. III) montre que le rapport L_{C+}/FIR augmente vers le bord du disque: la diminution de ce rapport quand l'intensité du champ UV augmente s'explique par le moindre rendement du chauffage du gaz par l'effet photoélectrique: les poussières sont alors chargées positivement, ce qui rend plus difficile la production d'électrons rapides qui peuvent chauffer le gaz. Du fait du moindre taux de chauffage, le taux de refroidissement est donc faible. Cet effet a été observé par Stacey et al.(1993) dans NGC 891. Le profil vertical moyenné sur tout le disque des émissions C⁺ et CO est présenté Fig. 10 Art. III: dans le modèle l'épaisseur moyenne du disque en C⁺ est plus grande que celle du disque moléculaire. Dans NGC 891, Stacey et al.(1993) observent aussi un disque C⁺ plus épais qu'en CO.



FIG. 4.26: Profil radial de l'émission continue à 200 μ m (trait plein fin), de l'émission à 60 microns (trait pointillé), et du continu radio thermique à 6 cm (trait continu épais) dans le modèle standard.



FIG. 4.27: Profil radial de l'émission à 200 μ m, H α (trait épais), 12 μ m (trait pointillé) et ultraviolet (912-2000 Å) (tirets).

4.14 Spectre C⁺

Nous avons produit le spectre de la raie de C⁺ pour une vue de côté du modèle de NGC 6946. Nous calculons ce spectre avec et sans opacité, et produisons aussi le spectre dans la raie CO(J=1-0) en supposant l'émission directement proportionnelle à la densité de colonne de gaz moléculaire. Le profil obtenu, Fig 4.28, montre que sans calcul d'opacité, le profil de la raie de C⁺ suit le profil de l'émission CO, puisque la majorité de l'émission provient des zones PDR à la surface des nuages. Ce résultat est en accord avec les observations spectrométriques de Stacey et al.(1991), Crawford et al.(1985), qui semblent indiquer que les objets à faible inclinaison sur la ligne de visée ne présentent pas une forte opacité dans la raie de C⁺.

Le profil de la raie de C⁺ corrigé pour l'opacité se creuse au centre (l'opacité augmente au centre de la galaxie où se situent les nuages avec des vitesses projetées sur la ligne de visée faible (v < 50 kms⁻¹)) et au bord où τ_{C+} est intégrée sur de longues lignes de visée. Il faut remarquer qu'à cause de la mauvaise représentation du noyau de la galaxie où les vitesses sont importantes, la forme du spectre simulé est différente d'un spectre observé. Un exemple disponible de spectre C⁺ d'objet vu par la tranche est celui de NGC 891 (Stacey et al.(1991): le spectre ne montre pas de différence significative entre les profils de CII et de CO, observation donc en faveur d'une émission de la raie de C⁺ dans les zones PDRs.



FIG. 4.28: Profil en vitesse de la raie de C⁺ intégrée sur toute la galaxie, vue par la tranche. La courbe en pointillés représente l'émission totale sans opacité, et la courbe en trait plein représente l'émission corrigée sur la ligne de visée. Le profil de l'émission CO(1-0), en supposant aucune opacité, est montré en trait fin. Les pics en C+ repérés à -120, -80, 40, 120 kms^{-1} sont causés par les PDRs à proximité des plus fortes régions HII.

4.15 Image dans l'ultraviolet

L'image dans l'ultraviolet (intégrée entre 912 et 2000 Å) est montrée Fig 9c (Art. III). Nous obtenons de grandes variations spatiales de la brillance surfacique à 2000 Å, par près de 4 ordres de grandeurs. Le chauffage par l'UV est présent dans l'interbras, mais à un niveau plus faible que le champ de rayonnement moyen (1 L_{\odot} pc⁻² = 10⁻⁴ erg cm⁻² s⁻¹= χ_0).

Ce résultat est difficilement conciliable avec les images UV obtenues par Bersier et al.(1994), Petit (1996) pour les galaxies M51, M81, M101, dans lesquelles la brillance surfacique ultraviolette présente un contraste sur un seul ordre de grandeur ²⁸. Par contre,

²⁸Des effets de diffusion des photons UV dans l'optique du télescope ou la gélatine des films ne sont pas à exclure.

les dernières observations de M101 par Astro D (Waller et al. 1997) ont montré une image contrastée, ressemblant en de nombreux points à celle de notre simulation (la forte émission des plus grandes associations OB semble être bien reproduite bien que nous ayons utilisé des cellules de taille 12 pc pour représenter ces objets qui sont certainement plus étendus). Dans M101 l'émission ultraviolette est extrêmement faible dans une zone interbras: trois zones de ce type sont identifiables dans notre modèle. Par contre, une émission diffuse est aussi présente dans M101 dans l'interbras, qui pourrait être causée:

- par la population d'étoiles moins massives que 10 M_{\odot} , dont nous n'avons pas tenu compte. - par une plus grande diffusion du rayonnement ultraviolet.

4.16 Emission à 60 et 100 microns

La Fig 4.29 montre la carte du rapports des flux à 60 et 100 microns pour le modèle. Nous avons utilisé les cartes IRAS à 60 et 100 microns pour calculer la carte du rapport S_{60}/S_{100} observé: cette dernière est plus contrastée que la carte déduite du modèle, puisqu'elle montre un rapport 60/100 très intense près des régions HII ($\simeq 0.8$) et dans le noyau, très faible dans l'interbras ($\simeq 0.3$).



FIG. 4.29: Carte du rapport des densités de flux S_{60}/S_{100} dans le modèle à la résolution 12.2 pc, après dégradation des cartes du modèle à 60 et à 100 microns à la résolution d'IRAS.

4.17 Emission à 12 et 25 microns

A 12 microns, l'image produite par le modèle montre que l'émission est principalement confinée dans les bras. Elle est produite par le chauffage de la poussière à proximité des étoiles OB. Cette même apparence se retrouve dans la carte de M51 par ISOCAM à 15 microns (filtre LW3). Dégradée à la résolution d'IRAS, l'image du modèle montre une grande analogie avec l'image IRAS.

L'émission dans l'interbras n'est pas nulle et vaut typiquement 10 % de la valeur du flux dans le bras. Ce chiffre paraît aussi en accord avec les observations de M51 par Sauvage et al.(1996), qui trouvent un rapport de 1 à 5 entre interbras et bras dans une carte bien résolue (1 pixel = 5" = 220 pc à la distance de 9 Mpc). D'après le modèle, cette émission de l'interbras provient principalement du chauffage de la poussière du milieu atomique par le champ interstellaire local. La carte de l'émission UV montre que les photons UV émis depuis les bras spiraux ont en effet un libre parcours moyen trop faible pour atteindre l'interbras.

La Fig 4.30 montre la carte du rapport des flux à 12 et 25 microns. A l'intérieur des bras spiraux, le rapport des flux S_{12} et S_{25} est faible et vaut typiquement 0.4-0.5, à comparer à une valeur typique de 0.5 dans la Galaxie. Les bords des bras sont caractérisés par de fortes couleurs S_{12}/S_{25} , de l'ordre de 0.8. La couleur dans l'interbras est intermédiaire entre ces deux valeurs et vaut 0.7. Cet effet est lié à la déficience en PAHs des zones fortement chauffées par l'UV: l'émission des PAHs n'augmente plus pour $\chi_{UV} > 100$ alors que celle des petits grains augmente rapidement dans de fortes conditions de chauffage. Ces résultats sont raisonnablement compatibles avec la carte 12/25 microns du satellite IRAS.

La variation de couleur observée dans le modèle à la traversée des bras spiraux présente une grande similarité avec les observations ISOCAM faites par Sauvage et al.(1996) dans la galaxie M51. Ces auteurs ont mesuré une couleur LW2/LW3 (filtres à 7 et 15 microns) faible dans le bras (1.) et forte dans l'interbras (1.2 à 1.3). Cet effet est vraisemblablement lié à l'émission de deux composantes distinctes de poussières: les bandes de PAH sont détectées dans le filtre LW2, tandis que le filtre LW3 détecte l'émission des petits grains en équilibre thermique. Ainsi les rapports LW2/LW3 et le rapport des flux 12/25 quantifient certainement d'une manière semblable les émissions des PAHs et des petits grains. La différence la plus importante entre les observations de Sauvage et al. (1996) et notre modèle réside dans l'étendue de l'amplitude de la variation de la couleur. Dans notre modèle la variation est décelée entre l'intérieur du bras et le bord du bras. Dans les observations de M51, la variation est maximale entre le centre du bras et le centre de l'interbras. Cette observation étant réalisée dans la région centrale de la galaxie, la distance entre les bras est minimale, ce qui assure un chauffage fort même dans l'interbras.

Helou et al.(1996) ont observé pour NGC 6946 l'effet inverse, c'est à dire un rapport LW2/LW3 plus élevé dans les bras spiraux: cette observation va donc dans le sens d'une faible déficience en PAHs dans les zones chaudes de NGC 6946. Fig 4.31, nous montrons les résultats obtenus avec le modèle sans supposer cette fois-ci de déficience de PAH: dans ces conditions, en effet, il y a augmentation du rapport S_{12}/S_{25} dans le bras. Dans tous les cas, il reste impossible d'expliquer simultanément les observations IRAS à 12 et 25 microns et les observations LW2/LW3 de Helou et al (1996) uniquement par un effet de déficience de PAHs.

teneral contractions and the



FIG. 4.30: Carte du rapport 12/25 microns du modèle (résolution =12.2pc) pour une déficience en PAHs ([PAH]=[PAH]_0/5 pour $\chi_{UV} > 100$). On remarquera le faible rapport 12/25 microns à l'intérieur des bras spiraux.

4.18 Modèles dérivés

4.18.1 Modèles à faible métallicité

Nous avons vu que pour le modèle standard l'opacité due au milieu moléculaire était prépondérante dans le transfert de rayonnement. Si la métallicité Z du MIS baisse uniformément dans le disque de la galaxie (et donc le rapport de masses poussières/gaz, $R_{p/g}$, dans la même mesure) on peut s'attendre à d'importants changements dans le transfert du rayonnement UV.

Les émissions C^+ et dans le continu en infrarouge lointain peuvent varier pour deux raisons: - la diminution des abondances (Carbone ou poussières) entraîne une moindre émission de ces constituants rapportée à un atome d'hydrogène,

- la plus faible extinction par la poussière permet un chauffage des couches profondes des nuages.

Nous décidons d'étudier la même configuration spatiale, avec la même population stel-



FIG. 4.31: Carte du rapport 12/25 microns du modèle (résolution =12.2pc) pour une abondance standard de PAHs, dans le modèle à la résolution 12.2 pc. Peu de variation d

laire, les mêmes masses de gaz, le même taux de rayons cosmiques, pour mettre en évidence l'effet net de la métallicité. Nous prendrons les caractéristiques du Petit Nuage de Magellan, bien étudié par Lequeux et al.(1994)²⁹. Nous choisissons un rapport de masses poussières/gaz $R_{p/g} = 10^{-3}$, valeur dix fois moindre que dans le modèle standard, et une abondance du carbone en phase gazeuse $[C]/[H] = 1.4 \times 10^{-5}$.

Le rapport entre la densité de colonne N_H et le rougissement E_{B-V} est facilement mesurable dans le Petit Nuage: $N_H/E_{(B-V)} = 4.5 \times 10^{22}$ cm⁻² mag⁻¹, c'est à dire près de 10 fois moindre que dans le modèle standard. Le rapport $R_V = A_V/E_{(B-V)} = 2.7$ reste peu différent du rapport galactique précédemment utilisé. Nous modifions la forme paramétrée de la courbe d'extinction, puisque la remontée vers l'UV est plus grande dans le SMC que

²⁹Le Petit Nuage présente une métallicité encore plus basse que le Grand Nuage de Magellan: nous pouvons ainsi tester des conditions extrêmes.

dans la Galaxie (Calzetti 1995), ³⁰ et nous utilisons la forme paramétrée:

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = -4.0 + 2.0\lambda^{-1} + 0.85F(\lambda^{-1})$$

Bien que les propriétés ionisantes des étoiles massives soient légèrement différentes dans ce milieu à faible métallicité ³¹ nous préférons conserver la même population stellaire pour éviter de multiplier les paramètres. La différence est surtout marquée pour les étoiles B tardives, qui ne sont pas prises en compte dans le code.

Nous modifions une partie du code numérique, puisque:

- à l'échelle de 12 parsecs, les cellules remplies de gaz moléculaire ne sont plus opaques. Nous forçons le paramètre d'anisotropie à 0.9 afin de pénétrer à l'intérieur des nuages moléculaires et en direction avant dans les nuages diffus. L'extinction de l'UV à travers ces cellules suit la même loi que l'extinction à travers le milieu diffus.

- l'émission des parties froides des nuages moléculaires est provoquée par le champ de rayonnement local, éteint d'une magnitude,

- le modèle de production de C⁺ doit être modifié pour des abondances différentes (en Fe, Si...). Nous choisissons des abondances en phase gazeuse 5 fois moindres que celle de la Galaxie. Les nouvelles intensités intégrées sont présentées dans les Tab 4.11 et 4.12. Elles diffèrent typiquement d'un facteur 3 à 5 du modèle standard, puisque l'émission de C⁺, qu'elle provienne des PDR ou du milieu diffus, est en première approximation, proportionnelle à la densité de colonne N_{C+} et donc à l'abondance du carbone.

Du fait de la semi-transparence des nuages moléculaires, l'opacité moyenne en UV tombe à 0.4. La distance moyenne parcourue par un photon ultraviolet a considérablement augmenté, et vaut 650 parsecs.

L'émission en infrarouge lointain 60-100 microns a baissé de 15 %: cette baisse est principalement causée par une chute de l'émission du milieu dense (33%), alors que l'émission du milieu diffus reste stable (la faible abondance de poussières est compensée par le chauffage d'un plus grand nombre de cellules de gaz atomique). L'émission de C⁺ a augmenté de

³⁰Cette croissance rapide de l'extinction dans l'UV pour le SMC serait due à une évolution de la taille des grains ou de leur composition (manque de graphite expliquant une faible bosse à 2200 Ået dominance de plus petits silicates dans le SMC).

 $^{^{31}}$ L'effet de métallicité est très important pour les étoiles de type supérieur à B5: une étoile de type A3 émet pratiquement 15 fois plus de photons ionisants à 0.1 Z_{\odot} qu'à Z_{\odot}. Cette tendance s'inverse pour les étoiles de type O3 à B5. Vacca et al. (1996) et Thompson (1984) montrent que les différences sur le taux de production sont de l'ordre de 20% quand on passe de Z_{\odot} à 0.1 Z_{\odot}, pour les étoiles massives de type B2 à O7.

Simulation de transfert radiatif

24 %: ceci est principalement dû à un plus grand nombre de zones de photodissociation puisque l'UV est moins éteint (86 % des cases moléculaires sont chauffées, et 36 % des cases de HI). Ce résultat est en accord avec les observations dans le Grand nuage de Magellan par Israel et al.(1996), Poglitsch et al.(1995), montrant que le volume des zones de photodissociation augmente grâce à la faible extinction de l'UV dans les couches moléculaires extérieures des nuages. L'émission du milieu diffus, chute, elle, par un facteur 6 du fait de la moindre abondance de carbone.

La combinaison de ces effets génère un rapport L_{C+}/L_{FIR} (0.3 %) globalement plus élevé à l'échelle du disque que dans le modèle standard, par un facteur 1.6. Ce résultat est en accord avec l'observation faite par Madden et al.(1997) dans la galaxie irrégulière IC 10 (diamètre de l'ordre de 3 kpc): le rapport L_{C+}/L_{FIR} est plus fort que dans les galaxies spirales (2-3 % contre moins de 1 % dans les noyaux de galaxies à métallicité normale). Néanmoins, cette variation du rapport L_{C+}/L_{FIR} est moins importante que la la variation de métallicité du MIS, et le rapport L_{C+}/L_{FIR} n'apparaît pas être un traceur idéal de la métallicité.

Le milieu diffus possède un rapport L_{C+}/L_{FIR} trois fois plus faible que celui du modèle standard. A l'opposé, le milieu dense possède un rapport L_{C+}/L_{FIR} 2 fois plus grand que dans le modèle standard. Il apparaît donc que le milieu dense, dans les deux cas de métallicités abordés, présente un L_{C+}/L_{FIR} 3 à 10 fois plus important que celui du milieu diffus. Le rapport L_{C+}/L_{FIR} serait donc plutôt un indicateur du type de phase dominant. Les fortes valeurs L_{C+}/L_{FIR} obtenues pour la phase dense dans ces deux modèles,0.25 et 0.63 %, sont probablement représentatives des détections habituelles en C⁺, avec des valeurs moyennes $L_{C+}/L_{FIR}=0.1$ - 1 %. Les faibles valeurs obtenues pour L_{C+}/L_{FIR} dans la phase diffuse (0.04-0.10 %) peuvent expliquer une partie de nos observations LWS (cf chapitre 3): les émissions C^+ et FIR proviennent principalement de la phase atomique dans les objets non-détectés. Etant donné que nous avons recherché à détecter des objets avec $L_{C+}/L_{FIR} = 0.3$ %, la sensibilité est insuffisante pour détecter des galaxies où le MIS est dominé par l'hydrogène atomique. En inspectant la sensibilité du modèle à la formation stellaire, nous avions par ailleurs montré que le rapport L_{C+}/L_{FIR} n'était pas un indicateur linéaire de l'activité de formation stellaire. En conclusion, il nous semble dangereux d'utiliser le rapport L_{C+}/L_{FIR} comme indicateur de l'activité de formation stellaire. Par contre, le rapport L_{C+}/L_{FIR} nous renseigne probablement sur la phase dominant les émissions de C⁺ et FIR, les plus fortes valeurs de L_{C+}/L_{FIR} étant rencontrées pour des milieux dominés par l'émission des nuages moléculaires.



FIG. 4.32: Profil de la courbe d'extinction pour la Galaxie et le SMC, avec la paramétrisation de Fitzpatrick & Massa (1988).

4.18.2 Galaxies naines

Les galaxies de type tardif sous-métalliques sont en général des naines dont le disque s'étend sur quelques kiloparsecs environ. Nous souhaitons évaluer les conditions de transfert de rayonnement dans les mêmes conditions que le modèle précédent, sous-métallique, mais en tenant compte d'une taille de disque plus petite par un facteur 2. Nous conservons la même épaisseur de disque, et la même distribution de nuages et d'étoiles. Par contre, nous restreignons le transfert radiatif à chaque quadrant: tout photon quittant un quadrant (de taille 6 kpc x 6 kpc) est considéré comme échappé du disque de la galaxie. Nous moyennons les résultats obtenus pour les 4 quadrants. Nous sommes ainsi capables d'évaluer la nouvelle opacité pour une galaxie. L'opacité à 1000 Å est de 0.7 et 0.55 à 2000 Å. Ainsi le chauffage est-il moins efficace puisque plus de photons ultraviolets peuvent quitter le bord du disque sans être absorbés. On doit donc s'attendre à des rapports L_{UV}/L_{FIR} plus forts dans les



FIG. 4.33: Champ 1.2 kpc x 1.2 kpc montrant l'émission à 60 microns pour une métallicité $Z_{\odot}/10$: l'opacité à l'ultraviolet diminuant, la distance moyenne parcourue par les photons UV est plus importante, le chauffage de l'intérieur des nuages moléculaires plus efficace.

TAB. 4.11: Emission d'une interface PDR, E_{C+} , pour deux métallicités différentes (l'abondance de carbone étant proportionnelle à la métallicité), $Z=0.1 \times Z_{\odot}$, $1 \times Z_{\odot}$. E_{C+} en erg cm⁻² s⁻¹. L'émission est calculée pour une épaisseur de 12 pc (N_H = 5× 10²¹ Hcm⁻²), et à saturation (A_V=100, N_H $\simeq 10^{22}$ H cm⁻²). Les deux dernières colonnes indiquent les densités de colonne de C⁺.

χ_{UV}	E_{C+} (12 pc)	$E_{C+}(sat)$	$N_{C+}(12 \text{ pc})$	N_{C+} sat
	$\mathrm{erg}~\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$	${\rm erg} {\rm ~cm^{-2}} {\rm ~s^{-1}} {\rm ~sr^{-1}}$	Hcm^{-2}	$\rm H~cm^{-2}$
$ m Z=0.1 imes m Z_{\odot}$				e.
1	3.4e-6	4.7e-6	$9.0\mathrm{e}15$	1.9e16
10	$2.9\mathrm{e}{-5}$	4.8e-5	$3.9\mathrm{e}16$	7.6e16
100	5.2e-5	1.3e-4	5.7e16	1.7e17
1000	5.6e-5	2.0e-4	6.0e16	2.6e17
10000	7.2e-5	2.6e-4	7.3e16	3.5e17
$Z=Z_{\odot}$				
1	2.7e-6	2.7e-6	7.7e15	7.7e15
10	5.7e-5	5.7e-5	7.5 e16	7.5e16
100	2.4e-4	2.4e-4	4.1e17	4.1e17
600	3.9e-4	3.9 e-4	$5.3\mathrm{e}17$	5.7e17
10000	5.8e-4	6.3e-4	5.6e17	$6.3\mathrm{e}17$
n cm ⁻³	$\chi = 1$	$\chi = 10$	$\chi = 100$	$\chi = 1000$
---------------------	------------	-------------	--------------	---------------
$Z=Z_{\odot}$				
0.8	-26.03	-25.91	-25.86	-25.86
2.0	-25.76	-25.64	-25.57	-25.56
$Z=0.1 Z_{\odot}$				
0.8	-26.96	-26.94	-26.93	-26.93
2.0	-26.66	-26.63	-26.62	-26.62
$Z=0.043 Z_{\odot}$				
0.8	-27.31	-27.30	-27.29	-27.30
2.0	-27.00	-26.98	-26.98	-26.99

TAB. 4.12: Emission C⁺ du milieu diffus, I, pour une métallicité en phase gazeuse Z= 1, 0.1, 0.043 Z_{\odot} (l'abondance du carbone est proportionnelle à la métallicité). Le tableau donne les valeurs de Log₁₀ (I/ erg s⁻¹ H⁻¹).

galaxies naines. Ce résultat est en accord avec Melisse & Israel (1994) qui signalent que les galaxies naines, pour un rapport poussières/gaz donné, ont un rapport L_{FIR}/L_B moindre que les galaxies spirales.

4.19 Conclusion et perspectives

Cette simulation du transfert radiatif du rayonnement ultraviolet des étoiles OB, dans le milieu interstellaire du disque d'une galaxie, a permis de mettre en évidence le rôle majeur joué par le rayonnement ultraviolet dans le chauffage de la poussière émettant à 60 et 100 microns. L'idée qui se dégage est que la contribution de la population stellaire plus froide (étoiles A,F..., supergéantes...) n'est pas complètement négligeable dans cet objet et a fortiori dans des objets moins actifs en formation stellaire, et qu'il n'est pas recommandable d'utiliser l'émission FIR comme un indicateur fiable de l'activité de formation stellaire. Par ailleurs, dans le modèle, la moitié de l'émission en infrarouge lointain provient des enveloppes de nuages moléculaires, l'autre partie provenant du milieu diffus: encore une fois, l'origine de l'émission infrarouge ne peut être déterminée clairement que si l'une des deux phases, atomique ou moléculaire, domine dans le disque des objets observés.

Nous prévoyons que dans cette galaxie, l'émission de C^+ provient principalement des zones de photodissociation. L'opacité dans la raie de C^+ semble n'être importante que pour des vues par la tranche. Des observations à plus haute résolution angulaire devraient augmenter le contraste. Enfin, l'opacité en ultraviolet pour une vue de face est faible (de l'ordre de 0.8), puisqu'une majorité des photons sortent perpendiculairement au disque sans interactions avec le milieu interstellaire. Les résultats encourageants obtenus avec ce modèle permettent d'espérer de nombreux développements futurs, dont nous donnons quelques exemples:

- afin de mieux contraindre les contributions à 12 et 25 microns, il convient d'inclure l'émission des régions HII et des étoiles enfouies,

- inclure les populations d'étoiles moins massives que 10 M_{\odot} pouvant contribuer à l'UV,

- inclure les phénomènes énergétiques affectant le milieu interstellaire, tels les supernovae et traiter l'évolution dynamique des régions HII en fonction de la densité à leurs bords.

- inclure le calcul du chauffage des couches profondes d'un nuage moléculaire (cf Bernard et al. 1992) et utiliser les modèles de nuages sphériques pour l'émission de PDRs,

-stocker les directions prises par les photons UV à l'intérieur de la grille, afin de connaître χ sur chaque face d'une cellule (cette adaptation nécessite bien sûr une forte mémoire, de plusieurs Go),

- traiter les plus grosses associations OB de façon plus réaliste,

- utiliser un processus itératif pour déterminer une distribution du milieu diffus cohérente avec le champ de rayonnement local,

- augmenter le nombre de pseudo-photons tirés dans des zones de forte opacité. ³²,

- puisque l'opacité dépend de la morphologie de l'objet, il serait intéressant d'étudier le transfert de rayonnement dans des galaxies flocculentes, voire même des galaxies irrégulières,

- opérer le transfert de rayonnement dans le disque d'une galaxie à fort gradient de métallicité (M101 par exemple),

- travailler à des échelles beaucoup plus petites (1 pc), afin de modéliser des parties de galaxie dans lesquelles les conditions physiques sont bien connues,

- modéliser des sources de chauffage nucléaires,

- distinguer plus clairement le milieu ionisé du milieu diffus,

- évaluer le chauffage des cirrus à haute latitude galactique,

- enfin, rien ne s'oppose à la tentative d'inclure directement dans le code la distribution des étoiles massives d'après une image H α ou radio, en faisant une hypothèse sur l'extinction.

³²Cette méthode a déjà été testée avec succès sur le modèle standard et permet une accélération dans le lancer de photons, par un facteur 4 dans le modèle standard.

A long terme, il doit être possible d'effectuer le transfert de rayonnement dans les traînées de poussières au bord des bras spiraux ou de tenter d'évaluer l'émission d'autres raies du milieu interstellaire, comme OI à 63 microns.

4.20 Références bibliographiques

Ables H., 1971, Pub. US Naval Obs., Series, 2, vol 20, part 4 Arp H., 1966, Atlas of peculiar galaxies.1966, ApJS, 14, 1 Beck R., Hoernes P., 1996, Nature, 379, 47 Berkhiujsen, 1982, A&A, 112, 369 Belley J., Roy J.R., 1992, ApJS, 78,61 Bernard J., Boulanger F., Désert F.X., Puget J. L., 1992, A&A, 263, 258 Bersier D., Blecha A. et al, 1994, A&A, 286, 37 Boissé P., 1990, A&A, 228, 483 Boulanger F., Viallefond F., 1992, A&A, 266,37 Boulanger F., Abergel A., Bernard J.P. et al, 1996, A&A, 312, 256 Bruzual A., Magris G., Calvet N., 1988, ApJ, 333, 673 Bruzual A., Charlot S., 1993, ApJ, 405, 538 Buat V., Deharveng J.M., 1988, A&A, 195, 60 Buat V., Deharveng J.M., Donas J., 1989, A&A, 223, 42 Buat V., Xu C., 1996, A&A, 306, 61 Calzetti D., Kinney A., Storchi-Bergman T., 1995, ApJ, 429, 582 Casoli F., Clausset F., Viallefond F., Combes F., Boulanger F., 1990, A&A, 233, 357 Cesarsky D., Lequeux J., Abergel A. et al., 1996, A&A, 315, L305 Churchwell E., 1990, ApJ, 354, 247 Combes F., Gerin M., 1985, A&A, 150, 327 Considère S., Athanassoula E. 1988, A&AS, 76, 365 Cox P., Krügel E., Mezger P.G., 1986, A&A 155, 380 Crawford G., Genzel R. et al., 1985, ApJ, 291, 755 DeGioa-Eastwood K. et al, 1984, ApJ, 278, 564 Désert F.X., Boulanger F., Puget J.L., 1990, A&A, 237, 215 de Vaucouleurs G., 1979, ApJ, 227, 380 Dopita M., 1985, ApJ, 295, L5 Dopita M., 1990, "The interstellar medium in external galaxies", ed. H.A. THronson &

- J.M. Shull (Dordrecht, Kluwer), 437
- Dopita M., Ryder S., 1994, ApJ, 430, 163
- Dove J., Shull J., 1994, ApJ, 430, 222
- Efremov Y., 1978, SvAJL, 4,66
- Efremov Y., 1979, SvAJL, 5,12
- Ehle M., Beck R., 1993, A&A, 273, 45
- Elmegreen B, 1980, ApJS, 43, 37
- Elmegreen B., 1981, ApJS, 47, 229
- Engargiola G., 1991, ApJS, 76, 875
- Evans N., Lada C., 1991 in Fragmentation of Moleculars clouds and Star Formation, ed E.
- Falgarone F. Boulanger G Duvert, Boston Kluwer, 293
- Falgarone E., Puget J.L., Pérault, M., 1992, A&A, 257, 715
- Fitzpatrick E., Massa D., 1988, ApJ, 328, 734
- Garcia-Burillo S., Combes F., Gerin M., 1993, A&A, 274, 148
- Garmany C., 1982, ApJ, 263, 777
- Gonzalez G., 1997, AJS, 108,199
- Güsten R., Mezger P., 1983, Vistas in Astronomy, 26, 159
- Helou G., Bicay M., 1993, ApJ, 415, 93
- Helou G., Malhotra S., Beichman C. et al. 1996, A&A, 315, L157
- Henyey L., Greenstein J., 1941, ApJ, 93, 70
- Heydari-Malayeri M., Beuzit J.L., 1994, A&A, 287, L17
- Kennicutt R., 1989, ApJ, 344, 685
- Kennicutt R., Edgar B., Hodge P., 1989, ApJ, 337, 761
- Klein U., Beck R. et al. 1982, A&A, 108, 176
- Kylafis N., Bahcall J., 1987, ApJ, 317, 637
- Larson R., 1981, MNRAS, 194, 809
- Le Bourlot J., Pineau des Forêts G., Roueff E., 1993, A&A, 267, 233
- Leitherer C., Heckman T., 1995, ApJS, 96,9
- Léger A., Puget J.L., 1984, A&A, 137, L5
- Lequeux J. et al., 1994, A&A, 292, 371
- Leisawitz D., Bash F., Thaddeus P., 1989, ApJS, 70, 731
- Li W., Li Z., 1995, A&A, 301, 666
- Lillie C., Witt A., 1976, ApJ, 208, 64L
- Lord S.D., Malhotra S. et al, 1996, A&A, 315, L117
- Lu N., Helou G., Tuffs R., Xu C. et al., 1996, A&A, 315, L153

McKee C., Ostriker J., ApJ, 218, 148, 1977 Mc Kee C., Williams J., 1997, ApJ, 476, 144 Maeder A., 1990, A&AS, 84, 139 Madden S., Geis N., Genzel R. et al., 1993, ApJ, 407, 579 Madden S., Geis N., Genzel R. et al., 1994, Infrared Phys. Technol., 35, no 2/3, 311 Madden S., Poglitsch A., Geis N. et al., 1997, ApJ, 483, 200 Malhotra S., Helou G., Van Buren D. et al, 1996, A&A, 315, L161 Massey P., Johnson K., 1993, AJ, 105, 1980 Massey P., Johnson K., De Gioa-Eastwood K., 1995, ApJ, 454, 151 Mathis J., Mezger P., Panagia N., 1983, A&A, 128, 212 Mattila K, 1970, A&A, 9, 53 & 1970, A&A, 8, 273 Mead K., Kutner M., Evans N., 1990, ApJ, 354, 492 Melisse J., Israel F., 1994, A&A, 285, 51 Miller W., Cox D., 1993, ApJ, 417, 579 Miller G., Scalo J., 1979, ApJS, 41, 513 Mooney T., Solomon P., 1988, ApJ, 334, L51 Morgan D., Nandy K., Thompson G., 1978, MNRAS, 185, 371 Natta A, Walmsley C., Tielens A., 1994, ApJ, 428, 209 Osterbrock D.E., 1989, "Astrophyiscs of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei", University Science Books Patel N., Wilson C., 1995, ApJ, 451, 607, & ApJ, 453, 162 Petit H., Hua C. et al, 1996, A&A, 309, 446 Poglitsch A., Van der Werf P., Stacey, G., 1994, ApJ, 436, 203 Puget J.L., Léger A., 1989, ARAA, 27,161 Rice W., Boulanger, F., Viallefond et al., 1990, ApJ, 358, 418 Russell R., Melnick J. et al., 1980 ApJ ,240, L99, Ryter C., Puget J.L., Pérault M., 1987, A&A, 186, 312 Salpeter E., 1955, ApJ, 121, 161 Sauvage, M., Blommaert, J., Boulanger, F. et al., 1996, A&A, 315, L89 Schmidt, 1959, ApJ, 129, 243 Schlegel E. 1994, ApJ, 434, 523 Shore S., 1995, Fundamental of Cosmic Physics, Canuto VM Elmegreen B Ed., Gordon and Breach Science Publishers, 16,1-110 Smith, Kennicutt R., 1989, PASP, 101, 649 Sodroski T. et al, 1989, ApJ, 336, 762

- Sodroski T., Odegard N., et al, 1997, ApJ, 480, 173
- Solomon P., Sage L., 1988, ApJ, 334, 613
- Stacey G., Geis N. et al., 1991, ApJ, 373, 423
- Stacey G., Geis N., Townes C., Genzel R. et al., 1993, BAAS, 182.3410
- Tacconi L., Young J., 1986, ApJ, 308, 600
- Talbot R.,, 1980, ApJ, 235, 821
- Thompson R., 1984, ApJ, 283, 165
- Thronson H., Majewski S., Descartes L., Hereld M., 1990, ApJ 364, 456.
- Tielens A., Hollenbach D., 1985, ApJ, 291, 722
- Tuffs R., Lemke D., Xu C. et al, 1996, A&A, 315, L149
- van Dishoeck E., Black J., 1988, ApJ, 334,771
- Vacca W., Garmany C., Shull J., 1996, ApJ, 460, 914
- Verstraete L., Puget J.L., Falgarone E. et al., 1996, A&A, 315, L337
- Vigroux L., 1997, Ecole de Montriond
- Waller W., Bohlin R. et al., et al 1997, ApJ, 481, 169
- Walterbos R., Greenawalt B., 1996, ApJ, 460, 696
- Wilson C., 1990, ApJ, 363, 435 et ApJ, 370, 184
- Wilson C., Matthews B., 1995, ApJ, 455,125
- Wittet, D., 1992, Dust in the galactic environment, Institute of physics publishing, Bristol
- Witt A., 1977, ApJSS, 35,1
- Witt A., Schild R., 1988, ApJ, 325, 837
- Witt A., Stecher T. et al, 1989, ApJ, 336, L21
- Witt A., Thronson H. et al., 1992, ApJ, 393, 611
- Witt A., Lindell R. et al., 1994, ApJ, 427, 227
- Witt A., Gordon K., 1996b, ApJ, 463, 681
- Witt A., Gordon K., 1996a, in Unveiling the Cosmic Infrared Background E. Dwek ed., AIP
- Conf. Proc 348
- Witt A., Gordon K., 1997, ApJ, 481, 809
- Wolfire M., Hollenbach D., McKee C. et al., 1995, ApJ, 443, 152
- Wood D., Churchwell E., 1989, ApJ,340, 265
- Wyse R., Silk J., 1989, ApJ, 339, 700
- Zaritsky D., Kennicutt R., Huchra J., 1994, ApJ, 420, 87

Your thesaurus codes are: 03 (11.09.4; 11.09.1; 09.04.1; 09.13.2)

FIR and C^+ emissions of spiral galaxies disks.

The example of NGC 6946.

S. Sauty¹, M. Gerin^{2,1}, F. Casoli¹

¹ DEMIRM, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France; and URA 336 du CNRS
 ² Radioastronomie Millimétrique, ENS, 24 Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France; and URA 336 du CNRS

Received 15 October 1997; accepted 25 May 1998

Abstract. We present numerical simulations of radiative transfer in the spiral galaxy NGC 6946. The interstellar medium is represented as a two phases medium, with molecular clouds and a smooth diffuse phase. The molecular gas distribution is calculated in a self-consistent way from the distribution of an ensemble of molecular clouds evolving in the gravitational potential of NGC 6946. We simulate star formation by creating OB associations in molecular clouds. The transfer of UV radiation is calculated in the clumpy interstellar medium, to determine the local UV illumination of molecular clouds. We compute the emergent intensity in the UV continuum (912 – 2000 Å), in the H α and C^{+ 2}P_{3/2} –²P_{1/2} lines as well as in the continuum at far infrared wavelengths, 60, 100 & 200 μ m.

It is possible to obtain a consistent picture of this galaxy with a global star formation rate of 4 $M_{\odot}yr^{-1}$ (for stars with masses in the range 2-60 M_{\odot}) occuring mostly in the spiral arms. The close spatial association of massive stars and molecular clouds has a profound impact on the transfer of UV radiation in the galactic disk and on the dust emission. The median distance travelled by UV photons is about 120 pc. However, when they have escaped from the vicinity of their parent OB associations, UV photons may travel quite far in the disk, up to 1 kpc. The UV opacity of the model spiral galaxy disk, observed face-on, is 0.8 at 1000 Å and 0.7 at 2000 Å.

For radii less than 4 kpc, the C⁺ 158 μm line is mostly produced in photodissociation regions at the surfaces of molecular clouds. The C⁺ emission from diffuse atomic gas accounts for about 20% of the total. It becomes significant at large distance from the nucleus ($r \geq 4$ kpc). Molecular clouds and diffuse atomic gas have almost equal contributions to the total far infrared emission from 60 to 200 μm . As a whole, 72% of the 60 – 200 μm FIR emission can be attributed to dust grains heated by the UV radiation of massive stars and 28% by the radiation field of the old stellar population.

Key words: Galaxies : ISM, Galaxies : individual: NGC 6946, – ISM : molecules, ISM : dust

1. Introduction

Because the peak of the thermal dust emission occurs in the far-infrared (60-200 μ m) for Galactic interstellar clouds, this wavelength domain is recognized as a very important 'window' to study the interstellar medium, both in the Milky Way and in external galaxies. However, due to the lack of spatial resolution provided by telescopes operating at these wavelengths, the interpretation of the signals measured in external galaxies is still a subject of controversy. The debate is focussed on the origins of the heating of dust grains and of the ${}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2} C^+$ line at 158 μ m. This fine structure line of ionized carbon is one of the main cooling lines of neutral atomic gas (Wolfire et al. 1995), but it is also seen in HII regions, with different excitation mechanisms in these two cases. Other sources of C⁺ emission are the dense photodissociation regions (PDRs) where intense UV radiation from massive stars impinges on molecular clouds. In these regions, the photodissociation of carbon monoxide creates a layer of ionized carbon at the edge of the molecular cloud, which is a source of intense C^+ emission.

The far infrared emission is produced by dust grains heated by star light but the relative contribution of young massive stars on one hand, and of the bulk of the stellar population on the other hand, are still debated (see e.g. Walterbos & Greenawalt 1996, Devereux & Young 1990, Cox & Mezger 1989, Thronson et al. 1990, Rice et al. 1990). Using low resolution data from IRAS, IR colors have been used to assess the respective roles of star

Send offprint requests to: M. Gerin

forming regions and cirrus in external galaxies at a global scale (e.g. Calzetti et al. 1995). It is difficult to find spiral galaxies dominated by a single population of heating sources, since the relative contributions of massive stars and of the disk population vary from galaxy to galaxy, and probably from place to place in a given galaxy. A main problem of these studies is the lack of spatial resolution at far infrared wavelengths. Even when it is possible to use high spatial resolution data at millimeter and submillimeter wavelengths, the gap in spatial resolution from the local interstellar clouds to external galaxies is huge: for nearby galaxies located at distances D of a few Mpc, a one arcmin beam encompasses 0.3(D/1 Mpc)kpc, much larger than the size of a single molecular complex in the Galaxy, whereas structures down to 0.01 pc are commonly observed in local clouds (Falgarone et al. 1992) and in the Magellanic Clouds (Rubio et al. 1993).

Numerical simulations provide a way out of this problem: it is possible to reproduce the observed molecular gas distribution of nearby spiral galaxies with numerical simulations using observed data as input parameters. For example Garcia-Burillo et al. (1993) were able to fit the spatial distribution and kinematics of the molecular gas in M 51 using the cloud collision code developped by Combes & Gerin (1985). Though this code has a spatial resolution of a few hundred parsecs (the cell size for the large scale dynamics), it is possible to include "micro-physics" at the parsec scale inside each cell. We have taken this approach and implemented star formation in this code to study the far infrared and C^+ emissions in the spiral galaxy NGC 6946. The next section summarizes the current data on NGC 6946. We describe the model in Sect. 3 and present the results for NGC 6946 in Sect. 4. The implications of this work for the interpretation of the C^+ and FIR emission of spiral galaxies are discussed in Sect. 5.

2. NGC 6946

NGC 6946 is a nearby Scd galaxy with a low inclination, $i = 34^{\circ}$ (Considère & Athanassoula 1988). At the adopted distance of 5 Mpc, 1 arcmin on the sky corresponds to a linear size of 1.5 kpc. The main characteristics of NGC 6946 are summarized in Table 1. It shows a weak bar (Martin 1995) and a prominent spiral structure with both an m = 2 and an m = 4 pattern (Considère & Athanassoula 1988). With this open spiral structure, the arm and interarm regions are resolved at moderate spatial resolution (30"). The gas distribution is well known since NGC 6946 has been mapped at high spatial resolution in HI (Boulanger & Viallefond 1992), and CO (Casoli et al. 1990, Clausset et al. 1991). Figure 1 presents a CO(2-1)map obtained at the IRAM 30m telescope (Clausset et al. 1991), and Fig. 2 a V-I color map obtained at the Observatoire de Haute-Provence (OHP) (P. Boissé, private communication). NGC 6946 is marginally resolved in the far infrared maps obtained by IRAS and the KAO (Engargiola 1991). It also belongs to the normal galaxy sample studied by ISO and as such has been extensively mapped in the mid and far infrared (Malhotra et al. 1996, Helou et al. 1996, Lu et al. 1996, Tuffs et al. 1996). NGC 6946 is forming stars actively, as revealed by its bright H α emission (Bonnarel et al. 1988a, 1988b, Kennicutt 1989) and the numerous supernovae (Li & Li 1995). Madden et al. (1993) have mapped the C⁺ 158 μm emission at 45" resolution with the KAO. Bright C⁺ emission is found in the nucleus and in the disk. At this scale, the C⁺ emission is correlated with the CO emission in the spiral arms and with the HI emission in the outer disk.

3. A model of NGC 6946

3.1. Representation of the interstellar medium.

We have chosen to include two phases for the interstellar medium :

i) a dense molecular phase composed of spherical molecular clouds with masses ranging from 10^3 to 10^6 M_{\odot} and mean density 50 H_2 cm⁻³. This mean density is used to determine cloud sizes from their masses. The half power width of the molecular layer, defined as $\langle z^2 \rangle^{1/2}$, is equal to 65 pc. The global volume filling factor of this molecular phase in the disk, Φ_V (H₂), amounts to 2.5%. The clumpy structure of molecular clouds is taken into account by using a larger density, 5×10^3 H₂ cm⁻³, to compute the C^+ emission. The C^+ emission is not sensitive to the gas density when it is larger than $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (see Tielens & Hollenbach 1985 and Sect. 3.6). Indeed, C^+ observations of nearby molecular clouds show that C⁺ emission is detected over the whole projected surface of molecular clouds (Jaffe et al. 1994). The total mass of dense molecular gas in the model is set to match the value deduced from CO(1-0) observations with a conversion factor of 2.3×10^{20} $H_2 \text{cm}^{-2}$ (K km s^{-1})⁻¹, 2.0 × 10⁹ M_☉ (Table 1).

ii) a neutral diffuse phase, with a nearly constant HI density. We have adjusted the value of the mean HI density using the data from Boulanger & Viallefond (1992): it varies slowly from 0.8 H cm⁻³ at the center to 2 H cm⁻³ in the outer disk ($r \sim 6$ kpc). We have assumed that the HI disk has a vertical thickness of 360 pc = $2H_z$, and that the density is uniform from $-H_z$ to $+H_z$. The velocity dispersion of the diffuse gas is set to 10 kms⁻¹. The total mass of diffuse neutral gas inside a radius of 6 arcmin is taken from the HI observations to be 2.6×10^9 M_{\odot}.

In addition to these two phases, we take into account the formation of HII regions around OB associations (see below). For the numerical calculations, we represent the galaxy disk as a large 3D grid. The total grid length Land the cell size r_{cell} are chosen to match the following constraints:

- the grid size has to be at least as large as the optical disk, which has a diameter of 12.5 kpc, in order to be able to follow the path of photons in the external regions of the

galaxy, and the heating of the neutral gas at large distance from the nucleus.

- the spatial resolution, r_{cell} , should be good enough to describe the clumpy structure of the medium: in particular the smallest clouds in the ensemble should occupy at least one cell. With the adopted parameters for the clouds, the radius of the smallest clouds with a mass of $10^3 M_{\odot}$ is 4.5 pc. This number is only an estimate of the actual size of a given cloud. It is possible to use an alternative method based on the scaling relations for molecular clouds, the so-called Larson's laws. Using the mass-radius relation $M(M_{\odot}) = 100R^2(pc^2)$ (Falgarone et al. 1992), the radius of a $10^3 \ {\rm M}_{\odot}$ cloud is then 3 pc. Another constraint on the spatial resolution is provided by the size of OB associations, which is generally larger than 30 pc (Garmany 1994) and their distance from molecular clouds. Leisawitz (1991) has estimated the mean distance between OB associations and their parent cloud to be about 50 parsecs.

We have chosen as the best compromise to represent the galaxy with a $1024 \times 1024 \times 24$ cell structure. The galaxy size is then $L = 2 \times R_{max} = 12.5$ kpc and the resolution $r_{cell} = 12.2$ pc. The cells are filled with neutral atomic gas, or with molecular gas at the molecular cloud positions, an 10^6 M_{\odot} molecular cloud then occupies $3 \times 3 \times 3$ cells. Finally, we include the ionized gas in the Strömgren spheres centered on each OB association, and replace the molecular and atomic gas with ionized gas whenever required. The radii of the Strömgren spheres are calculated assuming classical ionization in HIbounded HII regions (Miller & Cox 1993). Because of the coarse spatial resolution of the dynamical code (200 pc), we do not attempt to reproduce the interstellar medium in the central region of NGC 6946 (r < 500 pc).

3.2. Spatial distribution of molecular clouds

This section of the code uses the cloud-cloud collision code described by Combes & Gerin (1985), and used by Garcia-Burillo et al. (1993) and Gerin et al. (1991) to model the gas dynamics in nearby galaxies. The molecular clouds move in the gravitational potential of the galaxy, they grow through cloud-cloud collisions, which are sticky processes, and are disrupted by simulated SN events. The molecular gas is immediately recycled into small molecular clouds. The gravitational potential is deduced from an R band image of NGC 6946 (Viallefond & Bonnarel, private communication, Bonnarel et al. 1988), with foreground stars removed. The image has been rotated to put the major axis vertical, and deprojected to face-on, using as projection parameters $PA = 69^{\circ}$ and $i = 34^{\circ}$. The image has then been binned to 256×256 pixels. This R band image covers $8.5' \times 8.5'$ on the sky, corresponding to a radius of 6.24 kpc at the assumed distance of NGC 6946, 5 Mpc. The actual spatial resolution amounts to a few times the cell size, about 200 pc. The following step is to build a good gravitational potential from this image. As in Garcia-Burillo et al. (1993), the calculation is done in two steps. The axisymmetric part of the potential is obtained by assuming a constant mass to light ratio, and adjusting this constant to reproduce the observed CO and HI rotation curves. The perturbations due to the bar and spiral arms are included in the non axisymmetric part of the potential. The last parameter to adjust is Ω_n , the pattern speed of the density wave (bar + spiral arms). The gas distribution and velocity field are very sensitive to Ω_p . We find that $\Omega_p = 42 \text{ kms}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ gives the best results. The corotation is found at a radius of 3.5 kpc, close to the end of the bar, and the OLR lies outside of the disk. Figure 3a presents the deprojected R-band image. Figures 3b and 3c present an example of the obtained molecular cloud distribution. The gas clouds are concentrated in the spiral arms, with few molecular clouds at radii larger than 4 kpc. The model rotation curve is shown in Fig. 4, together with the angular frequency $\Omega(r)$. We have not attempted to model the compression of diffuse gas in the spiral structure, and have kept an axisymmetric distribution of diffuse atomic gas.

3.3. Stellar population

Once the gas is distributed over the galactic disk, we create OB associations, with star masses ranging from 10 to 60 M_{\odot} (stellar types from B2 to O5). We have chosen not to include stars less massive than 10 M_{\odot} because their lifetime becomes a significant fraction of the rotation period. Shortward of 2000 Å, the UV radiation is mostly produced by OB stars and the contribution by late B type stars is at most 20% (Walterbos & Greenawalt 1996, Mathis et al. 1983). The choice of the upper mass cutoff at 60 M_{\odot} is motivated by the work of Heydari-Malayeri & Beuzit (1994) who have shown that suspected very massive stars (~ 100 M_{\odot}) are actually clusters of less massive stars. Also, a very short time step is required to sample adequately the lifetime of these very massive stars.

We allow only clouds more massive than $4 \times 10^4 \, M_{\odot}$ to form massive stars. In the cells satisfying this criterion, the OB associations are born at the outer edge of the molecular clouds. We have tested different star formation laws, so as to match as well as possible the H α radial profiles. The best fits are obtained with a star formation rate (SFR) depending on the angular frequency and the local gas surface density as proposed by Wyse & Silk (1989) :

$$SFR(\mathbf{r}) = \epsilon \Omega(r) \sigma_{gas}(\mathbf{r})$$

with ϵ the star formation efficiency, $\Omega(r)$ the angular frequency at radius r and $\sigma_{gas}(\mathbf{r})$ the HI+H₂ surface density at position \mathbf{r} in the disk. We find that $\epsilon = 5\%$ provides the best match to the H α radial profile by Kennicutt (1989).

The stellar mass distribution inside an OB association is drawn from the Initial Mass Function (IMF). We have chosen an index close to the Salpeter IMF, as suggested by measurements in Galactic and extragalactic OB associations (Massey et al. 1995) : $\frac{dN(M)}{dM} = M^{-2.3}$.

The stellar associations are born with a mean velocity relative to their parent cloud chosen from a Gaussian of mean value 10 km s⁻¹ and FWHM ~ 10 km s⁻¹. These figures are in good agreement with observed data by Leisawitz et al. (1989) in their study of the relation of star clusters with molecular clouds. With this value, the average motion of OB stars relative to their parent cloud is 10 pc in 10^6 years. Finally, stars die after a time equal to their Main Sequence lifetimes from Güsten & Mezger (1983). Effective temperatures, stellar luminosities and radii, averaged over the main-sequence lifetime, are taken from Cox et al. (1986). Because we are only interested in broad band fluxes and colors, we have calculated all stellar fluxes, from UV to B bands, in the black-body approximation. Lyman continuum radiation production rates, averaged on the Main Sequence lifetime, are also taken from Cox et al. (1986) and Güsten & Mezger (1983) to have a coherent set of parameters. We use the parametrization as a function of the stellar mass, M:

$$log_{10}(\frac{N_{Lyc}}{s^{-1}}) = 38.3 + 8.16 \times log_{10}(M)$$
$$-0.24 \times log_{10}^{2}(M) - 0.41 \times log_{10}^{3}(M).$$

to compute the thermal radio continuum flux, H α luminosity and Strömgren sphere diameters.

We also include the effects of the radiation of massive stars on neutral gas, and allow molecular clouds to be partially eroded and ionized by the radiation of nearby OB associations, if they overlap with the Strömgren sphere of an OB association. We compute the radius of this sphere, R_{HII} , assuming that all stars are located at the same position and have a global production rate of Lyman continuum photons N_{Lyc} , equal to the sum of the contribution of the individual stars, and for case B recombination in a diffuse medium of density n_H : $R_{HII} = (\frac{3}{4} \frac{N_{Lyc}}{\pi \alpha_B n_H^2})^{1/3}$. In this formula, α_B is the hydrogen recombination coefficient (Osterbrock 1989). The mean radius for R_{HII} is 35 pc.

To constrain the population of massive stars, we calculate different stellar outputs, namely we perform a detailed calculation of the UV radiation field at 912-2000 Å, and also compute the global U flux and U radial profile, as well as the thermal radio continuum and H α emission.

• 6 cm radio-continuum.

According to Mezger (1972) and Turner & Ho (1994), the radio continuum emission of HII regions for case B recombination, at an electronic temperature T_e of 10^4 K and with 45 % of the ionizing photons being converted into H α photons, is directly related to N_{Lyc} by:

$$\frac{N_{Lyc}}{s^{-1}} = 1.1 \times 10^{50} (\frac{S_{6cm}}{mJy}) (\frac{D}{Mpc})^2$$

This formula does not include any correction for dust absorption of the ionizing radiation within the HII region. Current estimations are that nearly 50% of the Lyman continuum may be absorbed by dust.

• $H\alpha$.

The relationship between the H α luminosity and the production rate of Lyman continuum photons, using the same assumptions as above, can be deduced from Mezger (1972) and Peimbert et al. (1975):

$$\frac{L_{H\alpha}}{L_{\odot}} = 3.55 \times 10^{-46} \left(\frac{N_{Lyc}}{s^{-1}}\right).$$

The correction for the extinction may amount to about 1 magnitude at H α but it is highly uncertain (Mc Kee & Williams 1997, van der Hulst et al. 1988). Because of the uncertainties involved in this correction, we have preferred not to do it. This allows us to check that the energy is conserved with a good accuracy in the simulation.

The formed OB associations have typical production rates of Lyman continuum photons, N_{Lyc} , in the range 10^{45} - 10^{51} s⁻¹. The cumulative Lyman continuum luminosity function of the population is shown in Fig. 5. Its shape is similar to the distribution for Galactic HII regions (McKee & Williams 1997). There is a small excess around $N_{Lyc} \ge 10^{49.5} \text{ s}^{-1}$, dominated by the most massive stars in the younger associations, and a deficiency of associations with $N_{Lyc} \geq 10^{50.5}$ s⁻¹. As a whole, the match of the two distributions is very good. The distribution of the intrinsic UV luminosity of OB associations extends over four orders of magnitude from 10^4 to 10^7 L_{\odot}, i.e. from small associations with about 20 stars and a total stellar mass of 600 M_{\odot} , up to large associations gathering 200 OB stars, including a few 50-60 ${\rm M}_{\odot}$ stars, and having a total stellar mass of 6000 M_{\odot} .

3.4. Dust properties

We use the average Galactic extinction curve from Fitzpatrick & Massa (1988) at UV wavelengths. For visible and near infrared wavelengths, we use the work by Seaton (1979). This curve is probably valid on a large scale in the diffuse medium of NGC 6946 which has a similar metallicity to the Milky Way. We assume a constant metallicity and gas to dust ratio in the disk, and use the average value for the Milky Way : $\frac{NH}{E(B-V)} = 5.8 \times 10^{21} \text{ H cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ and $A_V = 3.1 E_{B-V}$ (Bohlin et al. 1978). The extinction through a cell filled with molecular gas, with the adopted spatial resolution, is 2.5 magnitudes. The dust properties have been summarized by Bruzual et al. (1988) and Witt & Gordon (1996). Apart from the enhanced absorption in the 2175 Å bump, the dust albedo is fairly constant at UV and visible wavelengths at $\omega \sim 0.55$. We include the coherent scattering of UV light by dust grains. The anisotropy is described using the Henyey-Greenstein (1941) function, where the anisotropy parameter is defined as $q = \langle \cos\theta \rangle$ and θ is the scattering angle.

3.5. Radiative transfer

The observed properties of external galaxies depend on the propagation of the stellar radiation in the interstellar medium. To determine the local radiation field, we follow the propagation of UV photons (912-2000 Å) emitted from the OB stars in the two phases medium. In each cell, we compute a local radiation field. We define the local radiation field in the UV, χ_{UV} , relative to the mean radiation field in the UV at the Solar radius, χ_0 , established by Mathis et al. (1983), so that $\chi_{UV} = \frac{4\pi J}{\chi_0}$. In the Galaxy and at the solar radius, the InterStellar Radiation Field, ISRF in the UV, has been defined as $\chi_0 = 4\pi J = 4\pi \int_{912 \AA}^{2000 \AA} J_\lambda d\lambda = 1.84 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ and through visible/IR bands as $G_0 = 4\pi \int_{912 \AA}^{2\mu m} J_\lambda d\lambda =$ $2 \times 10^{-2} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, where J_λ is the specific intensity of the radiation field averaged over 4π sr (Mathis et al. 1983).

On their path, photons can be scattered and/or absorbed by dust in both neutral phases. We have chosen not to follow individual photons which would have been time consuming, but to use instead pseudo-photons representing a collection of N photons. We are then able to probe a larger area with a lower number of photons. We sample the 912-2000 Å interval with 20 bins of constant wavelength width $\Delta\lambda$, and launch n_{γ} pseudo-photons per association per wavelength bin. The longward limit has been set to 2000 Å, to avoid having to take into acount the contribution from star types later than B to the ISRF (Walterbos & Greenawalt, 1996).

The pseudo-photons emitted by the OB association number *i* carry a fraction $f_{\lambda}^{i} d\lambda$ of the luminosity L_{λ}^{i} radiated by this OB association. They travel from the center of a cell (size r_{cell}) to an adjacent one, and the energy absorbed by the interstellar medium, when non-zero, is left on the common face of these 2 cells. The absorbed energy is reprocessed in the far-infrared. The pseudo-photon energy along its path from association number *i* can be written as :

$$f^i_\lambda d\lambda = \alpha^i \frac{L^i_\lambda}{n_\gamma}$$

In this formula, $\alpha^i = \prod_j \alpha^j(x, y, z)$ is the product of the probabilities for non absorption in each cell along the travel from the OB association number *i* to the cell position (x, y, z), or with $\omega(\lambda)$ the dust albedo and τ_{λ} the total cell opacity including scattering :

 $\alpha^j = e^{-(1-\omega(\lambda))\tau_\lambda}$

in the diffuse phase, and

 $\alpha^j=\omega(\lambda)$

in the H_2 phase.

When leaving an OB association, the direction for each pseudo-photon is uniformly chosen on the unit sphere. These pseudo-photons travel in the two-phase interstellar medium. There are different possibilities when reaching a new cell : i) The gas in the cell is diffuse and atomic. Then the pseudo-photon can either :

– be absorbed partially in the cell. A fraction of the luminosity is left, and the pseudo-photon continues in the same direction with a lower luminosity.

– be scattered.

ii) The cell is filled with molecular gas.

The pseudo-photon is partly absorbed, and partly backward scattered, the ratio between the energy left in the cell and the total energy of the pseudo-photon depends on the albedo as $1-\omega(\lambda)$. We have chosen backward scattering in that case to prevent the pseudo-photon from interacting with the same molecular cloud several times.

After a scattering event, a scattering angle θ is chosen according to the anisotropy function, and the azimuthal angle ϕ is uniformly chosen in the interval $[-\pi, \pi]$. Then the new direction is easily deduced from the previous one (Witt 1977).

Since we cannot store all the pseudo-photons' incident directions, and in order to define an isotropic radiation field in each cell, we assume that the equivalent surface of the cell is $6r_{cell}^2$. Then, the UV radiation field in the cell (x, y, z) due to the contributions of all pseudo-photons travelling through this cell, can be expressed relative to the Galactic ISRF χ_0 as :

$$rac{\chi(x,y,z)}{\chi_0} = \sum_i \sum_{\delta\lambda} rac{f_\lambda^i d\lambda}{\chi_0 6 r_{cell}^2}$$

Because of the coarse angular resolution and the low number of pseudo-photons leaving each OB association, the resultant map of the radiation field presents strong fluctuations. We have chosen to smooth the map of the radiation field by averaging the data in nearby cells, typically 3x3 cells. Furthermore, some cells are never visited by UV photons, for example in the interarm region or in the outer disk (r > 5 kpc). In that case, we use as incident radiation field, the Galactic ISRF (longward of 2000 Å), scaled by the local surface brightness in the R band image to take into account the radial variation of the radiation field from the old stellar population between the central regions $(r \leq 1 \text{ kpc})$ and the outer disk $(r \geq 5 \text{ kpc})$. The reference value is given in units of $4\pi \int_{2000A}^{2\mu m} J_{\lambda} d\lambda = G_0 - \chi_0 = 1.82 \times 10^{-2} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. The position for the reference value has been chosen at the edge of a spiral arm, at a distance r = 4 kpc from the center, where the UV radiation field χ_{UV} is close to 1.

3.6. Emergent emission.

Once the local UV energy density has been calculated, models are used to determine the C^+ and FIR emissions from each cell, assuming that they arise from the same area as the one used for the calculation of the UV radiation field. For the dust emission, we use the model by Désert et al. (1990), which has 3 different components: PAHs which are fully ionized when $\chi_{UV} > 1$, very small grains and big grains. We calculate the dust emission in the four IRAS bands at 12, 25, 60 and 100 μm plus an additional band at 200 μm , as the reprocessing of the combination of the UV radiation field (912 - 2000 Å) described by χ_{UV} and of the ISRF for the 2000 Å-2 μ m part of the spectrum. We decrease the PAH abundance in large radiation field environments, as suggested by Ryter et al. (1987), to one fifth of the standard value when $\chi_{UV} > 100$.

Very large molecular clouds, with masses larger than $10^6 M_{\odot}$ occupy more than 4 cells in the grid. The inner cell is not directly exposed to the UV radiation and for this cell we assume that the ISRF is attenuated by 2.5 magnitudes of visual extinction.

We assume low optical depth in the mid and far infrared. From the analysis of the COBE maps of the Galaxy, Boulanger et al. (1996) deduce $\tau_{\lambda}/N_{H}=1 \times 10^{-25}$ cm² H⁻¹ (λ /250 μ m)⁻², which combined with the mean column density of individual clouds, N_H = 1.5 × 10⁻²² cm⁻², gives an opacity of 2 × 10⁻³ at 200 μ m.

According to the dominant phase in a given cell of the model, the emergent infrared emission can be : – reprocessing of the whole incident stellar radiation for molecular clouds which are totally optically thick in the UV. All impinging radiation is completely reprocessed in infrared emission from the outer cells of molecular clouds, – proportional to the gas column density for the diffuse medium, which is optically thin in the UV. We assume no UV extinction at the 12 pc scale.

We use the PhotoDissociation Region (PDR) model by Le Bourlot et al. (1993) to estimate the ${}^{2}P_{3/2} - {}^{2}P_{1/2}$ C⁺ emission at the surfaces of molecular clouds. We use a constant molecular hydrogen density of 5×10^3 H₂ cm⁻³ and the incident UV field χ_{UV} . The density is not a critical parameter as long as it is higher than the critical density for collisional excitation of C^+ (1000 H cm⁻³) (see Tielens & Hollenbach 1985). Furthermore, we assume that the whole surface of clouds contributes to the C⁺ emission. As for the C^+ emission from the diffuse neutral phase, we use the model by Wolfire et al. (1995) for a two phase neutral atomic medium. Finally, the contribution from the ionized gas in the HII regions around the OB associations is also included. We assume that the gas has the same density as the diffuse medium, $n_e = n_H$ and an electronic temperature of 10^4 K. The total C⁺ luminosity from an HII region of radius R_0 is then proportional to the volume of the HII region with a correction factor to take into account the other ionization stages of carbon.

Because we deal with a line, the opacity may not be small depending on the gas distribution and viewing geometry. In fact, opacity effects are important at large inclination angles. To obtain an edge-on view of the model galaxy in the ${}^{2}P_{3/2} - {}^{2}P_{1/2} C^{+}$ line, we have made an accurate calculation of the radiative transfer in this line. For each line of sight through the disk, we sample the line profile with bins of 1 kms⁻¹ width, and calculate the emergent intensity in each velocity bin, including saturation effects. We assume that the intrinsic velocity dispersion of a PDR is 1 kms⁻¹. For the diffuse medium, the velocity dispersion is 10 kms⁻¹. We do not account for absorption in the far infrared continuum. We obtain $\tau_{C^+} = 0.40$ for an edge-on view, and $\tau_{C^+} = 0.10$ for a face-on view.

3.7. Implementation of the model

To avoid transient stages of the simulation, the code is evolved during a few time steps. We stop the simulation when stable results are obtained on a time scale of 20 Myrs. This time scale corresponds to about half the lifetime of a giant molecular cloud before disruption by photoevaporation. This is the reason why we can not integrate further in time without treating gas recycling. The time step has been fixed at 10^6 years, shorter than the lifetime of the most massive stars. We have checked the reliability of the calculations by different tests:

– We have verified that the total UV luminosity from the stellar population emerges from the galaxy either at the same wavelength, or at far infrared wavelengths for the light reprocessed by dust grains. The total luminosity is conserved with an accuracy of 1%.

– When the number of pseudo-photons leaving each OB association n_{γ} is too small, the map of UV radiation field is noisy with a few extremely bright spots and large voids. This is due to undersampling of the galaxy volume. The number of pseudo-photons should be as large as possible, but we have verified that we obtain a good map of the UV radiation field with 100 pseudo-photons per OB association. The map is smooth in the vicinity of the OB associations, hence the ratio of FIR emissions from the diffuse and dense gas stays constant with increasing n_{γ} .

– The cell size is also a critical parameter: since χ_{UV} is proportional to r_{cell}^{-2} , it might be underestimated for small clouds very close to OB associations. This has severe consequences for the C⁺ emission, which scales roughly as $r_{cell}^2 log(\chi_{UV})$, but little or none for the FIR emission which varies as $r_{cell}^2 \chi_{UV}$ since in that case there is no resultant scaling with r_{cell} . To test the validity of the adopted resolution, we have performed a run restricted to one quadrant only, with a cell size of 6.1 pc. We observed no large variation in the C⁺ emission and thus conclude that the adopted resolution of 12 pc is correct for our purpose. Note that the volume filling factor decreases to 1.3 % in the high resolution run, because we fill the space in a more accurate way using a higher spatial resolution.

4. Results

Table 2 summarizes the input parameters for the Standard Model, and Table 3 presents the results. The star formation rate from 2 to 60 M_{\odot} is fixed at 4.0 M_{\odot}yr⁻¹, with a star formation efficiency ϵ of 5%, as defined in Sect. 3.4. With these values, the modelled H α luminosity and $H\alpha$ radial profile are in quite good agreement with the observed data (Kennicutt 1989). This is also true for the UV luminosity at 2000 Å and the 6 cm luminosity. We are thus confident that the massive star population is well constrained by the observed data. With a low mass cutoff at 10 M_{\odot} stars, we overestimate the UV luminosity at 2000 Å of the modelled stellar population by 20%, because we miss the contribution to the UV continuum of lower mass stars, between 2 and 10 M_{\odot} .

4.1. Disk opacity in the UV

We have computed an average opacity over the galaxy in the UV and for the H α line. We define this opacity as : $\tau = -ln(L^{emergent}/L^{emitted})$ where $L^{emitted}$ is the total luminosity in the disk at a given wavelength and $L^{emergent}$ is the emergent luminosity. This opacity is computed for two different viewing angles of the model, $i = 0^{\circ}$ for faceon and $i = 90^{\circ}$ for edge-on. We have found a significant opacity for the face-on view, at 1000 Å, 2000 Å and for H α , namely $\tau(1000 Å) = 0.8$, $\tau(2000 Å) = 0.7$, $\tau(H\alpha) = 0.60$ for the whole galaxy.

The opacity is controlled simultaneously by the geometry of the molecular cloud ensemble and by the diffuse medium. If we ignore the extinction due to the diffuse component, we find an opacity of 0.51 at 1000 Å. This value is due to geometrical effects, mostly blocking of the UV radiation by molecular clouds, and it does not depend on wavelength. Thus we can write the opacity at any wavelength in the UV as $\tau_{\lambda} = 0.51 + \tau_{\lambda}^{HI}$, the second term accounting for the wavelength dependence of the extinction in the diffuse medium.

A global opacity of $\tau \simeq 0.8$ corresponds to a fraction of approximatively 45% of the far UV stellar radiation leaving the galaxy disk, mostly above or below the main plane. Most of these photons have not been scattered because the probability of leaving the disc after a scattering event is low. This significant fraction of the radiation from massive stars leaking out of HII regions could contribute to the maintenance of the Reynolds layer of ionized gas. The derived face-on opacity at 2000 Å, 0.7, falls well within the range of opacities derived by Buat & Xu (1996). The mean extinction in their sample of nearby spiral galaxies is $\simeq 0.9$ mag at 2000 Å. Though the opacity is not very large, the mean distance travelled by a UV photon before absorption is quite small, 440 pc, roughly equal to the HI disc thickness. As shown on Fig. 6, there are however photons travelling to much larger distances, 1 to 2 kpc, with a small probability (0.01). Conversely, many zones in the interarm receive very few UV photons. Due to the lower gas density, few OB associations are created in the interarm region. The numerous OB associations in the arms are too distant to contribute to the local radiation field since the arm/interarm separation is larger than 1 kpc in the disk.

The distribution of χ_{UV} values provide further information on the radiation field resulting from the OB associations (Fig. 7). Whereas most of the galaxy is exposed to a low UV radiation field, it is possible to find regions with high UV intensity ($\chi_{UV} \ge 1000$) even at a moderate spatial resolution. The total dynamical range of the UV radiation field extends over more than 4 orders of magnitude. This huge variation can be explained by the close association of OB associations and molecular clouds: in a galaxy with a prominent spiral structure, OB associations are born in the spiral arms, where the gas density is the highest. This maximizes both the illumination of molecular clouds by UV radiation and the absorption of UV radiation by molecular gas, hence the heating of molecular gas. For the model galaxy, we find that 30 % of the total number of cells with molecular gas are exposed to a strong or median radiation field ($\chi_{UV} \geq 10$). These cells are located in 40% of the molecular clouds. This figure is comparable to the clouds in Milky Way: Solomon et al. (1985) found that in the Galaxy, at a resolution greater than 10 pc, 25 % of the molecular clouds are warm and associated with HII regions. Also, Williams and Mc Kee (1997) estimate that at least one OB star is present in half of the giant molecular clouds with masses larger than 10^{5} M_{\odot} . The probability to find massive stars or clusters associated with a giant molecular cloud increases sharply with the cloud mass and reaches almost 1 for masses larger than $8 \times 10^5 M_{\odot}$ (Williams & MacKee 1997). Our numerical results are in agreement with these facts.

4.2. Far infrared emission

We now discuss the emergent radiation from the model galaxy and start with the infrared emission. As in the Désert et al. (1990) dust model, the luminosities in the IRAS bands are computed as $4\pi D^2 \nu S_{\nu}$, where S_{ν} is the total observed flux density and D is the distance to the object. The infrared colors are given as the flux density ratios, to compare with observed data.

The model galaxy has very similar emissions as NGC 6946 at 60-100 & 200 μm , with outputs of 5.1, 8.5 and $4.9 \times 10^9 L_{\odot}$, corresponding to 114%, 128% and 144% of the luminosities observed at those wavelengths. The far infrared emission comes from both the molecular and atomic gas phases.

The UV radiation is the main heating mechanism of the dense and diffuse gas phases, with contributions of 4.2 $\times 10^9 L_{\odot}$ and $6.1 \times 10^9 L_{\odot}$ at 60 & 100 μm . The contribution to the FIR emission of the old stellar population, described by the ISRF, is a factor 3 lower, with $0.9 \times 10^9 L_{\odot}$ and $2.4 \times 10^9 L_{\odot}$ in the 60 & 100 μm bands. The situation is different at 200 μm , where dust grains heated by the UV radiation or by the ISRF have almost equal contributions to the total luminosity: $3.0 \times 10^9 L_{\odot}$ for the UV and $1.9 \times 10^9 L_{\odot}$ for the ISRF. The contribution from the inner parts of clouds illuminated by the attenuated ISRF is only $0.5 \times 10^8 L_{\odot}$. As a whole, 72 % of the far infrared luminosity can be attributed to UV heated gas, which is mostly molecular. The remaining 28% corresponds to dust heated by the ISRF, at locations far away from the OB associations.

The diffuse and dense phases have similar contributions to the total FIR emission, with a slight excess from the molecular clouds, 54 % versus 46 % from the diffuse gas. This significant contribution from the diffuse gas is due to the fact that it occupies a large fraction of the galaxy volume. Hippelein et al. (1996) also conclude from ISO observations of other nearby galaxies (M51, M101) that the neutral atomic gas has an important contribution to the far infrared emission. The contribution from the atomic gas may be underestimated because we do not take into account the compression of the diffuse gas in the spiral structure. Comparing with molecular clouds, we can estimate that, having atomic gas concentrated in the spiral arms would result in a brighter FIR emission, with a slighty warmer color temperature since the dust grains would be closer (in average) to the heating sources. A precise estimate of the magnitude of the effect is beyond the scope of this paper.

The global infrared excess for the model galaxy, IRE, is defined as the luminosity ratio IRE= $L_{12-100\mu m}/L_{Ly}$, with $L_{Ly} = N_{Lyc}h\nu_{Ly}$ and $h\nu_{Ly}=13.6$ eV. At the disk scale, the IRE takes the value 5.9, in agreement with observations of Galactic HII regions (Caux et al. 1985, Myers et al. 1986).

The diffuse and dense gas (atomic and molecular) have the following contributions to the total luminosity of the C⁺ 158 μm line: 77% from the dense phase and 23% from the diffuse phase. Less than 10⁴ L_☉ comes from HII regions. The total emission of the galaxy is $2.5 \times 10^7 L_{\odot}$, a factor 2.5 lower than the measured value, $6.3 \times 10^7 L_{\odot}$ (Madden et al. 1993). Compared to the 60-100 μm far infrared emission, the C⁺ line represents 0.21% of the FIR (60-100 μm) emission. This figure is comparable to the observed ratio for other spiral galaxies with 0.1 - 1 % (Lord et al. 1996). Nevertheless, the value for NGC 6946 was found to be 0.6 % (Madden et al. 1993), and in the Galaxy, Shibai et al. (1991) and Wright et al. (1991) have measured $L_{C^+} = 0.7 \% L_{FIR}$ with the same definition of L_{FIR} as above.

4.3. Radial profiles

The 60 μm radial profile is shown on Fig. 8a. There is a large decrease from the inner to the outer parts of the disk, about two orders of magnitude. In NGC 6946, the same behaviour has been observed by Tuffs et al. (1996) using ISO. Averaged over the model, the S₆₀/S₁₀₀ infrared color appears to be slightly different in the two phases: 0.32 for the diffuse phase and 0.38 for the dense phase. This FIR color decreases with increasing radius from 0.40 in the center to 0.23 at R \simeq 5 kpc (Fig 8b), in agreement with the maps by Engargiola (1991). The decrease is seen in both phases, with S₆₀/S₁₀₀ ranging from 0.35 to 0.23 for the diffuse phase, and from 0.42 to 0.28 for the dense phase.

The radial profile of the intensity of the C^{+ 2}P_{3/2} - ${}^{2}P_{1/2}$ 158µm line (Fig. 8c) shows a much flatter gradient than the FIR emission. This is due to the logarithmic dependence of the line intensity on the incident radiation field in PDRs. As shown in Fig. 8c and 8d, the diffuse atomic gas is the main source of C⁺ emission at large distance from the nucleus, for radii larger than 4 kpc. It is thus possible to determine the intrinsic L_{C^+}/L_{FIR} luminosity ratio from the two gas phases, using the data at $R \sim 2$ kpc for the molecular gas and data at $R \geq 5$ kpc for the atomic gas. We find that L_{C^+}/L_{FIR} is equal to 0.10 % in the diffuse phase and to 0.25% in the dense phase.

4.4. Maps

We show on Fig. 9 face-on maps of 100 μm , C⁺ and UV(912-2000 Å) emissions. Edge-on maps at the same wavelengths are shown in Fig. 10 for comparison. Compared to the C⁺ observations of the edge-on galaxy NGC 891 (Madden et al. 1994), there is an overall agreement. In particular, the scale height in C⁺ is predicted to be larger than the scale height of the CO emission, due to the contribution of the diffuse neutral and ionized media which have a larger scale height (Fig. 11).

In the face-on C^+ map, there is a large hole in the interarm regions in the NW, at a similar position to the hole detected by Madden et al. (1993) with the KAO. This hole is due to the lower density of molecular gas and of OB associations in the interarm regions. Therefore few UV photons illuminate this region and the radiation field is very low. The map shows many details and a large contrast between arm and interarm regions. We have smoothed the image from the model to the resolution of the KAO observations (50" beam = 1.2 kpc at the distance of NGC 6946). The contrast between the brightest regions and the disk drops by a large factor. This resolution effect may explain the low dynamical range found in the observed data. If PDRs are the main source of C⁺ $158\mu m$ radiation in galaxies, we predict that the emission should have more contrast at higher spatial resolution. This could be tested by maps of external galaxies made with the future Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA).

The edge-on maps at 100 μ m and in C⁺ are fairly symmetrical with respect to the center. The edge-on C⁺ map shows however a hole in the central region (r < 500 pc) which does not appear on the 100 μ m map. This hole is largely due to the large opacity for these lines of sight ($\tau_{C+} = 0.4$).

4.5. Sensitivity of the model to input parameters

The model results are of course sensitive to the input parameters, therefore we have run different models deviating from the standard model by one parameter.

Because of the poor knowledge of the albedo in UV, we have run a model with a lower albedo of dust grains, ω = 0.4. We find that the opacity increases to 1.0 at 1000 Å & 0.90 at 2000 Å. The 60 μm emission from the dense phase increases by 5%, while the 100 and 200 μm emissions both decrease by 10%. This difference in far infrared emission is due to the moderate increase of the opacity which leads to a warmer dust temperature. The effect on the emission from the diffuse phase is negligible.

A more extreme case is for a null albedo, suppressing any scattering effect. In that case, we maximize the UV opacity and the FIR emission. The opacity increases to 1.25 at 1000 Å and 1.01 at 2000 Å respectively. As a result of this larger absorption, the 60-200 μm emission increases by 47 % as compared to the standard model.

In another run, we have kept the total mass of molecular gas constant, but used a lower mean density, 20 H₂ cm⁻³ instead of 50 H₂ cm⁻³, to increase the clouds sizes. The volume filling factor is then 3.8 %. These larger clouds block more light, and 30 % only of the molecular cells are heated, instead of 40% in the standard model. As a result, the 60-200 μm luminosity decreases by 10%, to 16.7×10^9 L_{\odot}.

We have also investigated the effect of the number of OB associations: we have kept the same star formation rate but have gathered adjacent associations to form more powerful sources. As a consequence, n_{OB} decreases from 12000 to 3000. Then a smaller fraction of the cloud population is heated, 15%, as compared to 40% in the standard model. But because these cells are heated by more powerful OB associations, the far-infrared emission is larger and reaches $20.4 \times 10^9 L_{\odot}$. Thus the FIR emission depends slightly on the number of associations. The C⁺ emission decreases to $1.8 \times 10^7 L_{\odot}$, because of the smaller number of illuminated clouds.

If we now increase the SF efficiency, from 5 to 10%, so as to double the UV luminosity, the production rate of Lyman continuum photons increases by 80 %. In that case, the mean UV opacity is 0.78. The FIR 60-200 μm luminosity increases by 55 % to $28.7 \times 10^9 L_{\odot}$. This shows that the FIR emission is not a linear function of the UV luminosity in our model. This non-linear behaviour arises because the opacity is largely controlled by geometrical effects. With a larger star formation activity, HII regions are very large and can destroy molecular clouds efficiently. Thus the mass of molecular gas decreases in the model with a higher SFR. This is the main reason for the non-linear behaviour. This result has been established with the same number of OB associations, while an increased SFR will probably lead to more associations in the disk. How-

ever we have previously shown that the FIR emission does not depend strongly on the number of OB associations.

We have investigated the effect of the atomic density on the size of HII regions, because we probably overestimate the diameter of HII regions, using a mean atomic density and neglecting the dust absorption. If the local gas density is multiplied by two, the volume of the Strömgren sphere is 4 times smaller than in the standard model. The 60-200 μm luminosity of dense molecular gas increases by 10% to $1.1 \times 10^{10} L_{\odot}$. This is explained by the reduced destructive effect of HII regions on molecular clouds, and then the larger chance for photons to be absorbed by molecular gas. The respective contributions from the diffuse and dense gas to the FIR(60-200 μm) are now 34% and 66%.

This last test shows that the distance between clouds and OB associations has a strong influence on the UV reprocessing by dense gas. For the standard model, we have calculated the mean distance between an OB association and the nearest cloud edge, $d_{OB/cloud}$, and have found a value of 35 pc, the mean distance between clouds centers is 37 pc. To have a larger separation between clouds and OB associations, we have increased v_{escape} to 30 kms⁻¹. We obtain $d_{OB/cloud}$ = 39 pc. The FIR(60-200 μm) emission from the dense phase decreases by 15% because of the smaller solid angles of the clouds viewed from the associations. As for the FIR (60-200 μm) from the diffuse phase, it slightly increases by 6%.

We have shown that part of the UV opacity is due to geometrical effects. Indeed the UV opacity is lower when the molecular clouds are distributed uniformly in the disk. We have used an earlier epoch of the simulation, when the distribution of gas clouds is axisymmetric. We have kept the same value for the other parameters (number of OB associations, star formation rate, etc.). In that case, the clouds occupy a larger fraction volume of the galactic disk, and the mean distance between clouds increases. Because of this larger mean distance between clouds, the opacity at 1000 Å decreases to 0.47.

5. Discussion & conclusions

We have shown that with simple assumptions about the birth of massive stars and their relationships with the ISM, we can reproduce qualitatively and quantitatively the characteristics of the UV, H α and FIR emissions of a particular object, the Sc galaxy NGC 6946. For such a galaxy with a prominent spiral structure, having a large mass of neutral gas, and forming stars actively, the observed far infrared emission is produced both in molecular gas and in the diffuse atomic gas. More precisely, 54 % of the FIR (60-200 μ m) emission comes from dust grains in giant molecular clouds. Dust in the diffuse neutral atomic gas contributes to about 46 % of the total FIR luminosity.

We have evaluated the respective contributions of the UV radiation from massive stars and of the radiation field

from the old stellar population. We find that 72 % of the FIR luminosity can be attributed to UV heated dust grains, which reside mostly in molecular clouds envelopes. The remaining 28 % is due to dust heated by the radiation field from the old stellar population at locations far away from OB associations.

We have calculated the emission of the model galaxy in the ${}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$ fine structure line of C⁺ at 158 μm . In the spiral arms, photon dissociation regions at the surfaces of molecular clouds are the main source of the emission. We have found a large arm-interarm contrast in this line. This effect could be tested by high angular resolution maps of galaxies. It results naturally from the combination of a lower gas density and lower radiation field in the interarm regions, because of the short mean free path for UV photons, ~ 440 pc. As a whole, PDRs represent 76% of the emission. The contribution from the diffuse phase is found to be ~ 24 %. Our model is able to account for about 40 % of the observed C⁺ emission of NGC 6946. The emission from PDRs should be viewed as a lower limit since we use the model by Le Bourlot et al. (1993) with low abundances of carbon and other elements in the gas phase: $[C]/[H] = 3 \times 10^{-5}$. The average value is 1.3×10^{-4} for Galactic diffuse clouds (Snow & Witt 1996), a factor of 4 larger than the value used in the model. Since the C^+ 158 μm emission scales roughly with the column density, hence the carbon abundance, the total C⁺ luminosity from PDRs could be larger by at least a factor three than our current model prediction. This would increase the contribution from PDRs to the total C⁺ emission of the model galaxy: with this scaling factor, the predicted C⁺ luminosity of PDRs would reach $6 \times 10^7 L_{\odot}$. Moreover, the C⁺ emission from the diffuse gas is overestimated, because the model of Wolfire et al. (1995) assumes $[C]/[H] \sim 3 \times 10^{-4}$ in the gas. Thus the diffuse emission could be 2-3 times smaller than in our standard model. Adopting [C]/[H]=1.3 $\times 10^{-4}$ in both phases would thus enhance the differences of L_{C^+}/L_{FIR} between dense and diffuse gas.

The knowledge of the cloudy nature of the ISM, and of the global structure of the galaxy, is important to determine how far UV photons can travel away from OB associations. The filling factor and the mass/radius scaling law appear to be major parameters for the transfer of stellar radiation in the galaxy disk, because they determine at the same time the obscuration and the size of the emitting regions. Other important parameters are the number of OB associations and the sizes of HII regions, because with a large number of OB associations or with small HII regions, molecular clouds are on average closer to massive stars, and are thus more efficiently heated.

In all the models we ran, we have found that the average internal UV opacity is of the order 0.8. The discs are therefore moderately opaque in the UV, as measured by Buat & Xu (1996). This moderate opacity holds for faceon discs. Edge-on discs are quite opaque, with a small fraction of the luminosity escaping, less than 1.0% of the face-on luminosity. This fraction corresponds to an equivalent extinction of 5 magnitudes in the UV.

These results have been obtained using a crude description of the interstellar medium. The adopted spatial resolution results from a compromise between astrophysical requirements and computational needs, but is certainly very poor compared to the complexity of the interstellar medium. The good agreement of the observed and predicted large scale properties shows nevertheless that the transfer of UV radiation, and the role of the radiation for the gas and dust heating, are correctly described at the 12 pc scale. This is in agreement with previous works estimating that dust heating by UV radiation occurs principally at large distances from massive stars (Murthy et al. 1992, Leisawitz & Hauser 1988).

Acknowledgements. We have benefited from the help of F. Viallefond for the numerical calculations and the data processing, and from discussions with D. Beck, G. Helou, S. Madden, S. Shore. We thank F.X. Désert and J. Le Bourlot for letting us use their codes, and M.G. Wolfire for providing unpublished results.

Figure captions

Fig. 1. CO(J=2-1) map at 13" resolution obtained with the IRAM 30m radiotelescope.

Fig. 2. V-I image, obtained with the 1.20m telescope at the Observatoire de Haute Provence (P. Boissé, private communication). The field of view is 10' by 10', the pixel size is 2.3". The gray scale runs from white for blue colors to black is for red colors.

Fig. 3a. R band image of NGC 6946 used as input for the calculation of the gravitational potential. Field stars have been removed, the image has then been rotated and deprojected to get a face-on view of NGC 6946.

Fig. 3b. A face-on view of the model galaxy, with molecular clouds drawn as circles and OB associations drawn as stars. Only 20 % of the OB associations and molecular clouds are drawn.

Fig. 3c. A close-up view of Fig. 3b. The clouds are drawn at their exact size in the model.

Fig. 4. Adopted rotation curve (dot-dashed line), angular frequency $\Omega(r)$ (full line), and $\Omega \pm \frac{\kappa}{2}$ curves. The corotation for the adopted pattern speed is located at r = 3.5 kpc.

Fig. 5. Distribution of the production rate of Lyman continuum photons N_{Lyc} , for the modelled population of OB associations (full line) in NGC 6946, and for the Galaxy (dot-dashed curve) (McKee & Williams (1997)). The plot can be read for instance as 500 OB associations out of 12000 have $N_{Lyc} > 10^{50} \text{ s}^{-1}$.

Fig. 6. Distribution of the distance from their parent OB association, travelled by UV photons before absorption. The median distance is 120 pc, and the mean distance is 440 pc.

Fig. 7. Distribution of the UV intensity measured relative to the ISRF in the modelled galaxy, for cells filled with diffuse gas (dot-dashed line) and for cells filled with molecular gas (full line).

Fig. 8a. Radial profiles of the 60 μm surface brightness. The thin solid line shows the combination of the two gas phases, while the triangles show the contribution of the diffuse atomic gas, and the squares the contribution from the molecular gas. The thick solid line shows the mean radial profile deduced by Engargiola (1991) from an IRAS image.

Fig. 8b. Radial profiles for the ratio of 60 and 100 μm fluxes, global and for the two phases.

Fig. 8c. Radial profiles of the C⁺ emission: global and for the two phases.

Fig. 8d. Radial profiles of $L_C^+/L_{(60-100\mu m)}$: global and for the two phases.

Fig. 9. Face-on views of:

a) 100 μm emission, at 48 pc resolution. The gray scale ranges from 1 to $10^3 L_{\odot} pc^{-2}$. We have overlaid contours of the same map convolved with a 750 pc beam: the levels are at 10, 30, 60, 100, 200 L_{\odot} pc⁻².

b) C⁺ line, at 48 pc resolution. The gray scale ranges from

 10^{-2} to 1 $\rm L_{\odot}~pc^{-2}.$ Overlaid contour levels from 0.1 to 0.6 by 0.1 $\rm L_{\odot}~pc^{-2}$ for the same image convolved with a 750 pc beam.

c) emergent UV surface brightness (resolution: 48 pc). The gray scale ranges from 10^{-2} to $10^5 L_{\odot} pc^{-2}$.

Fig. 10. Edge-on views of NGC 6946, at 48 pc resolution. The linear scale is not identical for both axes.

a) 100 μm IRAS band, with contour levels at 10³, 3×10^3 , 6×10^3 and $10^4 \text{ L}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$.

b) C⁺, at the same resolution, accounting for the line opacity. The gray scale ranges from 0 to 50 L_{\odot} pc⁻². Contour levels from 10 to 50 by 10 L_{\odot} pc⁻².

Fig. 11. Average vertical profiles through the disk for the C^+ (dot-dashed line) and CO(1-0)(full line) emissions. The CO(1-0) profile presents a smaller scaleheight (40 pc) than the C^+ profile (100 pc). We have assumed that the CO(1-0) emission is proportional to the molecular gas column density.

Table 1. Observed parameters for NGC 6946.

Observed data	Value	Reference		
Distance	$5 { m Mpc}$	De Vaucouleurs (1979)		
Inclination	34°	Considère & Athanassoula (1988)		
$M_{H2} (R < 6')$	$2.0 10^9 { m M_{\odot}}^{-1}$	Young & Scoville (1982)		
$M_{HI} (R < 6')$	$2.6~10^9~{ m M}_\odot~^2$	Boulanger & Viallefond (1992)		
$L_{1950-2050A}$	$5.4 10^8 {\rm L_{\odot}}^{-3}$	Buat et al. (1989)		
$L_{H\alpha}$	$1.0 10^8 {\rm L_{\odot}}^4$	DeGioa et al. (1984))		
B^0_t	8.49 mag	RC3		
IRAS $12\mu m$	$2.3~10^9~{\rm L}_\odot$ $\pm~20~\%$ 5	Engargiola (1991)		
IRAS $25\mu m$	$1.4~10^9~{\rm L}_\odot$ $\pm~20~\%$ 5	Engargiola (1991)		
IRAS $60\mu m$	$4.5 \ 10^9 \ {\rm L}_{\odot} \ \pm \ 20 \ \% \ ^5$	Engargiola (1991)		
IRAS $100 \mu m$	$6.6 \ 10^9 \ {\rm L}_{\odot} \ \pm \ 20 \ \% \ ^5$	Engargiola (1991)		
IRAS $200 \mu m$	$3.4~10^9~{\rm L}_\odot$ $\pm~20~\%$ 5	Engargiola (1991)		
L_{C^+}	$6.3 10^7 { m L_{\odot}}^{-6}$	Madden et al. (1993)		
$\mathbf{S}_{6cm}^{thermal}$	83 mJy \pm 25 7	Klein et al. (1982)		

We use the value 3.8×10^{33} erg s⁻¹ for the solar luminosity at any wavelength.

¹ We use $N_{H_2}/I_{CO(1-0)} = 2.3 \ 10^{20} \text{ mol cm}^{-2}/(\text{K kms}^{-1})$ and a total intensity $I_{CO(1-0)} = 569 \text{ Kkms}^{-1}$ in a 45" beam, we do not account for projection effects.

² We use $M_{HI} = 1.9 \times 10^{10} M_{\odot}$ at a distance of 10 Mpc, corresponding to $4.7 \times 10^9 M_{\odot}$ for a distance of 5 Mpc. By performing an integration over the HI map, we estimate that the part with R < 6' contributes to 55 % of the global emission.

³ The 2000 Å flux, 6.92×10^{-12} erg cm⁻²s⁻¹Å⁻¹, is corrected for the Galactic extinction and integrated over a 100 Å band. Note that Donas & Deharveng (1987) have reported a flux at 2000 Å twenty times lower (1.66×10^{-13} erg cm⁻²s⁻¹Å⁻¹). Measurements at other UV wavelengths are available in Rifatto et al. (1995).

⁴ We use the uncorrected flux $f_{H\alpha} = 1.31 \times 10^{-10}$ erg cm⁻²s⁻¹ and the relationship $L_{H\alpha} = 3.13 \times 10^{16} D_{Mpc}^2 f_{H\alpha}$ from Young et al. (1996). We have subtracted the contribution from the nucleus, estimated to be 20 % of the total luminosity. Note that Young et al. (1996) give a lower total flux, 3.38×10^{-11} erg cm⁻²s⁻¹, while Kennicutt (1989) reports a mean surface brightness of 4.2×10^{32} erg s⁻¹ pc⁻² corresponding to a total H α luminosity of 3×10^7 L_{\odot} at the adopted distance.

⁵ We estimate the luminosity in the band centered on frequency ν , by νF_{ν} . We use the IRAS and KAO fluxes reported by Engargiola (1991) for a radius R < 5.6' and correct from the contribution of the nucleus (central 45") to obtain 12 Jy at 12 μ m, 15 Jy at 25 μ m, 114 Jy at 60 μ m, 283 Jy at 100 μ m and 288 Jy at 200 μ m. The global color for the disk is S₆₀/S₁₀₀ = 0.40. The far infrared luminosity is L_{FIR(60-100 μ m)} = L_{60 μ} + L_{100 μ} = 1.1 × 10¹⁰ L_☉, L_{FIR(60-200 μ m) = 1.45 × 10¹⁰ L_☉}

⁶ We have excluded the contribution of the nucleus and rescaled the data by Madden et al. (1993) for the adopted distance.

⁷ We use an estimation of 625 mJy for the total flux at 6cm (Klein et al. 1982), subtract the nuclear contribution estimated to be 33% of the total flux, and we keep 20% of the resultant disk flux as the thermal component.

Table 2. Input parameters for the standard model.

Parameter	Adopted value	
cell resolution	12.2 pc	
HI half thickness	$180 \ pc$	
H_2 scaleheight	$65 { m pc}$	
mean V_{OB}	$10 \ \mathrm{km s^{-1}}$	
n_{γ}	100	
$time \ step$	10^6 years	
number of molecular clouds	18000	
number of OB associations	12000	
star formation rate $(2 - 60 M_{\odot})$	$4.0~{\rm M}_\odot~{\rm yr}^{-1}$	
volume filling factor of H_2	$2.5 \ \%$	

Table 3. Output values from the simulation for the standard model.

Parameter	Total	Dense	Diffuse	UV	ISRF
$L_{912-2000A}$ (L _☉)	$1.3 \ 10^{10}$			_	
$L_{1950-2050A}$ (L _☉)	$5.2 10^8$				—
$L_{H\alpha}$ (L _☉)	$1.2 10^8$	—			—
$\mathbf{B}_t^0 \pmod{\mathbf{B}_t^0}$	8.96	—			—
L_{12} (L_{\odot})	$2.1 10^9$	$1.0 10^9$	$1.0 10^9$	$1.7 10^9$	$0.3 10^9$
L_{25} (L_{\odot})	$2.0 10^9$	$1.0 10^9$	$1.0 10^9$	$1.7 10^9$	$0.3 10^9$
$L_{60} (L_{\odot})$	$5.1 10^9$	$2.9 10^9$	$2.2 10^9$	$4.2 10^9$	$0.9 10^9$
$L_{100} (L_{\odot})$	$8.5 10^9$	$4.5 10^9$	$4.0 10^9$	$6.1 10^9$	$2.4 10^9$
$L_{200} (L_{\odot})$	$4.9 10^9$	$2.5 10^9$	$2.5 10^9$	$3.0 10^9$	$1.9 10^9$
L_{60-200} (L _☉)	$18.6 10^9$	$9.9 10^9$	$8.6 10^9$	$13.3 10^9$	$5.2 10^9$
L_{C+} (L_{\odot})	$2.6 10^7$	$2.0 10^7$	$0.6 10^7$	—	—
S_{6cm} (mJy)	124			—	—
$L_{C^+}/L_{FIR (60-100)}$	0.18~%	0.25%	0.10~%	_	—

All luminosities are emergent luminosities. The total UV luminosity generated by

OB associations in the disk between 912 and 2000 Å is $3.10 \times 10^{10} L_{\odot}$.

References

- Bohlin R.C., Savage B.D., Drake J.F., 1978, ApJ 224, 132
- Bonnarel F., Boulesteix J., Georgelin Y.P. et al., 1988, A&A 189, 59
- Boulanger F., Viallefond F., 1992, A&A 266,37
- Boulanger F., Abergel A., Bernard J.P. et al., 1996, A&A 312, 256
- Bruzual A.G., Magris G., Calvet N., 1988, ApJ 333, 673
- Buat V., Xu C., 1996, A&A 306, 61
- Buat V., Deharveng J.M., Donas J., 1989, A&A 223, 42
- Calzetti D., Kinney A.L., Storchi-Bergman T., 1995, ApJ 429, 582
- Casoli F., Clausset F., Viallefond F., Combes F., Boulanger F., 1990, A&A 233, 357
- Caux E., Puget J.L., Serra G., Gispert R., Ryter C., 1985, A &A 144, 37
- Clausset F., Casoli F., Viallefond F., Combes F., 1991, in Dynamics of galaxies and their molecular cloud distribution, F. Combes, F. Casoli eds, p. 88
- Combes F., Gerin M., 1985, A&A 150, 327
- Considère S., Athanassoula E. 1988, A&AS 76, 365
- Cox P., Mezger P.G., 1989, A&AR 1, 49
- Cox P., Krügel E., Mezger P.G., 1986, A&A 155, 380
- DeGioa-Eastwood K., et al., 1984, ApJ 278, 564
- Désert F.X., Boulanger F., Puget J.L., 1990, A&A 237, 215
- Devereux N.A., Young J., 1990, ApJ 350, L25
- de Vaucouleurs G., 1979, ApJ 227, 380
- Donas J., Deharveng J.M., 1987, A&A 180, 12
- Engargiola G., 1991, ApJS 76, 875
- Falgarone E., Puget J.L., Pérault M., 1992, A&A 257, 715
- Fitzpatrick E.L., Massa D., 1988, ApJ 328, 734
- Garcia-Burillo S., Combes F., Gerin M., 1993, A&A 274, 148 Garmany C.D., 1994, PASP 106, 25
- Gerin M., Casoli F., Combes F., 1991, A&A 251, 32
- Güsten R., Mezger P., 1983, Vistas in Astronomy 26, 159
- Helou G., Malhotra S., Beichman C.A. et al., 1996, A&A 315, L157
- Henyey L.G., Greenstein J.L., 1941, ApJ 93, 70
- Heydari-Malayeri M., Beuzit J.L., 1994, A&A 287, L17
- Hippelein H., Lemke D., Haas M. et al., 1996, A&A 315, L82

Jaffe D.T., Zhou S., Howe J.E. et al., 1994, ApJ 436, 203 $\,$

- Kennicutt R., 1989, ApJ 344, 685
- Klein U., Beck R., Buczilowski U.R., Wielebinski R., 1982, A&A 108, 176
- LeBourlot J., Pineau des Forêts G., Roueff E., 1993, A&A 267, 233
- Leisawitz D., 1991, ApJS 77, 451
- Leisawitz D., Hauser M.G., 1988, ApJ 332, 954
- Leisawitz D., Bash F.N., Thaddeus P., 1989, ApJS L. 70, 731 Li, Li, 1995, A&A 301, 666
- $L_{1}, L_{1}, 1995, A&A 501, 000$
- Lord S.D., Malhotra S. et al., 1996, A&A 315, L117
- Lu N.Y., Helou G., Tuffs R. et al., 1996, A&A 315, L153
- Mc Kee C.F., Williams J.B., 1997, ApJ 476, 144
- Madden S., Geis N., Genzel R. et al., 1993, ApJ 407, 579 Madden S., Geis N., Genzel R. et al., 1904, Infrand Ph
- Madden S., Geis N., Genzel R. et al., 1994, Infrared Phys. Technol. 35, no 2/3, 311
- Malhotra S., Helou G., Van Buren D. et al., 1996, A&A 315, L161
- Martin P., 1995, AJ 109, 2428
- Massey P., Johnson K.E., De Gioa-Eastwood K., 1995, ApJ 454, 151
- Mathis J.S., Mezger P.G., Panagia N., 1983, A&A 128, 212
- Mezger P., 1972, in *Interstellar matter*, editors W.C. Wickramasinghe, F.D. Kahn and P.G. Mezger
- Miller W.W. III., Cox D.P., 1993, ApJ 417, 579
- Murthy J., Walker H.J., Henry R.C., 1992, ApJ 401, 574
- Myers P.C., Dame T.C., Thaddeus P. et al., 1986, ApJ 301, 398
- Osterbrock D.E., 1989, in Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books
- Peimbert M., Rayo J.F., Torres-Peimbert S., 1975, Revista Mexicana de Astronomia y Fisica 1, 289
- Rifatto A., Longo G., Capaccioli M., 1995, A&AS 114, 527
- Rice W., Boulanger F., Viallefond F., Soifer B.T., Freedman W.L., 1990, ApJ 358, 418
- Rubio M., Lequeux J., Boulanger F. et al., 1993, A&A 271, 1
- Ryter C., Puget J.L., Pérault M., 1987, A&A 186, 312
- Seaton M.J., 1979, MNRAS 187, 73
- Shibai H., Okuda H., Nakagawa T. et al., 1991, ApJ 374, 522
- Snow T.P., Witt A., 1996, ApJ 468, L65

- Solomon P., Sanders D., Rivolo A.R., 1985, ApJ 292, L19
- Thronson H.A., Majewski S., Descartes L., Hereld M., 1990, ApJ 364, 456.
- Tielens A. G. G. M., Hollenbach D., 1995, ApJ 291, 747
- Tuffs R., Lemke D., Xu C. et al., 1996, A&A 315, L149
- Turner J.L., Ho P., 1994, ApJ 421, 122
- van der Hulst J.M., Kennicutt R.C., Crane P.C., Rots A.H., 1988, A&A 195, 38
- Walterbos R.A.M., Greenawalt B., 1996, ApJ 460, 696
- Williams J., McKee C., 1997, ApJ 476, 166
- Witt A., 1977, ApJS 35, 1
- Witt A., Gordon K.D., 1996, in Unveiling the Cosmic Infrared Background, E. Dwek ed., AIP Conf. Proc 348
- Wolfire M.G., Hollenbach D., McKee C.F., Tielens A.G.G.M., Bakes E.L.O., 1995, ApJ 443, 152
- Wright E.L., Mather J.C., Bennett C.L. et al., 1991, ApJ 381, 200 $\,$
- Wyse R.F.G., Silk J., 1989, ApJ 339, 700
- Young J., Scoville N., 1982, ApJ 258, 476
- Young J., Allen L., Kenney J.D.P., Lesser A., Rownd B., 1996, AJ 112, 1903



Dec. offset (")





NGC 6946: molecular clouds









arXiv:astro-ph/9806214 v1 16 Jun 1998





arXiv:astro-ph/9806214 v1 16 Jun 1998







Y(pc)









L_⊙ p
arXiv:astro-ph/9806214 v1 16 Jun 1998

