



**HAL**  
open science

# Le milieu interstellaire et le cycle des grains dans le Petit Nuage de Magellan

Caroline Bot

► **To cite this version:**

Caroline Bot. Le milieu interstellaire et le cycle des grains dans le Petit Nuage de Magellan. Astrophysique [astro-ph]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2005. Français. NNT: . tel-00152441

**HAL Id: tel-00152441**

**<https://theses.hal.science/tel-00152441>**

Submitted on 6 Jun 2007

**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.

# Le milieu interstellaire et le cycle des grains dans le Petit Nuage de Magellan

## THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 22 novembre 2005

pour l'obtention du

**Doctorat de l'Université Louis Pasteur**

**spécialité : Astrophysique**

par

**Caroline BOT**

### Composition du jury :

<b>Directeur de thèse :</b>	François Boulanger
<b>Co-directeur de thèse :</b>	Daniel Egret
<b>Rapporteur interne :</b>	Agnès Acker
<b>Rapporteurs externes :</b>	Suzanne Madden William Reach
<b>Examineur :</b>	Martin Giard



Observatoire  
Astronomique  
de Strasbourg



Institut  
d'Astrophysique  
Spatiale





*"Science is like sex : sometimes something useful comes out,  
but that is not the reason we are doing it."*

Richard Feynman



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes deux directeurs de thèse, François Boulanger et Daniel Egret. Je suis persuadée que je n'aurai pas pu trouver mieux comme directeurs de thèse. Merci pour votre aide précieuse et votre support inconditionnel au cours de ces trois ans. Merci d'abord à François pour sa passion de la science qu'il sait si bien transmettre. J'ai appris énormément pendant ces années et la vaste étendue de tes connaissances m'a toujours donnée envie de découvrir tous ces sujets que je ne connais pas encore. Saches que quel que soit l'endroit où je travaille, il y a toujours ta présence derrière mon épaule pour me pousser à faire mieux. Merci ensuite à Daniel pour la disponibilité et la sérénité dont tu as toujours fait preuve. Merci aussi de m'avoir ouvert les portes de l'astrophysique et d'être encore à mes cotés pour m'aider.

Merci aussi aux membres du jury pour avoir accepté de lire ma thèse et de la juger, et pour le temps et l'énergie qu'ils y ont consacré, dans des conditions pas toujours évidentes. Merci pour vos conseils et vos encouragements.

Cette thèse n'aurait pas non plus été possible sans le soutien à Strasbourg de différentes personnes, et en particulier Laurent Cambrézy et Françoise Genova. Merci à Laurent d'avoir été là pour m'aider à résoudre les petits problèmes de tous les jours et pour ta porte grande ouverte et ta patience face à mes insatiables questions et remises en question. Merci à Françoise pour le soutien tout au long de cette thèse, pour m'avoir permis de faire vraiment partie de l'équipe du CDS.

Je souhaiterais remercier aussi Monica Rubio, avec qui j'ai effectué une collaboration pendant ces années. Une partie entière de ma thèse n'aurait simplement pas pu exister sans son aide. Cette collaboration m'a amenée à passer quelques mois au Chili. Monica, merci pour ton accueil sur place, ta générosité et ta gentillesse qui m'ont permis de passer un séjour inoubliable.

J'ai aussi bénéficié dans ma thèse de nombreuses interactions avec des chercheurs/ingénieurs sans qui mon travail n'aurait pas été le même. Merci à Monica Rubio, Guilaine Lagache, François Bonnarel, Mireille Louys, Christophe Collet, Hoan Nguyen Ngoc, Alberto Bolatto, Snezana Stanimirović, Isabelle Grenier, Jean-Phillippe Bernard, Marc-Antoine Miville-Deschênes, Bertrand Stepnik, Laurent Michel ... Merci aussi à tous ceux avec qui j'ai discuté recherche dans les couloirs, à la cantine ou dans les colloques, les regards extérieurs m'ont beaucoup aidé à avancer ou à prendre du recul suivant l'occasion. Merci aussi à tous les personnels de l'IAS ou de Strasbourg qui m'ont aidé sur le plan technique.

Enfin cette thèse ne s'est pas construite que sur une base scientifique. Si elle est ce qu'elle est actuellement c'est aussi grâce à toutes ces personnes qui m'ont soutenues sur le plan personnel, m'ont aidée ou écoutée à un moment ou l'autre. François, Daniel, Laurent, Françoise, Monica et Guilaine, vous m'avez aussi aidés à garder le moral et à ce que je me sente bien dans ce métier. Merci à Sebastien de m'avoir rassurée et soutenue pendant ces années. Merci à tous ceux que j'ai rencontrés pendant ma thèse et qui sont devenus plus des amis que des collègues. Je pense en particulier à Nicolas Martin, Alexandre Beelen, Laurent Pagani, Aline Gendrin, Mathieu Segall, Alan Peyaud, Arnaud Siebert, Hoan Nguyen Ngoc, Nicolas Flagey, Dominique Aubert, Thomas Boch, Jean-Julien Claudon, Pierre Ocvirk, Anais Oberto, Patricia Vannier ... mais je suis sûre d'en oublier, désolée ! Merci aux personnes de Strasbourg, de l'IAS et d'ailleurs pour leurs sourires et les petites discussions de couloir ou de pause café. Ce sont tous ces petits plaisirs qui m'ont aussi rendu ce travail agréable. Merci à mes "hébergeurs Parisiens" qui ont rendu mes séjours si faciles et si plaisants. Merci à Laurent d'avoir débarqué à l'improviste pour mon plus grand bonheur. Et enfin merci à toute ma famille pour leur aide et leur présence irremplaçable.

# Table des matières

<b>I. Avant propos</b>	<b>7</b>
<b>1. Le milieu interstellaire : généralités</b>	<b>9</b>
1.1. La composition du milieu interstellaire . . . . .	10
1.2. Cycle de vie du milieu interstellaire . . . . .	13
<b>2. Le gaz interstellaire</b>	<b>17</b>
2.1. Le gaz ionisé . . . . .	17
2.2. Le gaz neutre atomique . . . . .	19
2.3. Le gaz moléculaire . . . . .	20
<b>3. Les poussières interstellaires</b>	<b>23</b>
3.1. Observations de la poussière interstellaire . . . . .	24
3.2. Modèles de grains . . . . .	31
<b>4. Le petit nuage de Magellan</b>	<b>33</b>
4.1. Morphologie du SMC . . . . .	33
4.2. Etoiles et formation stellaire . . . . .	34
4.3. Milieu interstellaire . . . . .	35
4.4. Pourquoi le SMC est-il important pour les études du MIS? . . . . .	36
<b>II. Analyse de l'émission de la poussière dans le SMC</b>	<b>39</b>
<b>5. Introduction</b>	<b>41</b>
5.1. Les poussières de la Voie Lactée . . . . .	41
5.2. Etudes de la poussière dans les galaxies extérieures . . . . .	43
5.3. La poussière dans le SMC . . . . .	44
<b>6. Le milieu diffus</b>	<b>47</b>
6.1. Les données . . . . .	48
6.2. Accord photométrique . . . . .	52
6.3. Comparaison spatiale des images . . . . .	56
6.4. Résultats . . . . .	57



6.5. Discussion . . . . .	65
<b>7. Les régions de formation d'étoiles</b>	<b>67</b>
7.1. Emission infrarouge des régions de formation d'étoiles . . . . .	68
7.2. Analyse des données . . . . .	72
7.3. Modélisation de la région SMCB1 N°1 . . . . .	75
7.4. Conclusion . . . . .	76
<b>III. Emission millimétrique des grains : traceur de matière dense</b>	<b>81</b>
<b>8. Introduction : les nuages moléculaires, sites de formation d'étoiles</b>	<b>83</b>
8.1. Traceurs des nuages moléculaires . . . . .	84
8.2. Propriétés des nuages moléculaires . . . . .	89
8.3. Equilibre et instabilités . . . . .	91
<b>9. Evolution des émissions millimétrique de la poussière et CO avec la métallicité</b>	<b>95</b>
9.1. Emissions millimétriques et CO des galaxies . . . . .	96
9.2. Observations SIMBA dans le SMC . . . . .	99
9.3. Données FIRAS dans la Galaxie . . . . .	103
9.4. Origine de l'émission millimétrique . . . . .	103
9.5. Rapports des émissions millimétriques et CO . . . . .	106
9.6. Discussion . . . . .	111
<b>10. Masses des nuages moléculaires géants</b>	<b>113</b>
10.1. Masses des nuages à partir de l'émission millimétrique . . . . .	114
10.2. Masses des nuages à partir des observations CO . . . . .	117
10.3. Comparaison des masses obtenues à partir des deux estimations . . .	118
10.4. Evolution de l'émissivité des poussières . . . . .	121
10.5. Revisite du théoreme du viriel . . . . .	122
10.6. Conclusion . . . . .	126
<b>IV. Le milieu interstellaire et l'Observatoire Virtuel</b>	<b>129</b>
<b>11. Introduction : qu'est ce que l'Observatoire Virtuel ?</b>	<b>131</b>
11.1. La notion d'Observatoire Virtuel . . . . .	131
11.2. Architecture de l'Observatoire Virtuel . . . . .	132
11.3. Ce qui existe actuellement . . . . .	134
11.4. Quelle science avec l'observatoire virtuel ? . . . . .	136

<b>12. L'étude du MIS : un cas scientifique de l'OV</b>	<b>141</b>
12.1. Les différentes étapes d'une étude multi-données . . . . .	142
12.2. Pas à pas vers l'Observatoire Virtuel . . . . .	144
12.3. Un autre cas scientifique . . . . .	148
12.4. Méthodes d'analyse et de visualisation d'images . . . . .	150
12.5. Spécifications pour l'inclusion des objets étendus dans l'Observatoire Virtuel . . . . .	151
<b>V. Conclusions et perspectives</b>	<b>153</b>
<b>13. Conclusions</b>	<b>155</b>
13.1. Propriétés des poussières dans le SMC . . . . .	156
13.2. Matière dense dans le Petit Nuage de Magellan . . . . .	157
13.3. Cycle de vie des grains dans le petit nuage de Magellan . . . . .	158
13.4. Le milieu interstellaire et l'Observatoire Virtuel . . . . .	160
<b>14. Perspectives</b>	<b>161</b>
14.1. Etudes des nuages de Magellan avec Spitzer . . . . .	161
14.2. Application à l'étude des galaxies proches . . . . .	162
14.3. Emission étendue et Observatoire Virtuel . . . . .	162
<b>A. Glossaire</b>	<b>165</b>
<b>B. Listes de publications et communications</b>	<b>167</b>
B.1. Articles soumis à comité de lecture . . . . .	167
B.2. Actes de conférences, 1 <sup>er</sup> auteur . . . . .	167
B.3. Présentations orales . . . . .	168
B.4. Posters, 1 <sup>er</sup> auteur . . . . .	169
<b>C. Premier article</b>	<b>171</b>
<b>D. Deuxième article</b>	<b>183</b>
<b>E. Troisième article</b>	<b>199</b>
<b>F. Quatrième article</b>	<b>205</b>
<b>Table des figures</b>	<b>221</b>
<b>Liste des tables</b>	<b>227</b>



Contrairement à une idée populaire, dans une galaxie, les étoiles ne sont pas séparées par du vide mais sont baignées dans un milieu dit « interstellaire ». Ce milieu est composé de gaz et de poussières avec des densités et des températures très variables, correspondant aux conditions physiques diverses dans lesquelles il se trouve.

Si le gaz est la composante principale en masse du milieu interstellaire, ce sont les poussières qui absorbent ou émettent le plus. La manifestation la plus connue des grains de poussière interstellaire est le phénomène d'extinction : la poussière interstellaire absorbe le rayonnement des étoiles, particulièrement aux courtes longueurs d'ondes (UV, Visible). L'énergie ainsi absorbée est réémise de l'infrarouge au millimétrique. Le spectre d'émission des poussières est caractéristique de leurs propriétés physiques et du champ de rayonnement dans lequel elles se trouvent.

L'étude du milieu interstellaire est fondamentale dans la compréhension des problèmes astrophysiques. D'un côté il est en avant plan d'un certain nombre d'études observationnelles, de l'autre il est intimement relié à la vie des étoiles et donc à l'évolution des galaxies.

Aux cours de ces vingt dernières années, de nombreuses observations et études du gaz et de la poussière ont été effectuées et ont permis une meilleure compréhension des propriétés du milieu interstellaire, en particulier dans notre Galaxie. De nombreuses observations extragalactiques ont aussi été effectuées, révélant de grandes variations inter-galactiques. La compréhension de ces différences est cependant difficile car les variations intra-galactiques sous-jacentes ne sont pas résolues.

L'intérêt des Nuages de Magellan dans ce contexte est évident. Ce sont des galaxies extérieures mais qui sont suffisamment proches pour pouvoir séparer les différentes composantes du milieu interstellaire et étudier ainsi les propriétés de la poussière dans chacune d'entre-elles séparément. Ces deux galaxies font le lien entre le cas Galactique et extragalactique et pourraient être les "pierres de Rosette" de la compréhension des propriétés intégrées de la poussière dans les galaxies lointaines. Il faut noter qu'avec le satellite Spitzer, d'autres galaxies proches vont pouvoir être résolues au même titre que les nuages de Magellan actuellement, permettant de tester notre compréhension de l'évolution des propriétés de la poussière au sein des galaxies et d'observer leur évolution d'une galaxie à l'autre.

Le Petit Nuage de Magellan (SMC) est une galaxie naine irrégulière qui a la particularité d'être pauvre en éléments lourds et riche en jeunes étoiles. La remarquable proximité de cette galaxie en fait une possibilité quasi-unique de comprendre les propriétés et le cycle de vie du milieu interstellaire dans des conditions différentes de la nôtre, qui plus est avec un regard extérieur.

Je présenterai tout d'abord des généralités sur le milieu interstellaire, son cycle de vie et sur le SMC. Je détaillerai ensuite mes travaux. Une première partie est consacrée à l'étude des propriétés des poussières dans le milieu diffus de cette galaxie puis dans des régions de formation d'étoiles. Une seconde partie de cette thèse est dédiée à l'étude de l'émission millimétrique des poussières comme traceur du gaz moléculaire dans les nuages denses. Enfin, l'ensemble de ces travaux se placent comme cas scientifiques d'utilisation de l'Observatoire Virtuel et une troisième partie relate

mes contributions dans ce contexte. Je terminerai par une synthèse des avancées effectuées, permettant un nouveau regard sur le cycle de vie des grains dans le SMC.

Première partie .

Avant propos



# 1

## Le milieu interstellaire : généralités

---

<b>1.1. La composition du milieu interstellaire . . . . .</b>	<b>10</b>
1.1.1. Les différentes phases du milieu interstellaire . . . . .	10
1.1.2. Abondances . . . . .	11
1.1.3. Rapport gaz-sur-poussière . . . . .	13
<b>1.2. Cycle de vie du milieu interstellaire . . . . .</b>	<b>13</b>
1.2.1. Du milieu interstellaire à la formation d'étoiles . . . . .	13
1.2.2. Renouvellement du milieu interstellaire . . . . .	14
1.2.3. Le milieu interstellaire : d'une phase à l'autre . . . . .	15
1.2.4. Corrélation entre le gaz et la poussière . . . . .	16

---

L'espace entre les étoiles (espace interstellaire) de la Voie Lactée et des autres galaxies est rempli d'ions, d'atomes et de molécules à l'état gazeux (gaz interstellaire), ainsi que de très petits grains de poussière (poussière interstellaire). La poussière et le gaz sont généralement bien mélangés dans le milieu interstellaire (MIS). Malgré sa faible contribution à la masse totale d'une galaxie<sup>1</sup>, la poussière interstellaire a un effet important sur les conditions physiques et les processus dans l'Univers, en particulier, l'évolution des galaxies et la formation des étoiles et des systèmes planétaires. La relation entre les étoiles et le milieu interstellaire est en effet responsable de l'évolution de toute galaxie, créée initialement à partir de gaz interstellaire uniquement. Le milieu interstellaire reflète ces interactions complexes et délicates, et

---

<sup>1</sup>Dans la Voie Lactée, la matière interstellaire (gaz et poussières ;  $7 \pm 3 \times 10^9 M_\odot$ ) contribue environ à 20% de la masse stellaire totale ( $4 \pm 2 \times 10^{10} M_\odot$ ). Ainsi, la fraction de masse de la poussière interstellaire est juste  $\sim 0.1\%$  dans notre Galaxie ( $\sim 1 \pm 0.2 \times 10^{11} M_\odot$  dans 10pc (deux fois la masse visible), Kennicutt 2001)



Composantes du milieu interstellaire	densités moyennes ( $\text{cm}^{-3}$ )	températures cinétiques (K)	traceurs principaux
milieu moléculaire (MM)	$> 10^3$	5-30	CO
milieu neutre froid (CNM)	$10 - 10^3$	$10 - 10^2$	absorption HI
milieu neutre tiède (WNM)	$\sim 0.3$	$\sim 6 \times 10^3$	émission HI
milieu ionisé tiède (WIM)	$\sim 0.3$	$\sim 10^4$	HI, H $\alpha$
milieu ionisé chaud (HIM)	$\sim 3 \times 10^{-2}$	$\sim 10^6$	rayons X, UV

**TAB. 1.1:** Cinq phases différentes du milieu interstellaire avec leur propriétés physique moyennes et les principaux traceurs de ces milieux

peut donc nous donner des informations sur le passé, le présent et le futur de toute galaxie.

## 1.1. La composition du milieu interstellaire

Le milieu interstellaire est constitué de gaz et de poussières. Il est mélangé aux étoiles, est traversé par des champs magnétiques et baigné dans des particules énergétiques (photons, protons, électrons, ...).

### 1.1.1. Les différentes phases du milieu interstellaire

Le milieu interstellaire est soumis à des environnements très différents (rayonnement des étoiles environnantes, ondes de choc produites par les supernovae, ...). Le gaz interstellaire existe donc avec des propriétés physiques variées, que l'on peut regrouper en 5 phases : le milieu moléculaire (MM), le milieu neutre froid (CNM), le milieu neutre tiède (WNM), le milieu ionisé tiède (WIM) et le milieu ionisé chaud (HIM). Les caractéristiques physiques de ces différentes phases sont résumées dans le tableau 1.1

On trouve le gaz moléculaire dans des régions denses et confinées, qui sont maintenues par la gravité. Ces nuages moléculaires contiennent principalement les molécules de H<sub>2</sub> et de CO, mais aussi des molécules plus complexes dans leurs coeurs denses. La manière la plus courante de tracer ce milieu moléculaire est l'utilisation des transitions rotationnelles de CO. Dans notre Galaxie, la plupart du gaz moléculaire est présent dans des nuages moléculaires géants (GMCs), d'une centaine de parsecs de large. Ces nuages ont des gradients en densité allant des enveloppes aux coeurs les plus denses. La plupart de la masse des nuages moléculaires est dans les enveloppes des nuages, dans des régions modérément protégées du rayonnement interstellaire ( $A_V$  inférieur à quelques magnitudes).

Le milieu neutre froid est principalement observé par l'absorption de l'hydrogène neutre (HI). Les observations montrent que ce milieu occupe une faible fraction du

volume, mais sa distribution exacte est mal connue car les observations de celui-ci ne peuvent se faire que dans des lignes de visée particulières.

Le milieu neutre tiède est observé en émission, il occupe une grande fraction de l'espace interstellaire autour des nuages neutres froids, formant ce qu'on appelle le milieu inter-nuage. Notre connaissance du WNM résulte principalement des observations de l'émission de l'atome d'hydrogène neutre à 21cm.

Le WIM a été observé principalement dans les nébuleuses en utilisant les raies de recombinaison (telles que  $H\alpha$ ). Les observations (Reynolds 1988) montrent qu'une fraction considérable du MIS est constituée de ce gaz ionisé. Les observations de pulsars montrent que dans notre Galaxie, ce gaz est distribué en un disque épais de  $\sim 1$ kpc de hauteur.

Enfin, le HIM (aussi appelé gaz coronal) est observé en rayons X et dans les raies de l'oxygène fortement ionisé. Ce milieu résulte de l'explosions de supernovae et de vents stellaires. Comme les rayons X sont rapidement absorbés par le gaz neutre, la distribution de ce milieu n'est pas vraiment connue en dehors du voisinage solaire. Ce milieu pourrait remplir une fraction importante de l'espace, mais il représente une fraction négligeable de la masse de matière interstellaire.

Dans la suite de cette thèse, on pourra référer au milieu dit "diffus", qui représente toute la matière vue en dehors de nuages moléculaires.

Ces différentes phases montrent la large gamme d'environnements dans lesquels le milieu interstellaire évolue. Les paramètres physiques de ces environnements, et en particulier la densité et le champ de rayonnement, sont importants dans les processus physiques contribuant à l'évolution de la poussière. Un autre aspect important est le temps que passe la matière dans chacune de ces phases.

### 1.1.2. Abondances

Le gaz interstellaire est composé principalement d'hydrogène (90% en nombre), mais aussi d'hélium ( $\leq 10\%$ ) et d'autres atomes ( $\sim 0.1\%$ ; comme le carbone, l'azote, l'oxygène ...). Les poussières sont composées principalement d'éléments lourds (C, O, Mg, Si et Fe). Les éléments lourds sont donc répartis entre le gaz et la poussière. On appelle déplétion d'un élément la fraction de l'abondance de cet élément dans le gaz par rapport à l'abondance totale de cet élément (abondances cosmiques).

Les abondances des éléments dans la phase gazeuse du milieu interstellaire diffus sont observées grâce aux raies d'absorption atomiques dans les spectres UV et/ou visible d'étoiles. Les abondances ne sont pas bien connues dans le milieu moléculaire car les atomes sont dans des molécules diverses qui sont observées par leurs raies d'émission mais celles-ci sont fortement dépendantes des conditions d'excitation.

On peut comparer ces abondances du gaz à des estimations des abondances supposées du MIS (abondances totales des atomes à la fois dans le gaz et dans la poussière; aussi connues sous le nom d'abondances cosmiques, abondances interstellaires ou abondances standards). La différence des deux permet de déduire la composition de la poussière :

Elément	Soleil	Halo		ζ Oph	
		gaz	poussière	gaz	poussière
Carbone	391	140	251	132	259
Azote	85	75	10	76	9
Oxygène	545	319	226	295	250
Magnésium	34	22	12	2	32
Silicium	34	19	15	1	33
Fer	28	7	21	0	28

**TAB. 1.2:** Abondances interstellaires standards normalisées à un million d’atomes d’hydrogène. Les abondances de la phases poussière sont déduites de la différence des abondances du Soleil (abondances cosmiques) et du gaz. Table construite à partir de Sofia & Meyer (2001a)

$$(X/H)_{pouss} = (X/H)_{cosmique} - (X/H)_{gaz} \quad (1.1)$$

où  $X/H$  est l’abondance de l’élément  $X$  par rapport à l’hydrogène (en nombre d’atomes). Les abondances du gaz déduites des mesures des raies atomiques permettent d’étudier la composition de la poussière et son évolution dans les différentes phases. Les déplétions déduites montrent que dans les nuages interstellaires, la plupart des éléments avec des températures de condensation élevées tels que Fe, Si, ou Mg, sont dans les grains de poussière. Pour les éléments lourds les plus abondants, C et O, on trouve des fractions comparables dans le gaz et dans la poussière.

Notre connaissance des abondances des éléments dans la poussière est limitée par les incertitudes des abondances cosmiques plutôt que par les incertitudes sur les abondances dans le gaz. Pendant longtemps, les abondances solaires ont servi de référence. Cependant, ce choix de référence a été remis en question par les mesures d’abondances dans les étoiles jeunes. En particulier, l’abondance du carbone dans le milieu interstellaire pourrait être de  $2/3$  celui du Soleil. Ce problème semble avoir été résolu en partie par une ré-évaluation des abondances solaires par Sofia & Meyer (2001b,a). Les abondances interstellaires standard (du voisinage solaire) sont résumées dans la table 1.2. La composante du halo sert de milieu diffus de référence alors que la région de ζ Oph correspond à un milieu plus dense.

Si le gaz et la poussière sont bien mélangés dans le MIS, les variations des abondances en phase gazeuse reflètent principalement les différences principales de déplétions sur les grains de poussière. Dans notre galaxie, les déplétions les plus marquées sont trouvées pour les lignes de visées avec les densités moyennes les plus grandes. Les déplétions les moins fortes sont observées pour des nuages du halo et pour les nuages à haute vitesse dans lesquels les grains sont largement détruits ; des déplétions intermédiaires sont trouvées pour les nuages tièdes du disque.

### 1.1.3. Rapport gaz-sur-poussière

La poussière et le gaz sont généralement bien mélangés dans le milieu interstellaire (MIS). Cet adage a été démontrée observationnellement par Bohlin et al. (1978) qui ont trouvé que l'excès de couleur et la densité de colonne totale d'hydrogène sont bien corrélés :  $E(B-V)/N_H \approx 1.7 \times 10^{-22} \text{mag.cm}^2$  pour le MIS diffus du voisinage solaire. Cette corrélation a récemment été confirmée par les observations FUSE (Rachford et al. 2002). Ce rapport peut être convertit en rapport massique gaz sur poussière en utilisant les relations de Kramers-Kronig (Purcell 1969).

On peut aussi calculer le rapport gaz sur poussière à partir des mesures d'abondances (c.f. chapitre 1.1.2). Dans le voisinage solaire, le rapport massique gaz-sur-poussière est de 100. Les grains interstellaires n'étant pas distribués de manière homogène (dans notre Galaxie, la poussière est confinée dans le plan sur une épaisseur effective de  $\sim 200\text{pc}$ ), le rapport va varier d'un environnement à l'autre.

Les éléments lourds étant principalement dans la poussière, on s'attend à une variation du rapport gaz-sur-poussière avec la métallicité du milieu. Cependant, les variations de déplétion d'un milieu à l'autre peuvent aussi jouer sur ce rapport.

## 1.2. Cycle de vie du milieu interstellaire

Le cycle de vie du milieu interstellaire est associé à celui des étoiles. L'effondrement de nuages interstellaires denses va produire de nouvelles étoiles. Ces étoiles en fin de vie vont produire de la poussière dans leurs atmosphères et éjecter ces éléments dans le milieu interstellaire. Ces grains nouvellement formés vont subir un certain nombre de destructions et de reformations, sous l'influence des étoiles en particulier (par exemple lors de l'explosion de supernovae).

### 1.2.1. Du milieu interstellaire à la formation d'étoiles

Lorsque les conditions environnementales ne sont pas trop drastiques, le milieu interstellaire peut être sous forme moléculaire dans des nuages denses. Les nuages moléculaires sont à un état d'équilibre : la force de gravité tend à les faire s'effondrer sur eux-même, mais cette force est compensée par les mouvements internes des particules (agitation thermique, turbulence, rotation, ...) et par le champ magnétique interstellaire.

Mais cet état d'équilibre peut se briser et le nuage moléculaire va subir des fragmentations successives. Ce processus fut étudié par le physicien britannique James Jeans au début du siècle. Il montra qu'un nuage de gaz soumis à la force de gravitation et à sa pression interne finit par se contracter si sa masse est supérieure à un certain seuil, appelé la masse de Jeans. Ce seuil est d'autant plus faible que le nuage est dense et d'autant plus grand que la température est élevée. Le processus de fragmentation finit par s'arrêter lorsque les blocs de gaz deviennent suffisamment denses pour empêcher l'énergie de s'échapper efficacement. La température du nuage

monte, abaissant la masse de Jeans et les nuages les plus petits sont alors trop peu massifs pour se fragmenter.

Lorsque la fragmentation s'arrête, chaque petit nuage de gaz est devenu une protoétoile qui continue à se contracter et à s'échauffer en convertissant son énergie gravitationnelle en énergie thermique. Le rayonnement peut encore partiellement s'échapper. La température reste donc modérée et la lumière de l'étoile se situe dans l'infrarouge. Mais la contraction continue et le gaz devient finalement opaque. La température de la protoétoile atteint alors plusieurs milliers de kelvins et l'astre se met à briller dans le domaine visible.

Au centre de l'astre, la densité et la température augmentent de plus en plus. Lorsque la température centrale atteint 10 millions de degrés, les réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène se déclenchent. A ce moment, une énorme quantité d'énergie est produite qui donne naissance à une forte pression interne s'opposant à la force de gravité et stabilisant l'astre. La contraction s'arrête et c'est le début de la vie de l'étoile.

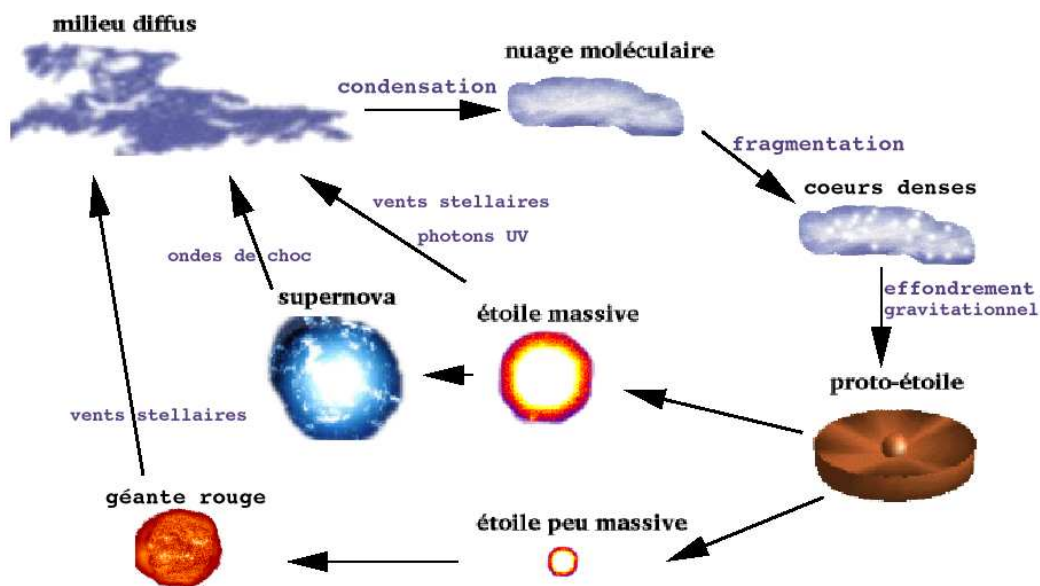


FIG. 1.1: Cycle de vie du milieu interstellaire

### 1.2.2. Renouvellement du milieu interstellaire

Les étoiles forment des éléments lourds au cours de leur vie par les réactions nucléaires en leur sein. Lorsque l'étoile est en fin de vie, d'énormes quantités de matière sont éjectées, soit sous forme de vent stellaire, soit lors de l'explosion de

Source	production ( $10^{-6}M_{\odot}kpc^{-2}an^{-1}$ )
géantes M	3
étoiles OH/IR	3
étoiles C	2
supergéantes	0.2
novae	0.003–0.2
supernovae type II	0.15 – 14

**TAB. 1.3:** Contributions respectives des principales sources de production de poussière. Table adaptée de Boulanger et al. (2000).

supernovae. A bonne distance de l'étoile, la température est suffisamment basse pour que la matière éjectée se retrouve sous forme d'atomes.

La formation des poussières a lieu dans des régions où les densités sont suffisamment élevées et les températures telles que les processus de nucléation et de condensation peuvent avoir lieu. Les vents des étoiles de quelques masses solaires de même que ceux des étoiles massives, des novae et sans doute aussi des restes de supernovae ont des conditions favorables à la formation de poussières. La formation de la poussière est donc reliée aux dernières phases de l'évolution stellaire.

La table 1.3 résume les contributions relatives des sources stellaires à la production de poussière (Boulanger et al. 2000).

### 1.2.3. Le milieu interstellaire : d'une phase à l'autre

On a vu dans les sections précédentes que le milieu interstellaire appartenait à un cycle lié à la naissance et à la mort des étoiles. Le gaz et la poussière sont cependant soumis aussi à des processus au sein même du milieu interstellaire : la matière parcourt successivement les différentes phases du milieu interstellaire vues au chapitre 1.1.1. Dans ces différentes phases, le gaz va être ionisé, neutre ou moléculaire, et va aussi varier en température.

La poussière, elle, est sujette à des processus de destruction et de reconstruction. Les processus de destruction, c'est-à-dire l'altération par des atomes ou des ions incidents de forte énergie, la désaggrégation, la pulvérisation (shattering), et la vaporisation lors des collisions grain-grain, ont lieu généralement à de faibles densités où les effets des ondes de choc des supernovae et les vents stellaires sont dominants. Cette destruction est plus rapide ( $\sim 5 \times 10^8$  ans) que le temps de formation de la poussière dans les vents des étoiles évoluées ( $\sim 5 \times 10^9$  ans). Il doit donc exister un mécanisme de reformation de la poussière à l'intérieur du milieu interstellaire. Cette reformation des poussières est basée sur des processus de nucléation, de condensation, d'accrétion et de coagulation qui ont lieu dans des milieux denses telles que les coquilles circumstellaires ou les nuages moléculaires. Ces phénomènes de destruction et de reconstruction ne sont pas forcément efficaces de la même manière pour toutes

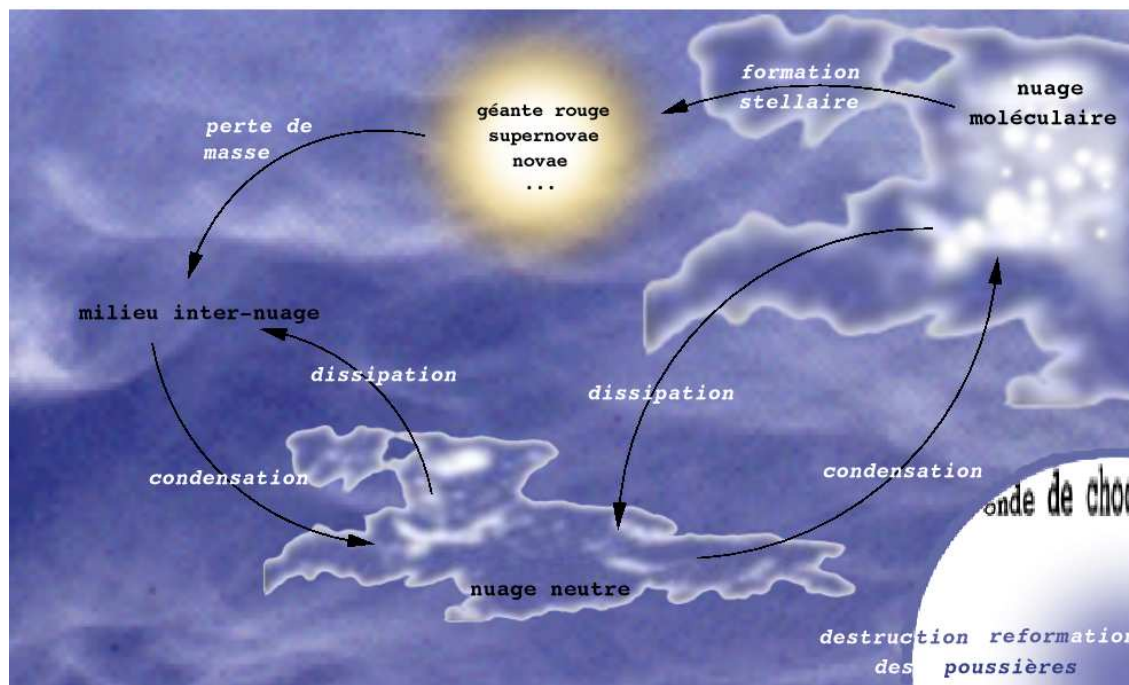


FIG. 1.2: Cycle intra milieu interstellaire

les tailles de grain interstellaire. Par exemple, dans notre Galaxie, les grains les plus petits semblent détruits dans le WIM (Lagache et al. 1999)

#### 1.2.4. Corrélation entre le gaz et la poussière

Tout au long du cycle de vie du milieu interstellaire, le gaz et la poussière interagissent. Dans les milieux denses, la poussière contribue à la formation de molécules. La surface des grains sert de support à la formation des molécules observées dans le gaz, dont la plus abondante est l'hydrogène moléculaire,  $H_2$ . La poussière contribue aussi à la présence de molécules complexes dans l'espace en absorbant les photons qui pourraient les dissocier. D'autre part, à travers l'effet photoélectrique, la poussière conduit une partie du rayonnement stellaire dans le gaz, qui est la source dominante de chauffage là où le rayonnement stellaire n'est pas atténué.

# 2

## Le gaz interstellaire

---

<b>2.1. Le gaz ionisé</b>	<b>17</b>
2.1.1. L'émission continue du gaz ionisé	18
2.1.2. Les raies de recombinaison	19
<b>2.2. Le gaz neutre atomique</b>	<b>19</b>
2.2.1. La raie à 21cm de l'hydrogène neutre	19
2.2.2. Les raies d'absorption interstellaires	20
<b>2.3. Le gaz moléculaire</b>	<b>20</b>
2.3.1. L'hydrogène moléculaire	20
2.3.2. L'oxyde de carbone, CO	21

---

Le milieu interstellaire est composé (en masse) d'environ 99% de gaz. Suivant l'environnement dans lequel le gaz se trouve, il peut être sous forme neutre, moléculaire ou ionisée. Nous verrons tout d'abord le gaz ionisé, puis le gaz neutre atomique, et enfin le gaz moléculaire.

### 2.1. Le gaz ionisé

Le gaz interstellaire peut être ionisé par le rayonnement ultra-violet des étoiles chaudes, lors des chocs, par les rayons X ou par des particules chargées de haute énergie. On peut distinguer plusieurs sortes de milieu interstellaire ionisé :

- les régions HII (WIM),
- les nébuleuses gazeuses entourant des étoiles chaudes (WIM),
- le milieu interstellaire ionisé diffus (WIM),



– le milieu interstellaire chaud (HIM).

Je ne développerai pas ici les particularités de ces différentes régions. Pour plus de détails, on pourra se référer à des ouvrages plus complets (Lequeux 2003). Je me concentrerai uniquement sur l'émission du gaz ionisé dans les régions HII. Le milieu ionisé diffus est vu principalement par l'émission  $H\alpha$  diffuse en dehors des régions HII. Le gaz chaud ionisé est observé par l'émission diffuse de rayons X.

Dans les régions HII, le gaz est ionisé par l'absorption de photons ultra-violettes des étoiles chaudes. On peut modéliser de façon simplifiée l'ionisation autour d'une étoile pour former une région HII. On prévoit alors que l'ionisation sera totale autour de l'étoile jusqu'à un rayon  $r_S$  où ne parviennent plus de photons ionisants, ceux-ci ayant été absorbés par les atomes neutres. Le milieu est alors neutre (atomique ou moléculaire) en dehors de ce rayon et ionisé à l'intérieur. La sphère ainsi définie est appelée « sphère de Strömgren ». La taille de cette sphère est proportionnelle au flux ionisant émis par l'étoile et inversement proportionnelle au carré de la densité du gaz. La connaissance du champ de rayonnement et de la densité de la matière est donc importante pour la compréhension de la physique du milieu interstellaire. En réalité, le milieu ionisé par les étoiles a une structure hétérogène et le milieu est souvent soumis au rayonnement de plusieurs étoiles. On aura alors une configuration du gaz interstellaire plus complexe.

### 2.1.1. L'émission continue du gaz ionisé

Les nébuleuses gazeuses ont un rayonnement continu important à toutes les longueurs d'ondes de l'UV aux ondes radio, produits par un certain nombre de mécanismes : l'émission libre-libre, l'émission libre-liée, le rayonnement à deux photons.

L'émission libre-libre (free-free en anglais) est produite par le freinage des électrons libres passant à proximité des ions mais non capturés par eux. Si l'émission se produit dans un plasma où la distribution des vitesses est maxwellienne, on la qualifie de thermique. On définit la mesure d'émission comme étant :

$$EM = \int_0^l n_e^2 ds \quad (2.1)$$

où  $n_e$  est la densité électronique. Dans le domaine radio, l'intensité  $I_\nu$  émise dans une région HII par unité de fréquence décroît avec le fréquence comme  $\nu^{-0.1}$  aux fréquences élevées où le milieu est optiquement mince. Aux basses fréquences où le milieu est optiquement épais, ce rayonnement se comporte comme un corps noir à la température  $T_e$ .

La recombinaison des électrons libres avec les ions produit un rayonnement continu dit "libre-lié" (free-bound en anglais). La recombinaison sur les différents niveaux de l'hydrogène en particulier produit des discontinuités dans le spectre (discontinuité de Balmer, Paschen, ...).

L'émission de rayonnement entre deux niveaux d'un atome peut se faire par l'intermédiaire d'un niveau virtuel non quantifié avec l'émission de deux photons dont la

somme des énergies est égale à celle de la transition. La probabilité d'une telle transition est très faible, mais cette émission existe dans le cas de l'hélium neutre ou de l'hydrogène, produisant un continuum croissant dans l'UV qui peut être important vers  $4000\text{\AA}$ .

### 2.1.2. Les raies de recombinaison

Ces raies correspondent aux transitions permises des atomes du gaz. Elles sont émises suite à des cascades de desexcitations radiatives suivant les recombinaisons des niveaux élevés de ces atomes. Les raies les plus observées sont celles de l'hydrogène. Si le gaz est optiquement épais dans les raies de Lyman, toute recombinaison crée nécessairement un photon dans une raie ou dans le continuum de Balmer. Tout photon Lyman  $\alpha$  émis dans une nébuleuse optiquement épaisse aux raies de Lyman est réabsorbé par un autre atome d'hydrogène, lequel réémet un autre photon de Lyman  $\alpha$  dans une direction arbitraire. Ces photons se propagent donc de manière aléatoire jusqu'à sortir de la nébuleuse.

Les principales raies de recombinaisons de l'hydrogène observées dans le visible sont les raies de la série de Balmer :  $H\alpha$  à  $0.6563\mu\text{m}$  et  $H\beta$  à  $0.4861\mu\text{m}$ .

Il faut aussi noter que beaucoup de raies intenses observées dans les régions HII correspondent à des transitions interdites. Parmi celles-ci, on peut citer le cas de [OIII] ou de [NII] qui sont les plus couramment étudiées.

## 2.2. Le gaz neutre atomique

La colonne densité du gaz neutre atomique peut être mesurée par deux types de raies :

- la raie à 21cm de l'hydrogène neutre,
- les raies d'absorption interstellaire.

D'autre part, le gaz neutre atomique émet des raies de structure fine dans l'infrarouge lointain. Ces raies sont importantes car elles sont les sources principales du refroidissement, mais elles ne peuvent pas servir à tracer la distribution spatiale du gaz. C'est pourquoi je n'aborderai dans cette section que la raie à 21cm de l'hydrogène neutre et les raies d'absorption interstellaire.

### 2.2.1. La raie à 21cm de l'hydrogène neutre

Lorsque l'hydrogène est dans son état fondamental, les spins de l'électron et du proton peuvent être parallèles ou antiparallèles. L'énergie de l'état où l'électron et le proton ont des spins antiparallèles est inférieure à l'énergie de l'état où ils sont parallèles. La transition entre ces deux sous-niveaux hyperfins crée une émission de raie à 21.1cm (soit une fréquence de 1420.4 Hz). La très faible probabilité de la transition radiative fait que les collisions assurent l'équilibre thermodynamique à la température du gaz entre les deux niveaux, même pour les densités les plus faibles du

gaz atomique neutre. C'est une transition extrêmement rare, mais la masse énorme d'hydrogène gazeux présent dans le milieu interstellaire implique qu'il existe un nombre suffisant d'atomes d'hydrogène qui émettent à un instant donné la radiation à 21 cm, rendant celle-ci détectable par les radiotélescopes.

On exprime généralement le profil de raie en vitesse radiale plutôt qu'en fréquence. En effet, la largeur naturelle de la raie à 21cm étant extrêmement faible, la seule cause d'élargissement de la raie est due à l'effet Doppler.

Dans le cas optiquement mince, la colonne densité totale de l'hydrogène s'exprime par :

$$N_{HI} = 1.8224 \cdot 10^{18} \int \Delta T_B(v) dv \text{ at.cm}^{-2} (\text{K.km.s}^{-1})^{-1} \quad (2.2)$$

où  $T_B$  est la température de brillance au-dessus du continuum du fond et  $v$  est la vitesse de la composante observée.

### 2.2.2. Les raies d'absorption interstellaires

Lors de l'observation d'une étoile, des raies d'absorption interstellaires du gaz peuvent apparaître sur le spectre stellaire. Elles se distinguent par leur finesse et leur invariabilité en longueur d'onde. Ces raies sont observées dans le visible (Na, K, Ca, Ti<sup>+</sup>, CN, CH, ...) et dans l'ultra-violet (raies de Lyman de l'hydrogène et raies moléculaires de H<sub>2</sub>). Ces raies permettent d'obtenir la composition chimique et certains paramètres physique du milieu interstellaire.

## 2.3. Le gaz moléculaire

Lorsque le champ de rayonnement n'est pas trop élevé et que la densité est suffisante, des molécules peuvent se former dans le milieu interstellaire. Ces molécules sont constituées majoritairement d'hydrogène, de carbone, d'azote et d'oxygène (éléments les plus abondants en excluant l'hélium qui ne forme pas de molécules). La détection de ces molécules présente un certain nombre de difficultés.

### 2.3.1. L'hydrogène moléculaire

Dans le milieu interstellaire, l'hydrogène moléculaire se forme majoritairement à la surface des grains de poussière, qui servent alors de « catalyseurs ». L'efficacité de formation de l'hydrogène moléculaire dépend donc à la fois de la densité du milieu  $n_H$  (proportionnelle à  $n_{grains}$  car on suppose un rapport gaz/poussières constant) et de la densité d'hydrogène atomique  $n_{HI}$  :

$$\frac{dn_{H_2}}{dt} = R \cdot n_H \cdot n_{HI} \quad (2.3)$$

où  $R$  est le taux de formation de H<sub>2</sub>.

L'abondance de H<sub>2</sub> est le résultat de l'équilibre entre cette formation sur les grains, et le phénomène de photodissociation.

A certaines longueurs d'onde dans l'ultra-violet en dessous de la limite d'ionisation de l'hydrogène, lors de l'absorption d'un photon, la molécule  $H_2$  peut être amenée dans un état d'énergie supérieure au seuil de photodissociation. Deux processus sont alors envisageables : soit la molécule se désexcite par fluorescence et retombe dans son niveau fondamental sans se dissocier, soit elle se désexcite vers un état non-lié, se séparant alors en deux atomes d'hydrogène.

L'équilibre entre ces deux réactions (formation de l'hydrogène moléculaire sur les grains et destruction de celui-ci par photodissociation), conduit au bilan suivant pour les densités de colonne :

$$N_{HI}nR = N_{H_2}\beta \quad (2.4)$$

où  $N_{HI}$ ,  $N_{H_2}$  sont respectivement les densités de colonne de l'hydrogène atomique et de l'hydrogène moléculaire, et  $\beta$  est le taux de photodissociation (proportionnel au champ de rayonnement).

On a alors :

$$nRN_{HI} = N_{H_2}e^{-\tau_{pouss}}S(N_{H_2})\beta_0 \quad (2.5)$$

où  $\beta_0$  est le taux de photodissociation hors écrantage. Il y a deux mécanismes d'écrantage :

- l'auto-écrantage par les molécules de  $H_2$  elles même ( $S(N_{H_2})$ ).
- l'écrantage par les poussières ( $e^{-\tau_{pouss}}$ )

Dans un milieu de plus faible métallicité et/ou de plus fort champ de rayonnement UV, on s'attend à ce que le taux de formation  $R$  soit réduit. La transition HI- $H_2$  se passe alors à une densité du gaz plus élevée.

La détection d'hydrogène moléculaire dans le milieu interstellaire est difficile car ces molécules se forment dans des zones à basse température et émettent donc très peu. Le satellite ISO a observé les raies de rotation de  $H_2$  dans des régions relativement tièdes du milieu interstellaire. Les transitions électroniques de  $H_2$  dans l'ultra-violet ont été observées par différentes fusées et satellites. Cependant dans ces deux cas d'observations, les régions étudiées ne sont pas les régions les plus denses, supposées contenir la plus grande quantité d'hydrogène moléculaire. On a donc souvent recours à une étude de l'émission en CO, en estimant que la présence de ces deux molécules est corrélée.

### 2.3.2. L'oxyde de carbone, CO

La molécule de CO est la molécule la plus observée du milieu interstellaire. On peut l'observer par ses raies de transitions rotationnelles. Ces transitions ont lieu dans le sub-millimétrique, le millimétrique et le centimétrique. Les raies les plus observées sont celles de CO(J=1-0) à 2.3 mm (115 GHz) et CO(J=2-1) à 1.3 mm (230 GHz).

Aux fréquences radio, les astronomes ont pris l'habitude d'exprimer les intensités mesurées en termes de température de brillance  $T_B$  définies par :

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2}I_\nu \quad (2.6)$$

Pour un milieu optiquement épais (ce qui est pratiquement toujours le cas des raies de CO),  $T_B$  mesure la température cinétique du milieu à l'équilibre thermodynamique local. Dans le millimétrique et le submillimétrique, l'approximation de Rayleigh-Jeans permettant d'écrire l'équation 2.6 n'est plus valable, mais son utilisation est cependant maintenue. Dans ce cas, on marquera la température d'un astérisque pour éviter les confusions :  $T_B^*$ .

L'énergie reçue est quant à elle souvent mesurée par une antenne en termes de température d'antenne  $T_A$ . C'est la température à laquelle serait placé un corps noir qui entourerait totalement l'antenne pour donner le signal observé. Si l'antenne était parfaite, une région de brillance uniforme représentée par une température de brillance  $T_B$  donnerait une température d'antenne  $T_A = T_B$ . Dans le cas réel, il faut prendre en compte le rendement de l'antenne. Les températures d'antenne corrigées de ce rendement et de l'absorption par l'atmosphère terrestre sont appelées  $T_{mb}$  (pour main beam temperature).

Les raies de CO peuvent être utilisées pour déterminer directement la densité de colonne si elles sont optiquement minces. C'est le cas de  $^{13}\text{CO}$  ou de  $\text{C}^{18}\text{O}$ . A partir de la densité de colonne de  $^{13}\text{CO}$  ou de  $\text{C}^{18}\text{O}$  (cf. Lequeux (2003) pour les calculs) on peut déduire la densité de colonne de  $^{12}\text{CO}$ . En supposant qu'environ 20% du carbone est sous forme de CO, on peut alors déterminer la densité de colonne de  $\text{H}_2$ ,  $N(\text{H}_2) = 10^5 N(\text{CO})$ . Bien que très utilisée dans notre Galaxie, cette méthode reste incertaine et ne donne qu'un ordre de grandeur de la densité d'hydrogène moléculaire. Une autre méthode est d'utiliser un modèle de région de photodissociation. En effet, ces modèles montrent que l'émission des raies de  $^{12}\text{CO}$  est dominée par la zone où CO commence à être photodissocié.

Une autre méthode de détermination de la masse d'hydrogène moléculaire d'un nuage est d'utiliser le théorème du viriel. En effet, la largeur des raies de CO traduit la dispersion en vitesse à l'intérieur du nuage. En supposant le nuage à l'équilibre, on peut donc en déduire sa masse totale.

Une méthode empirique de détermination de la quantité d'hydrogène moléculaire à partir des raies de CO est l'utilisation d'un facteur de conversion  $X_{\text{CO}}$  qui convertit l'intensité de la raie de CO en une densité de colonne de  $\text{H}_2$ . Plusieurs méthodes de calibration de ce facteur existent, mais malgré sa large utilisation, sa valeur reste très controversée. De plus, il semblerait que ce facteur varie en fonction des conditions environnementales.

# 3

## Les poussières interstellaires

---

<b>3.1. Observations de la poussière interstellaire . . . . .</b>	<b>24</b>
3.1.1. Rougissement et extinction interstellaires . . . . .	24
3.1.2. La polarisation interstellaire . . . . .	26
3.1.3. L'émission rouge étendue . . . . .	27
3.1.4. Emission des poussières . . . . .	27
<b>3.2. Modèles de grains . . . . .</b>	<b>31</b>

---

Si la composante la plus importante du milieu interstellaire est gazeuse, les poussières qui y sont mélangées y jouent un rôle majeur d'un point de vue physique et chimique. La poussière est omni-présente. On l'observe dans une très grande variété d'environnements astrophysiques, allant des enveloppes circumstellaires autour des supergéantes froides jusqu'aux ejecta de supernova, du milieu diffus aux nuages interstellaires denses et des régions de formation d'étoiles aux disques de débris autour des étoiles de la séquence principale, des comètes à l'espace interplanétaire aux galaxies distantes et aux quasars.

Ces grains de poussière de petite taille, de quelques Angstroms à quelques micromètres, jouent un rôle vital dans l'évolution des galaxies comme un conducteur de la perte de masse dans les étoiles évoluées, comme un participant essentiel dans le processus de formation des étoiles et des planètes, comme un catalyseur efficace pour la formation d' $\text{H}_2$  et d'autres molécules simples de même que des molécules organiques complexes, comme agent de chauffage photo-électrique pour le gaz interstellaire, . . .

## 3.1. Observations de la poussière interstellaire

D'un point de vue observationnel, les poussières absorbent et diffusent la lumière des étoiles. Cette absorption est plus importante dans les courtes longueurs d'ondes, c'est le phénomène d'extinction. L'énergie absorbée par les poussières les chauffe, et est réémise dans l'infrarouge et le sub-millimétrique. Ces grains sont donc à la fois des absorbeurs, des diffuseurs et des émetteurs de rayonnement électromagnétique.

### 3.1.1. Rougissement et extinction interstellaires

Les grains de poussière absorbent et diffusent les photons qu'ils reçoivent. L'absorption des photons et la diffusion (dans une autre direction que la ligne de visée) sont deux mécanismes d'interaction du champ électro-magnétique avec des particules. Le phénomène d'extinction de la lumière est la somme de ces interactions.

La poussière interstellaire est composée de grains de différentes tailles. L'extinction résulte de l'interaction du rayonnement électromagnétique avec ces grains. Pour les grains de taille supérieure à la longueur d'onde ( $2\pi a \gg \lambda$ ,  $a$  étant le rayon), les sections efficaces d'absorption et de diffusion sont proportionnelles respectivement au volume et au carré du volume du grain et sont indépendantes de la longueur d'onde. Pour les grains de taille inférieure à la longueur d'onde, la section efficace est proportionnelle à la masse de la particule et décroît quand la longueur d'onde augmente. La somme de ces deux composantes fait que l'extinction diminue de façon assez continue avec la longueur d'onde, à l'exception d'une « bosse » (bump) à 2175 Å (cf. §3.1.1.1).

La courbe d'extinction donne donc des indications sur la taille (et dans une moindre mesure la composition) de la poussière interstellaire. Les courbes d'extinction observées varient considérablement avec la ligne de visée. Il y a donc une variation spatiale des propriétés et/ou de la distribution de taille des grains (coagulation, abrasion, destruction).

La dépendance en longueur d'onde de l'extinction interstellaire ("courbe d'extinction interstellaire", cf. figure 3.1) est communément déterminée par la méthode des paires, représentée à la figure 3.2. Dans cette méthode, la dépendance en longueur d'onde de l'extinction interstellaire est obtenue en comparant le spectre de deux étoiles de même type spectral, dont l'une est rougie et l'autre non.

#### 3.1.1.1. La bosse à 2175 Å

La position de cette caractéristique de la courbe d'extinction est invariante, alors que sa force et sa largeur sont fortement dépendants de l'environnement observé. Les grains à l'origine de cette bosse restent un sujet de débat, même s'il est maintenant généralement accepté que c'est dû à des molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAHs) (Joblin et al. 1992).

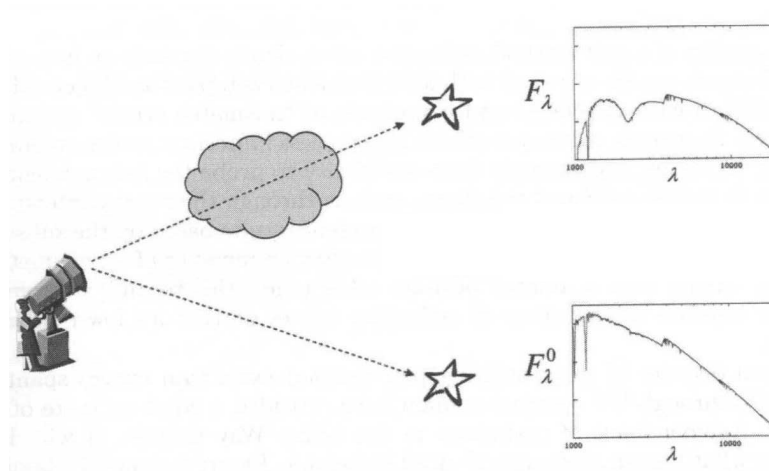


FIG. 3.1: Illustration de la méthode des paires pour mesurer la courbe d'extinction interstellaire.

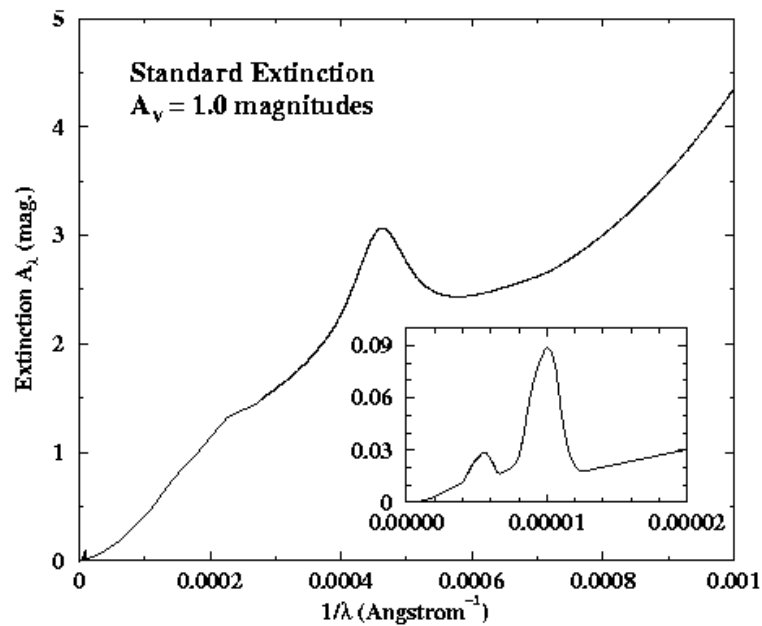


FIG. 3.2: Courbe d'extinction standard du milieu interstellaire de l'infrarouge à l'ultra-violet. Figure extraite de Volk (2000)



Cette bosse est observée dans notre Galaxie aussi bien que dans des galaxies lointaines, mais semble faible à absente dans certains environnements particuliers comme les Nuages de Magellan.

### 3.1.1.2. Les bandes en absorption

Dans l'infrarouge proche, on observe un certain nombre de caractéristiques en absorption. Les plus fortes sont celles à 9.7 et 18  $\mu\text{m}$ , attribuées à des modes d'étirement et de courbure de certaines formes de matériaux silicatés (comme l'olivine). La bande à 3.4  $\mu\text{m}$  est attribuée aux modes d'étirement C-H de la poussière carbonée aliphatique. Sa nature exacte reste incertaine avec plus de 20 candidats différents proposés (Pendleton & Allamandola 2002), de même que son origine. Cette bande est toujours détectée dans le milieu diffus mais jamais dans les nuages moléculaires. Enfin, dans les nuages moléculaires sombres, les glaces recouvrant les grains de poussière sont détectées par de nombreuses bandes en absorption (Witt et al. 2004).

### 3.1.1.3. La diffusion interstellaire

La diffusion de la lumière stellaire par la poussière est révélée par les nébuleuses en réflexion (nuages denses illuminés par des étoiles brillantes proches ou enfouies), par les nuages sombres (illuminés par le champ de rayonnement interstellaire (ISRF) et la lumière diffuse Galactique<sup>1</sup>). Les propriétés de diffusion des grains de poussière (l'albedo<sup>2</sup> et la fonction de phase) donnent des contraintes sur les propriétés optiques des grains et sont des indicateurs de leur taille et composition. Une fraction appréciable de l'extinction dans infrarouge proche et dans le visible vient de la diffusion.

## 3.1.2. La polarisation interstellaire

Pour un grain non sphérique, la lumière des étoiles distantes est polarisée à cause de l'extinction différentielle pour les différents alignements du vecteur électrique du rayonnement. La courbe de polarisation interstellaire augmente depuis l'infrarouge, atteint son maximum dans le visible et décroît ensuite vers l'ultra-violet.

De cette courbe de polarisation, on apprend que (1) une certaine fraction des grains interstellaires sont à la fois non sphériques et alignés avec le champ magnétique; (2) la majorité des grains alignés responsables du pic de polarisation (à  $\lambda \approx 0.55\mu\text{m}$ ) ont des tailles typiquement de  $a \approx \lambda/2\pi \approx 0.1\mu\text{m}$ ; et (3) la composante des très petits grains responsables de l'augmentation de l'extinction dans l'UV lointain est soit sphérique soit non alignée. De plus, pour que les grains soient alignés avec le champ magnétique, il faut qu'ils aient un moment magnétique.

---

<sup>1</sup>lumière stellaire diffusée en dehors du MIS général de la Voie Lactée illuminé par l'ISRF général

<sup>2</sup>rapport entre la diffusion et l'extinction

### 3.1.3. L'émission rouge étendue

L'émission rouge étendue (ERE) est un phénomène observé dans des environnements aussi divers que les nébuleuses en réflexion, les nébuleuses planétaires, les régions HII, le MIS diffus de la Voie Lactée, et d'autres galaxies. C'est une large bande d'émission dans le continuum rouge lointain ( $\sim 5400 - 9500\text{\AA}$ ), qui est en excès par rapport à la diffusion simple par de la poussière interstellaire (pour une revue récente, cf. (Witt et al. 2004)). Cet excès d'émission est attribué à un phénomène de photoluminescence d'une certaine composante de la poussière. Les grains responsables sont sans doute des particules nanométrique, mais restent non identifiés.

### 3.1.4. Emission des poussières

Les poussières absorbent et diffusent le rayonnement stellaire. Cette absorption d'énergie chauffe les poussières qui réémettent alors cette énergie dans l'infrarouge et le sub-millimétrique. Ainsi, près de la moitié de l'énergie émise par les étoiles dans l'ultra-violet, le visible et l'infrarouge proche est absorbée par les poussières et réémise à des longueurs d'onde plus grandes. Les modèles de grains actuels expliquent l'émission observée par une distribution de taille de grains correspondant à différents régimes d'émission : des grains à l'équilibre thermique, des petits grains hors équilibre thermique, et des grosses molécules aromatiques expliquant les bandes d'émission dans l'infrarouge moyen (cf. §3.2). On peut voir à la figure 3.3 le spectre d'émission théorique de ces trois classes de grains selon le modèle de Désert et al. (1990). Je présenterai successivement l'émission de ces trois composantes.

#### 3.1.4.1. Les grains à l'équilibre thermique

Les grains de poussière sont chauffés par l'absorption de rayonnement ultra-violet. Cette énergie est réémise sous forme d'émission thermique dans l'infrarouge.

Un grain de poussière sphérique de rayon  $a$ , soumis à une densité de rayonnement  $u_\nu$  absorbe l'énergie totale :

$$E_{abs} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_{abs}(\nu) \pi \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu \quad (3.1)$$

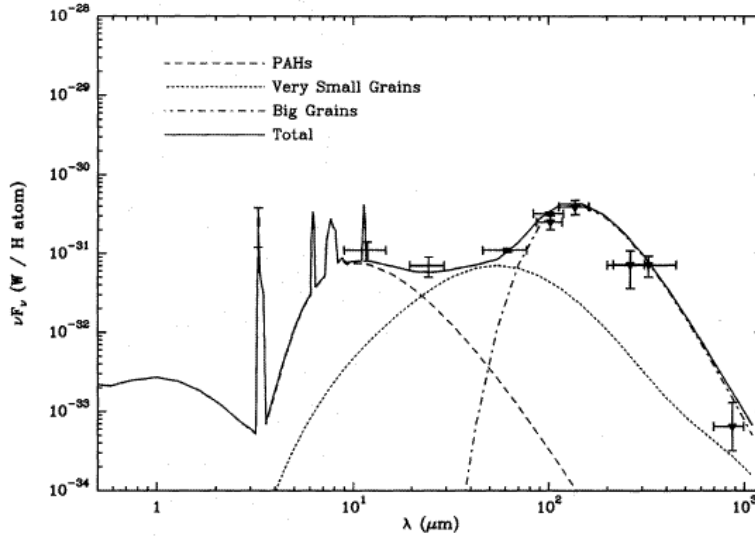
où  $Q_{abs}$  est l'efficacité d'absorption du grain. Par ailleurs ce même grain à la température  $T$  émet l'énergie totale :

$$E_{emi} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_{abs}(\nu) \pi B_\nu(T) d\nu \quad (3.2)$$

où  $B_\nu$  est une loi de corps noir à la fréquence  $\nu$ .

On fait l'hypothèse que l'efficacité d'absorption dans l'infrarouge lointain est représentée par :

$$Q_{abs}(\nu) = Q_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta \cdot \frac{a}{a_0} \quad (3.3)$$



**FIG. 3.3:** Spectre d'émission théorique de la poussière interstellaire. On peut observer les contributions à ce spectre des trois classes de grains suivant le modèle de (Désert et al. 1990) : gros grains à l'équilibre thermique (BGs), petits grains hors équilibre thermique (VSGs) et molécules aromatiques polycycliques (PAHs).

S'il y a équilibre entre le phénomène d'absorption et le phénomène d'émission (grains à l'équilibre thermique), on a alors le bilan d'énergie suivant :

$$\int_0^{\infty} Q_{abs}(\nu) \frac{c u_{\nu}}{4\pi} d\nu = \int_0^{\infty} Q_{abs}(\nu) B_{\nu}(T) d\nu \quad (3.4)$$

La connaissance de la température d'équilibre des grains permet donc d'avoir une information sur l'intensité du champ de rayonnement.

A une fréquence  $\nu$ , l'intensité (c'est à dire l'énergie émise par unité de surface et d'angle solide) émise par  $N_{grain}$  (densité de colonne) grains de poussière est :

$$I_{\nu} = N_{grain} \epsilon_{grain}(\nu) B_{\nu}(T) \quad (3.5)$$

où  $\epsilon_{grain}(\nu)$  est l'émissivité d'un grain à la fréquence  $\nu$ . Si on suppose que le gaz et la poussière sont bien corrélés spatialement ( $\frac{N_{grain}}{N_H}$  est constant), on a alors :

$$I_{\nu} = N_H \epsilon_H(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta} B_{\nu}(T) \quad (3.6)$$

avec

$$\epsilon_H(\nu_0) = \frac{N_{grain}}{N_H} \pi \cdot a^2 Q_{abs} \quad (3.7)$$

l'émissivité des grains par atome d'hydrogène.

On peut alors calculer la température ainsi que les propriétés d'émissivité des grains uniquement avec les données en émission, en combinant deux mesures ou plus

de l'intensité émise par les grains dans l'infrarouge lointain (émission dominée par les gros grains).

#### 3.1.4.2. Les petits grains hors équilibre thermique

Pour de très petits grains de poussière, l'absorption d'un photon ultra-violet ou visible d'énergie  $h\nu$  représente un apport d'énergie non négligeable et induit une augmentation rapide et importante de sa température. Cette augmentation brutale de température est suivie d'un refroidissement tout aussi rapide du grain. Le chauffage puis refroidissement d'un grain s'effectuant dans des intervalles de temps très inférieurs au temps entre l'arrivée de deux photons, on se situe donc hors de l'équilibre thermique.

En première approximation, on peut admettre que l'énergie thermique d'un grain formé de  $\mathcal{N}$  atomes est de l'ordre de  $3\mathcal{N}kT$ . En absorbant un photon d'énergie  $h\nu$ , le grain est donc porté à une température d'environ  $T \approx \frac{h\nu}{3\mathcal{N}k}$ . Ces températures sont plus grandes que la température d'équilibre, jusqu'à 1000 K pour des particules de quelques dizaines d'atomes. Puis ils se refroidissent rapidement en émettant des photons de longueur d'onde de plus en plus grandes. Ces petits grains sont responsables de l'émission dans l'infrarouge proche et moyen jusqu'à environ 60  $\mu\text{m}$  (cf. figure 3.3).

#### 3.1.4.3. Emission des molécules aromatiques polycycliques

Dans le spectre infrarouge-submillimétrique du milieu interstellaire, on observe une série de bandes intenses à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7  $\mu\text{m}$  qui se superposent aux spectres des petits et des gros grains décrits ci-dessus. Ces bandes sont appelées AIB (pour Aromatic Infrared Bands) ou UIR (pour Unidentified InfraRed bands). Ces bandes sont attribuées à de grosses molécules aromatiques comme les PAHs (hydrocarbures aromatiques polycycliques). Les PAHs, comme les petits grains sont chauffés par l'absorption de photons individuels UV/visible.

On attribue généralement ces bandes en émission à des modes vibrationnels des PAHs (Leger & Puget 1984, Allamandola et al. 1985) : le mode d'étirement C-H (3.3  $\mu\text{m}$ ), les modes d'étirement C-C (6.2 et 7.7  $\mu\text{m}$ ), le mode de courbure dans le plan C-H (8.6  $\mu\text{m}$ ), et le mode de courbure hors plan C-H (11.3  $\mu\text{m}$ ). Les forces relatives et les longueurs d'onde précises de ces caractéristiques sont dépendantes de la taille des PAHs et de leur état d'ionisation qui est contrôlé par l'intensité de la lumière stellaire, la densité électronique, et la température du gaz dans l'environnement.

#### 3.1.4.4. Les instruments

L'émission infrarouge de la poussière est une émission faible qui nécessite la plupart du temps des observations spatiales, avec des télescopes refroidis. Les études de l'émission de la poussière ont été marquées par des relevés de tout le ciel faits par

les instruments à bord des satellites IRAS<sup>3</sup> ou COBE<sup>4</sup>, mais aussi par de l'imagerie ou de la spectroscopie pointée, qu'elle soit obtenue à partir du sol, de ballons ou de l'espace (IRTS<sup>5</sup>, ISO<sup>6</sup>, MSX<sup>7</sup>, PRONAOS<sup>8</sup>). Au cours de ma thèse, le SST<sup>9</sup> est venu s'ajouter à la liste des satellites infrarouge permettant des observations pointées à la fois en imagerie et en spectroscopie. Dans cette thèse, je parlerais surtout d'observations faites par les satellites IRAS, COBE, ISO et Spitzer.

Les données IRAS ont permis pour la première fois d'avoir une couverture de 96% du ciel dans quatre bandes d'observation à 12, 25, 60 et 100  $\mu\text{m}$ .

Le satellite COBE avait à son bord, trois instruments : DIRBE<sup>10</sup> (photométrie absolue dans 10 bandes entre 2 et 240  $\mu\text{m}$ ), DMR<sup>11</sup> (radiomètre différentiel), et FIRAS<sup>12</sup> (spectrométrie absolue de 100  $\mu\text{m}$  à 3 mm). Malgré la faible résolution spatiale, les données DIRBE ont l'avantage majeur d'avoir une calibration photométrique absolue, ainsi qu'une couverture spectrale plus complète.

Les données du satellite ISO ont permis d'obtenir en mode pointé des observations infrarouges avec une résolution jusqu'à 100 fois meilleure, mais aussi une plus grande sensibilité.

Le satellite Spitzer a été lancé en août 2003. A son bord, l'instrument MIPS<sup>13</sup>, avec trois caméras à 24, 70 et 160  $\mu\text{m}$ , IRAC<sup>14</sup> observe à 3.6, 4.5, 5.8 et 8  $\mu\text{m}$  et IRS un spectromètre entre 5 et 38  $\mu\text{m}$ .

Dans le futur, les satellites Planck et Herschel vont jouer un rôle majeur dans ce domaine. Herschel réalisera de l'imagerie photométrique et de la spectroscopie en mode pointé dans la gamme de 60 à 670  $\mu\text{m}$  (avec ses instruments : PACS<sup>15</sup>, SPIRE<sup>16</sup>, et HIFI<sup>17</sup>). Planck est destiné à faire un relevé complet du ciel dans 10 bandes, de 350  $\mu\text{m}$  à 3 mm (avec HFI<sup>18</sup>, et LFI<sup>19</sup>), donnant pour la première fois des données à grande résolution spatiale et sensibilité sur tout le ciel dans ces bandes spectrales.

---

<sup>3</sup>InfraRed Astronomical Satellite (1983)

<sup>4</sup>Cosmic Background Explorer (1989)

<sup>5</sup>InfraRed Telescope in Space (1995)

<sup>6</sup>Infrared Space Observatory (1995)

<sup>7</sup>Midcourse Space eXperiment (1996)

<sup>8</sup>PROjet National d'Astronomie Submillimétrique (1994,1996)

<sup>9</sup>Spitzer Space Telescope (2003)

<sup>10</sup>Diffuse Infrared Background Experiment (1989)

<sup>11</sup>Differential Microwave Radiometer (1989)

<sup>12</sup>Far Infrared Absolute Spectrometer (1989)

<sup>13</sup>Multiband Imaging Photometer for Spitzer (2003)

<sup>14</sup>Infrared Array Camera (2003)

<sup>15</sup>Photoconductor Array Camera and Spectrometer (2007)

<sup>16</sup>Spectral and Photometric Imaging Receiver (2007)

<sup>17</sup>Heterodyne Instrument for FIRST (2007)

<sup>18</sup>High Frequency Instrument (2007)

<sup>19</sup>Low Frequency Instrument (2007)

## 3.2. Modèles de grains

Les observations de l'absorption et de l'émission des poussières imposent des contraintes sur la nature et la taille des grains de poussière. A partir de ces observations, des modèles de grains ont été élaborés. Ces modèles permettent, à partir de conditions initiales de simuler un spectre d'émission et/ou d'absorption de la poussière. Les principaux paramètres de ces modèles sont le champ de rayonnement et la distribution de taille des grains. Le spectre simulé peut alors être comparé à de nouvelles observations pour en déduire les propriétés des nouvelles régions observées.

L'extension de la base de longueurs d'ondes pour les observations de l'extinction interstellaire dans l'ultra-violet lointain et dans l'IR a montré qu'aucun type de grain unique ne pouvait expliquer l'extinction interstellaire sur la globalité du spectre. Le modèle de poussière de Mathis et al. (1977) fut le premier à prendre en compte les propriétés d'extinction par les poussières de l'ultra-violet à l'infrarouge. Ce modèle dénommé le « modèle MRN » considérait deux composantes de grains : des grains de graphite et des grains de silicates amorphes, avec des tailles allant de 50 à 2500 Å. Il fut étendu par Draine & Lee en 1984 pour en faire le modèle silicate-graphite-PAHs, avec une distribution de taille étendue.

Le modèle utilisé dans cette thèse prend en compte les observations infrarouges et est celui de Désert et al. (1990). Ce modèle fait intervenir trois composantes : les gros grains (ou BG pour Big Grains), les très petits grains (ou VSG pour Very Small Grains) et les molécules aromatiques polycycliques (ou PAH pour Polycyclic Aromatic Hydrocarbon). Dans ce modèle, les gros grains seraient composés de silicates, de différentes tailles, avec des manteaux réfractaires, tandis que les petits grains seraient composés principalement de carbone. La distribution de taille des grains et les abondances des composantes de la poussière dans le voisinage solaire sont contraintes par la courbe d'extinction interstellaire moyenne et le spectre d'émission dans le voisinage solaire. Dans ce modèle, les gros grains permettent d'expliquer la montée dans l'infrarouge proche et dans le visible de la courbe d'extinction, le bump est expliqué par les très petits grains et la remontée dans l'ultra-violet lointain est créée par les PAHs. Pour l'émission infrarouge, les PAHs sont porteurs des bandes infrarouges en dessous de 15  $\mu\text{m}$ , les très petits grains carbonnés émettent par des processus hors équilibre entre 25 et 60  $\mu\text{m}$ , et les gros grains ont une émission thermique dans les grandes longueurs d'ondes.

Il existe d'autres modèles pour la poussière, mais la prise en compte d'une distribution de taille des grains est aujourd'hui incontournable. Dans le modèle de Désert et al. (1990), la distribution de taille de chaque composante est modélisée par une loi de puissance entre une taille minimum et une taille maximum. Pour le voisinage solaire, les paramètres obtenus ( $\alpha$  l'exposant de la loi de puissance et  $a_{min}$  et  $a_{max}$  les tailles minimum et maximum des grains) sont mentionnés à la figure 3.4, ainsi que les abondances en masse par rapport à l'hydrogène ( $Y$ ) dans cet environnement.

Component	$Y = m/m_H$	$\alpha$	$a_{min}$ nm	$a_{max}$ nm
PAH	$4.3 \times 10^{-4}$	3	0.4	1.2
VSG	$4.7 \times 10^{-4}$	2.6	1.2	15
BG	$6.4 \times 10^{-3}$	2.9	15	110

FIG. 3.4: Caractéristiques des différentes composantes de grains dans le modèle de Désert et al. (1990) pour le voisinage solaire.

# 4

## Le petit nuage de Magellan

---

4.1. Morphologie du SMC . . . . .	33
4.2. Étoiles et formation stellaire . . . . .	34
4.3. Milieu interstellaire . . . . .	35
4.4. Pourquoi le SMC est-il important pour les études du MIS ? . . . . .	36

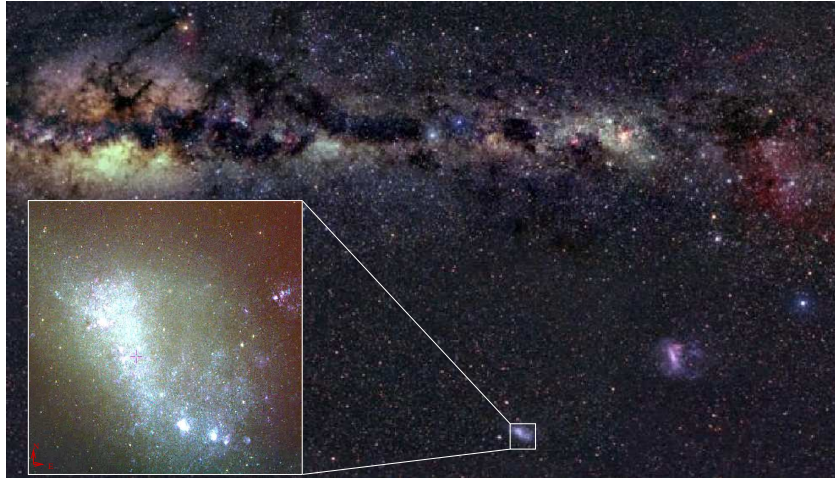
---

Le petit nuage de Magellan (SMC) est une galaxie naine irrégulière proche de notre Galaxie (environ 60 kpc ; Westerlund (1991)), et en interaction avec elle et le grand nuage de Magellan. Sa morphologie est complexe. Ses nombreuses étoiles jeunes et régions HII, sa faible métallicité, son abondance en gaz neutre en font une galaxie plutôt « jeune ».

### 4.1. Morphologie du SMC

Le SMC appartient à un triplet de galaxies en interactions (Murai & Fujimoto 1980), les autres membres étant le grand nuage de Magellan (LMC) et notre Galaxie (cf. figure 4.1). On pense que les nuages de Magellan sont liés à notre Galaxie depuis au moins 7 milliards d'années (Westerlund 1997). Le SMC étant la galaxie la moins massive de ce triplet, elle est donc la plus perturbée par ces interactions (qui sont au moins en partie des interactions gravitationnelles (Putman et al. 1998)), et sa morphologie est complexe et mal comprise. On pense que son apparence actuelle vient d'une rencontre avec le LMC il y a quelques 200 millions d'années (Gardiner et al. 1994). Les interactions entre le LMC et le SMC, de même qu'entre les nuages





**FIG. 4.1:** Les nuages de Magellan et la galaxie, observés dans le visible. Un zoom sur le petit nuage de Magellan montre le corps principal sous forme de « barre ». La composition colorée est faite dans les bandes U, B et R.

et la Galaxie ont donné un certain nombre de particularités structurales et cinématiques : le pont de gaz reliant le LMC au SMC (“Bridge”) et les courants de marée dus à l’interaction avec la Voie Lactée (“Magellanic Stream” et “Leading arm”) qui semblent partir du SMC.

Dans les domaines radio et visible, le SMC est vu comme une barre allongée centrée à  $00^{\text{h}}52.7^{\text{m}}-72^{\circ}49'$  (J2000) avec une aile à l’est (Westerlund 1997) (cf. figure 4.1). Dans les observations HI, le SMC semble être extrêmement complexe (McGee & Newton 1981, Martin et al. 1989, Staveley-Smith et al. 1998, Stanimirović et al. 1999). Les nombreuses composantes en vitesse dans les spectres HI ont été l’objet de controverses quand à leur interprétation en terme de morphologie. Les relevés récents montrent une grande variété de structures à petite échelle avec de nombreuses coquilles, des filaments et des arcs (Staveley-Smith et al. 1998, Stanimirović et al. 1999). Une des difficultés d’interprétation de la morphologie du SMC vient sans doute de sa remarquable profondeur, l’aile et la région nord-est étant plus proches de nous que la partie sud (Florsch et al. 1981).

## 4.2. Étoiles et formation stellaire

La population stellaire du SMC est complètement différente de celle de notre Galaxie ou même du grand nuage de Magellan. Ce sont des étoiles jeunes qui dominent. Ces étoiles émettent plus fortement dans l’UV et créent un champ de rayonnement

interstellaire 4 à 10 fois plus fort que celui du voisinage solaire (Lequeux 1979, Vangioni-Flam et al. 1980, Azzopardi et al. 1988).

D'autre part, l'étude de l'histoire de formation d'étoiles dans le SMC montre que celle-ci pourrait se faire par rafales ("burst"), les processus de formation étant déclenchés par les forces de marée au moment des interactions fortes avec le LMC ou la Voie Lactée (Zaritsky & Harris 2004). Les dernières rafales de formation d'étoiles semblent avoir eu lieu il y a 2.5, 0.4 et 0.06 milliards d'années.

### 4.3. Milieu interstellaire

Le SMC est fortement pourvu en hydrogène neutre avec une masse totale  $M_{H_I} = 4 \cdot 10^8 M_\odot$  (Stanimirović et al. 1999) pour une masse dynamique totale de  $M = 2.4 \cdot 10^9 M_\odot$  (Stanimirović et al. 2004). D'autre part, les observations spectroscopiques ont montré une faible abondance en éléments lourds, correspondant à une métallicité environ dix fois plus faible que dans le voisinage solaire (Dufour 1984, Sauvage & Vigroux 1991). Cette faible métallicité explique les faibles rapports poussières-sur-gaz observés en extinction : 4 à 17 fois plus faibles que dans notre Galaxie (Koornneef 1982, Fitzpatrick 1985).

La forme de l'extinction par la poussière dans le SMC est similaire à celle dans notre Galaxie dans l'infrarouge et dans le visible mais diffère significativement dans l'UV lointain. En particulier, la bosse à 2175 Å est pratiquement absente et il existe une forte remontée dans l'UV par rapport à notre Galaxie. Cependant, ces observations reposent sur un nombre limité de lignes de visées et pourraient ne pas être le cas général. Les observations de la poussière en émission dans le SMC n'ont vraiment commencé qu'avec l'arrivée des données du satellite IRAS en 1983, montrant pour la première fois des cartes du SMC dans l'infrarouge lointain (Schwering & Israel 1989, Okumura et al. 1993). Le milieu interstellaire ressemble à un milieu primordial du fait d'une faible abondance en éléments lourds (Sauvage & Vigroux 1991) et est soumis à un champ de rayonnement UV très fort (Lequeux 1989).

Le SMC contient de nombreuses régions de formation d'étoiles, observées principalement dans la raie de  $H\alpha$  par Henize (1956) puis par Davies et al. (1976). Les observations plus récentes de Kennicutt et al. (1995) ont révélé de nombreux filaments et ont montré que l'émission diffuse  $H\alpha$  est significative. Cette émission diffuse est située principalement dans la barre et vient de structures filamentaires et de coquilles.

En comparaison au nombre de régions HII détectées, assez peu de nuages moléculaires ont été observés dans le SMC. Ils sont situés principalement dans les régions denses au sud-ouest de la barre (Rubio et al. 1993a,b). L'émission CO des nuages moléculaires du SMC est plus faible que celle des objets Galactiques équivalents. Ceci s'explique par les effets combinés des faibles abondances en carbone et oxygène, des faibles rapports poussières-sur-gaz et des champs de rayonnement élevés, tous favorisant la photodissociation. Les températures d'antenne mesurées en  $^{12}\text{CO}$  sont faibles elles aussi, indiquant que la taille caractéristique des régions émettrices

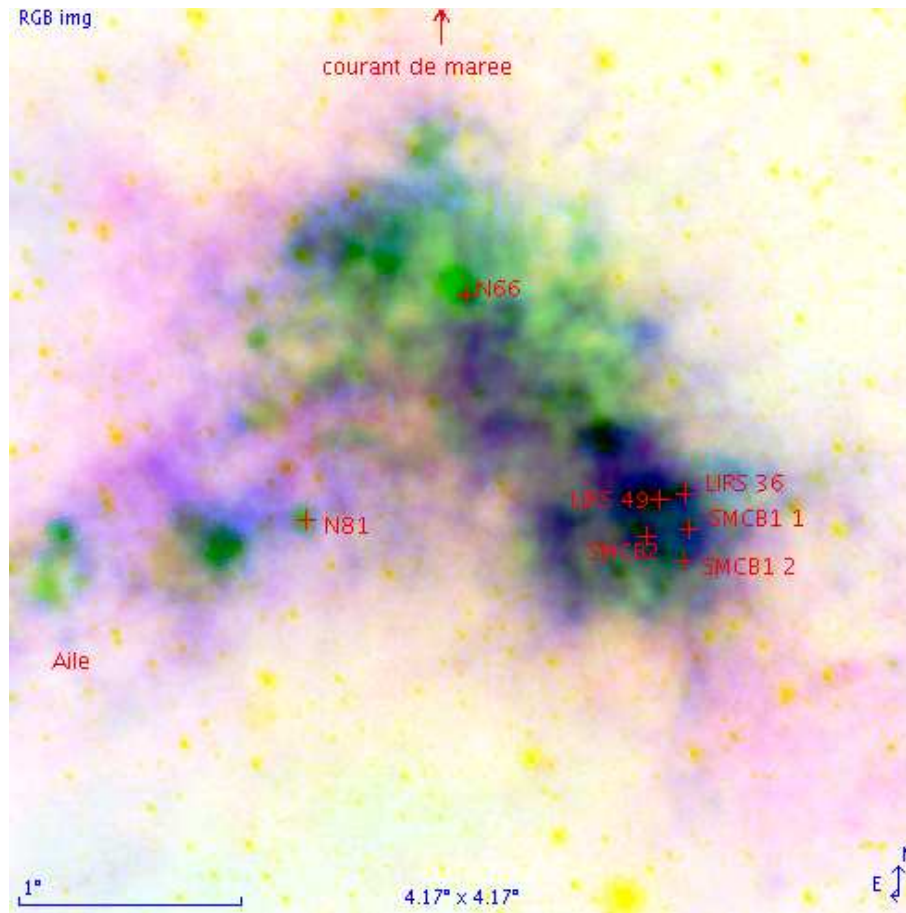
du SMC est plus petite que dans notre Galaxie. Le modèle de nuages moléculaires du SMC de Lequeux et al. (1984) montre que l'émission de CO viendrait des parties les plus denses des nuages moléculaires. Ces nuages pourraient alors être composés de grandes enveloppes d'hydrogène moléculaire sans CO. L'utilisation du facteur de conversion CO-vers- $H_2$  Galactique dans ce contexte conduirait à une sous-estimation grossière de la masse moléculaire. A partir d'une comparaison de la luminosité de CO par rapport à la largeur de raie pour les nuages moléculaires du SMC Rubio et al. (1993a) ont conclu que pour le SMC le facteur de conversion pour déduire les masses moléculaires à partir de l'émission intégrée est 20 fois plus grand que la valeur adoptée pour notre Galaxie. La masse totale d'hydrogène moléculaire dans le SMC qu'ils déduisent est alors  $\sim 3 \times 10^7 M_\odot$ , et le rapport de gaz moléculaire sur atomique est d'environ 7%, 15 fois plus faible que celui observé dans notre Galaxie. Cependant, ces valeurs sont soumises à un certain nombre d'incertitudes comme nous le verrons dans la partie III.

Des observations de l'absorption de  $H_2$  dans les bandes rotationnelles et vibrationnelles dans l'ultraviolet ont été faites par le satellite FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer) dans le SMC. Elles montrent une fraction moléculaire de 1%, 9 fois plus faible que dans notre Galaxie (Tumlinson et al. 2002). Ces résultats impliqueraient une masse de  $H_2$  de  $M_{H_2} = 2 \cdot 10^6 M_\odot$ . Ces observations montrent une très faible abondance d'hydrogène moléculaire, même plus faible que celle déduite des observations CO. Cependant, il faut se rappeler que les lignes de visées observées correspondent à des régions brillantes où la formation moléculaire n'est pas dans son environnement le plus favorable. Du fait de la méthode d'observation, sensible aux fortes densités de colonne, les enveloppes d'hydrogène moléculaires relativement peu denses et qui pourraient constituer le gros de la masse ne seraient pas détectées ainsi.

#### 4.4. Pourquoi le SMC est-il important pour les études du milieu interstellaire ?

Le SMC est une galaxie naine, très riche en gaz et avec une faible métallicité. De telles galaxies ont généralement subi moins de générations de formation d'étoiles, et peuvent donc nous aider à comprendre les processus de formation d'étoiles dans ces conditions et l'évolution temporelle de la métallicité (Knapp 1990). Le SMC est une cible de choix pour étudier le milieu interstellaire de faible métallicité qui est non seulement présent dans les galaxies naines mais aussi dans les parties externes des grandes galaxies spirales.

Le SMC est aussi relativement proche. Les observations à haute résolution aux différentes longueurs d'ondes peuvent donc résoudre des structures de la taille du parsec ou en-dessous. Cela permet de séparer différentes phases du MIS. La proximité du SMC permet d'avoir à la fois une vue globale en même temps qu'une bonne résolution pour séparer le milieu diffus, les régions de formation d'étoiles et les nuages moléculaires.



**FIG. 4.2:** Composition colorée de l'émission du milieu interstellaire du Petit Nuage de Magellan. Le rouge représente l'émission de HI (Stanimirović et al. 1999). L'émission dans le l'hydrogène ionisé ( $H\alpha$ ) est représentée en jaune, et l'émission de la poussière à  $100\mu\text{m}$  (données IRAS) est codée en bleu. Les principales régions de formation d'étoiles du SMC ainsi que les caractéristiques morphologiques de cette galaxie sont labellées.

Les galaxies proches ont un avantage par rapport à notre Galaxie, car on peut les voir de l'extérieur. De plus, même si le SMC est relativement proche, il est suffisamment loin pour qu'on puisse considérer tous les objets observés en son sein comme étant à la même distance, contrairement à notre Galaxie où la détermination de la distance peut être assez incertaine.

Enfin, en tant que galaxie « jeune » et « peu évoluée », le SMC peut servir de laboratoire pour tester les propriétés des différentes phases du MIS et si celles-ci diffèrent de celles des galaxies « évoluées » comme la Voie Lactée. Le SMC peut donc être considérée comme un modèle local des galaxies distantes au début de leur évolution.

Deuxième partie .

Analyse de l'émission de la  
poussière dans le SMC



# 5

## Introduction

---

<b>5.1. Les poussières de la Voie Lactée . . . . .</b>	<b>41</b>
<b>5.2. Etudes de la poussière dans les galaxies extérieures . . .</b>	<b>43</b>
<b>5.3. La poussière dans le SMC . . . . .</b>	<b>44</b>

---

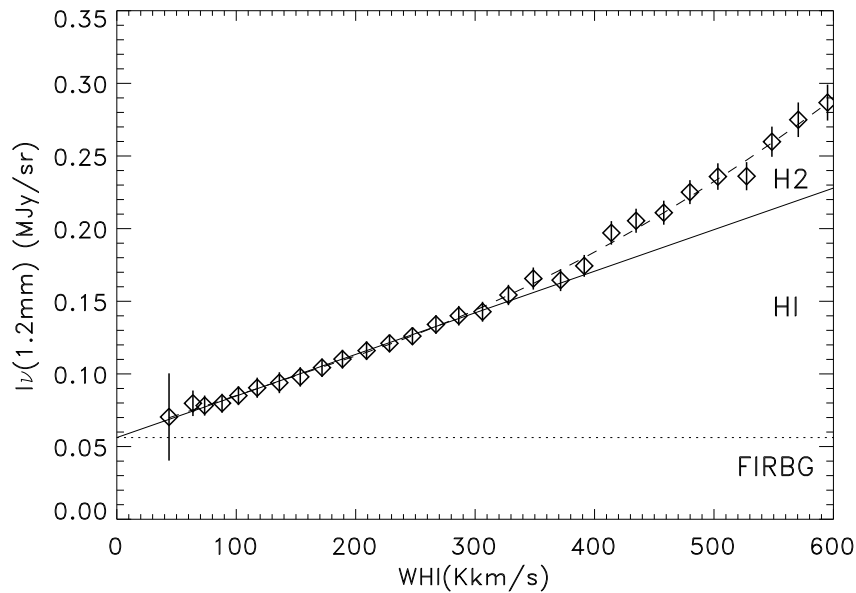
Les éléments lourds constitutifs des grains de poussière sont formés par les différentes générations d'étoiles. Plus il y a de poussière par rapport au gaz dans un environnement, plus celui-ci a été enrichi par diverses générations stellaires a priori (et donc la métallicité du milieu est élevée). Cependant, les grains de poussière du MIS subissent des cycles de destruction et de reformation. Ces étapes d'évolution des grains modifient les propriétés des différentes populations de poussières, et en particulier la distribution de taille des grains et leurs abondances. On cherche à comprendre comment ce cycle évolue suivant l'environnement (métallicité et champ de rayonnement différents). Dans ce cadre, le rapport gaz sur poussière est un traceur de l'évolution de la poussière d'une galaxie à l'autre de même qu'au sein d'une galaxie, mais il est dominé par les grains les plus froids (gros grains). L'étude des distributions spectrales en énergie de l'émission de la poussière permet de contraindre la distribution de taille des grains et les abondances des différentes composantes, dans différentes conditions.

### 5.1. Les poussières de la Voie Lactée

Les grains de poussière contiennent principalement des éléments lourds, alors que le gaz est composé majoritairement d'hydrogène. Cette simple remarque suggère une relation de proportionnalité entre le rapport gaz-sur-poussières et la métallicité d'une



région (Franco & Cox 1986). Dans notre Galaxie, on observe une corrélation forte entre l'excès de couleur et la densité de colonne totale d'hydrogène (atomique ou atomique et moléculaire) (Bohlin et al. 1978). A partir d'un modèle d'évolution des abondances des éléments dans le gaz et dans la poussière, Dwek (1998) a trouvé que cette proportionnalité s'applique dans tout le disque de notre Galaxie. L'étude de l'émission des gros grains, en dehors du plan Galactique et des principaux complexes moléculaires (Boulanger & Perault 1988, Boulanger et al. 1996a, Arendt et al. 1998), montre aussi une bonne corrélation avec la composante majoritaire du gaz (HI; cf. figure 5.1). Cette proportionnalité montre que le gaz et la poussière sont bien mélangés. Dans le milieu diffus du voisinage solaire, les abondances de la phase gazeuse et de la poussière (cf. partie I, chapitre 1.1.2) permettent de déduire un rapport gaz sur poussière de 100, qui sert ensuite de référence.



**FIG. 5.1:** Corrélation entre l'émission infrarouge des gros grains de poussière (FIRAS à 1.2mm) et l'émission HI dans les cirrus Galactiques à haute latitude. L'émission du fond infrarouge extragalactique est observé par une ordonnée à l'origine positive. La ligne droite représente l'ajustement pour  $W_{HI} < 300 \text{K.km/s}$ . Au dessus de ce seuil, la corrélation n'est plus linéaire car la contribution de l'hydrogène moléculaire devient non négligeable.

Malgré cette corrélation forte entre le gaz et la poussière à grande échelle dans notre Galaxie, la distribution spectrale en énergie dans l'infrarouge varie entre les différentes composantes du milieu interstellaire. Ces changements sont dus à des évolutions des propriétés de la poussière. Les observations des cirrus du voisinage solaire, chauffés par le champ de rayonnement interstellaire local, servent de référence pour les études des propriétés des poussières en émission. Dans l'infrarouge lointain,

le spectre d'émission vient des gros grains et est bien ajusté par une émission de corps noir, à la température de 17.5 K, modifié par une émissivité en  $\nu^2$  (Boulanger et al. 1996a). Aux longueurs d'onde inférieures à  $100\mu\text{m}$ , l'émission observée correspond à des petits grains chauffés stochastiquement, puis aux PAHs (responsables des bandes infrarouges ; cf. Fig. 3.3).

L'émission des VSGs et des PAHs par rapport aux gros grains varie d'un ordre de grandeur dans et entre les nuages du MIS local (Boulanger et al. 1990). En particulier, dans les régions denses de la Galaxie, un déficit en petits grains est observé (Laureijs et al. 1991, Abergel et al. 1994), de paire avec une augmentation de l'émissivité des gros grains de poussière. Ce phénomène peut être expliqué par une coagulation des petits grains (Cambrésy et al. 2001, Miville-Deschênes et al. 2002, Stepnik et al. 2003, Cambrésy et al. 2005). A l'opposé, le spectre infrarouge lointain de la poussière dans le WIM (Lagache et al. 1999) ne peut s'expliquer que par une diminution de la taille maximum des grains. Cette diminution en taille est en accord avec les modèles où les ondes de choc de supernovae sont un moyen efficace de former des petits grains par un effet de fragmentation dans les collisions grain-grain (Jones et al. 1996).

## 5.2. Etudes de la poussière dans les galaxies extérieures

La présence de poussière dans les galaxies extérieures a été largement observée sur des photographies dans le visible, sous la forme de bandes ou de taches sombres. Les relevés infrarouge ont montré que l'émission de cette poussière est omniprésente dans les galaxies spirales et irrégulières. Une certaine fraction de cette émission est fournie par les étoiles jeunes, mais la contribution majeure vient de l'émission thermique de la poussière (dans ce cas on dit que la galaxie est "normale"). Les grains de poussière sont chauffés par l'absorption de la lumière stellaire dans le bleu et l'UV et se refroidissent en émettant du rayonnement thermique dans l'infrarouge.

L'étude des distributions spectrales en énergie de galaxies dites "normales" montre une évolution continue des couleurs infrarouges des galaxies quiescentes riches en hydrogène neutre dont l'émission est dominée par les cirrus, aux galaxies très actives dominées par les régions de formation d'étoiles (Helou 1986). L'analyse de l'émission des poussières de galaxies normales montre des rapports gaz-sur-poussières et des propriétés de grains semblables à ceux de notre Galaxie, les différences spectrales venant principalement d'une variation du champ de rayonnement (Dale & Helou 2002, Stevens et al. 2005).

Cependant, l'étude spécifique de galaxies de faible métallicité, telles que les galaxies naines ou les galaxies bleues compactes, semble montrer des variations significatives des propriétés de poussières et/ou du rapport gaz-sur-poussières (Madden 2001, Galliano et al. 2003, Hunt et al. 2005, Galliano et al. 2005, Madden et al. 2005). Dans ces galaxies au moins, une relation linéaire entre le rapport gaz-sur-poussières et la métallicité semble être une vision trop simpliste (Issa et al. 1990, Lisenfeld &

Ferrara 1997, 1998). Dans ces galaxies, la plupart de la luminosité globale IR est émise par une composante de petits grains alors que la majeure partie de la masse de poussières est dans une composante très froide (7–9K) émettant dans le régime submillimétrique, et cela malgré l’influence majeure des régions HII sur les SEDs IR de ces galaxies. D’autre part, l’abondance en PAHs est diminuée de plusieurs ordres de grandeur jusqu’à une fraction presque négligeable par rapport à notre Galaxie, soit à cause de la faible abondance en carbone due à la faible métallicité, soit car le fort champ de rayonnement dans ces galaxies détruirait ces petites particules.

L’étude de la poussière des galaxies extérieures par l’analyse de la distribution spectrale en énergie dans l’infrarouge et le sub-millimétrique ne peut malheureusement que donner des propriétés intégrées car les observations infrarouges actuelles ne permettent pas de résoudre les structures à l’intérieur des galaxies dans la plupart des cas. L’interprétation de ces distributions spectrales en énergie est difficile car les variations internes des propriétés de la poussière vont être moyennées de manière non linéaire. En particulier, on s’attend à ce que le rapport gaz-sur-poussières intégré sur l’ensemble d’une galaxie dépende de la fraction relative de matière dans les composantes diffuses et denses, du taux d’évènements de supernovae, . . . (Hirashita 1999). Dans ce contexte, les Nuages de Magellan permettent de faire le lien entre le cas Galactique et extragalactique.

### 5.3. La poussière dans le SMC

Dans les études du milieu interstellaire, le SMC est connu pour le caractère atypique de sa courbe d’extinction. Celle-ci est pratiquement similaire à celle de la Galaxie dans l’infrarouge et le visible mais diffère significativement dans l’UV : la bosse à 2175 Å est pratiquement absente et on observe une forte remontée dans l’UV lointain (Prevot et al. 1984, Gordon & Clayton 1998). Ces différences dans la courbe d’extinction suggèrent des propriétés des grains différentes dans le SMC : une forte abondance de petits grains pour pouvoir expliquer la remontée dans l’UV lointain et peu ou pas de PAHs pour expliquer la faiblesse ou l’absence de la bosse à 2175 Å. Ces effets pourraient être dus à une destruction plus efficace de la poussière du fait de la forte formation d’étoiles dans la barre, et/ou à un manque de croissance du fait de la faible métallicité. Il y a cependant des exceptions remarquables à ces courbes d’extinction particulières. L’étoile Sk143 (ou AvZ 456) a une courbe d’extinction similaire à la courbe Galactique (Lequeux et al. 1982, Bouchet et al. 1985). Cette ligne de visée se situe dans l’aile du SMC, dans une région où le taux de formation d’étoiles est beaucoup plus faible que dans la barre. Les propriétés particulières des poussières suggérées par les courbes d’extinction, pourraient ne pas être représentatives du MIS et n’exister que dans des régions particulières du SMC puisque les lignes de visées sans bosse à 2175 Å passent toutes dans des régions de formation d’étoiles actives (Prevot et al. 1984, Gordon & Clayton 1998).

D’un point de vue plus large, la poussière semble avoir une distribution spatiale similaire au HI (Hodge 1974b) en dehors des nuages sombres. Les rapports

$N(H)/E(B-V)$  dans ces lignes de visées observées en extinction sont de 3.7 à  $5.2 \times 10^{22} \text{at.cm}^{-2} \text{mag}^{-1}$ , 8 à 10 fois plus faibles que la valeur Galactique.

L'émission infrarouge de la poussière a été observée avec IRAS à 100, 60, 25 et  $12 \mu\text{m}$ . Des cartes ont été produites et discutées par Schwering & Israel (1989), Lequeux (1989), Sauvage et al. (1990), Stanimirović et al. (2000). L'émission la plus forte vient de la barre, mais l'émission de la poussière du SMC s'étend beaucoup plus loin, sur une région d'au moins  $3^\circ \times 3^\circ$ . L'analyse de ces cartes montre que (1) en moyenne, la poussière normale des nuages de Magellan est plus chaude que la poussière Galactique à cause du fort champ de rayonnement interstellaire (4 à 10 fois celui du voisinage solaire (Lequeux 1979, Vangioni-Flam et al. 1980, Azzopardi et al. 1988)). Cependant, ces températures sont déduites du rapport d'intensité  $100 \mu\text{m}/60 \mu\text{m}$ , ignorant ainsi la contribution des petits grains au flux à  $60 \mu\text{m}$ . (2) Le rayonnement à 12 et  $25 \mu\text{m}$  est très faible, indiquant que les petits grains et les PAHs ont été détruits par le rayonnement UV. Cependant, des observations ISO à plus grande résolution dans la barre du SMC montrent que les PAHs existent dans certaines régions (Reach et al. 2000).

Des études de la distribution spectrale en énergie intégrée sur l'ensemble du SMC ont aussi été effectuées à partir de données IRAS et COBE/DIRBE (Li & Draine 2002) ou de données COBE/DIRBE et TopHat (Aguirre et al. 2003). Ces études trouvent aussi une température élevée de la poussière et une faible abondance de PAHs. Cependant, étant des analyses intégrées sur l'ensemble du SMC, elles ne peuvent prendre en compte la variation spatiale de l'intensité du champ de rayonnement et des abondances, ce qui remet en question leurs déterminations puisqu'il n'est pas possible de séparer les régions de formation d'étoiles de l'émission diffuse.

La proximité du SMC permet à la fois d'avoir une vue globale de cette galaxie, en même temps que des observations à une résolution suffisamment grande pour séparer le milieu diffus des régions de formation d'étoiles et des nuages moléculaires. Dans les chapitres suivants, j'étudierai l'émission de la poussière dans différentes composantes du SMC pour en déduire les propriétés des grains (abondances et températures). La comparaison de cette émission à celle du gaz me permettra de déduire des estimations du rapport gaz-sur-poussières dans les différentes régions. Je commencerai par étudier la poussière dans le milieu diffus, puis dans deux régions de formation d'étoiles : SMCB1#1, une région quiescente, puis SMCB1#2 une région de formation d'étoiles active. L'évolution des propriétés des grains et du rapport gaz-sur-poussières me permet ainsi de définir le cycle de vie de la poussière dans le Petit Nuage de Magellan.



# 6

## Le milieu diffus

---

<b>6.1. Les données</b> . . . . .	<b>48</b>
6.1.1. Les données ISOPHOT . . . . .	48
6.1.2. Les données complémentaires . . . . .	51
<b>6.2. Accord photométrique</b> . . . . .	<b>52</b>
6.2.1. Les données ISOPHOT . . . . .	53
6.2.2. Les données IRAS . . . . .	53
6.2.3. Les données Spitzer/MIPS . . . . .	54
6.2.4. Soustraction de l'avant-plan Galactique . . . . .	55
<b>6.3. Comparaison spatiale des images</b> . . . . .	<b>56</b>
6.3.1. Projection et résolution . . . . .	56
6.3.2. Couleurs à partir des corrélations . . . . .	56
<b>6.4. Résultats</b> . . . . .	<b>57</b>
6.4.1. Couleurs infrarouges . . . . .	57
6.4.2. La corrélation entre le gaz et la poussière . . . . .	58
6.4.3. Les excès infrarouges . . . . .	60
6.4.4. Les propriétés de la poussière dans le milieu diffus H <sub>I</sub> : modélisation de la distribution spectrale en énergie . . . . .	61
<b>6.5. Discussion</b> . . . . .	<b>65</b>

---

Le but de cette étude est de caractériser les propriétés de la poussière dans le milieu diffus du SMC, et en particulier le rapport gaz-sur-poussières. La comparaison de cette valeur à la valeur Galactique et à la différence en métallicité permet de mieux comprendre les effets de la métallicité sur les propriétés de la poussière.

Cette étude a été permise au début de ma thèse par la disponibilité d'observations ISOPHOT à  $170 \mu\text{m}$ . Ces données permettent de compléter les données IRAS en couverture spectrale, permettant d'avoir une observation de l'émission des gros grains de poussière à une autre longueur d'onde que  $100 \mu\text{m}$ . De plus, la résolution de ces données est suffisante pour pouvoir séparer différentes régions spatiales, contrairement aux données DIRBE (qui avaient la couverture spectrale utile pour les études de la poussière mais une très faible résolution). En parallèle de mon étude et de manière indépendante, Wilke et al. (2002) ont aussi réduit et analysé ces données ISOPHOT mais avec une orientation différente puisqu'ils se sont focalisés sur les sources ponctuelles.

A la fin de ma thèse, des données Spitzer ont été obtenues par l'équipe d'A. Bolatto, couvrant tout le SMC dans toutes les bandes MIPS (25,70 et  $160 \mu\text{m}$ ) et IRAC (3.6, 4.5, 5.8 et  $8 \mu\text{m}$ ). J'ai eu accès aux observations MIPS, qui viennent compléter l'étude des propriétés des poussières dans le milieu diffus du SMC.

Après la réduction et la validation des données (§6.1 et §6.2), les cartes de l'émission infrarouge sont comparées entre elles (§6.3). Les rapports  $170/100 \mu\text{m}$  obtenus m'ont permis de calculer une température de référence des gros grains dans le milieu diffus du SMC (§6.4.1). En utilisant la carte de la densité de colonne du HI des données combinées ATCA et Parkes (Stanimirović et al. 1999), j'ai étudié la corrélation entre la poussière et le gaz, ce qui m'a amené à calculer une émissivité de la poussière par atome d'hydrogène pour le milieu diffus (§6.4.2). Finalement, la distribution spectrale en énergie des grains de poussière dans le milieu du SMC est ajustée avec le modèle de Désert et al. (1990) pour quantifier les abondances des différentes composantes de grains (§6.4.4). Les résultats sont discutés au §6.5.

## 6.1. Les données

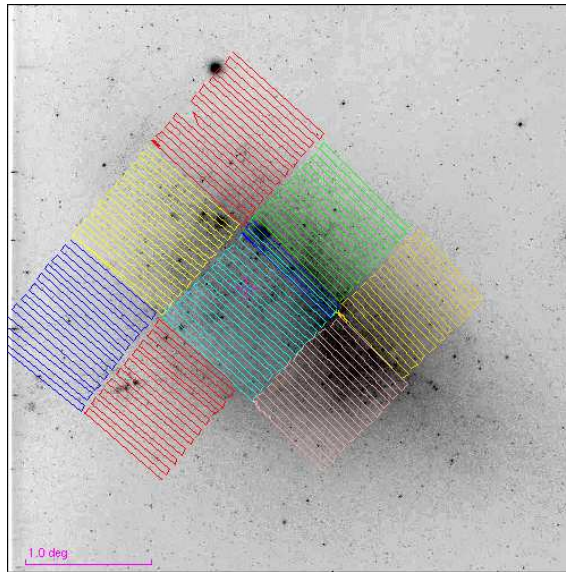
Les données ISOPHOT ont été importées de l'Archive de données ISO<sup>1</sup>. Malheureusement la qualité des cartes dans l'archive n'étaient pas suffisante pour cette étude. J'ai donc retiré les données brutes de l'archive pour les réduire et les calibrer. Les cartes IRAS à 12, 25, 60, et  $100 \mu\text{m}$ , les données combinées ATCA/Parkes de la raie du HI à 21cm et les données Spitzer/MIPS étaient, elles, prêtes à utiliser. Je présenterai d'abord les données ISOPHOT et les différentes étapes de réduction, puis les données complémentaires utilisées dans cette étude.

### 6.1.1. Les données ISOPHOT

Le Petit Nuage de Magellan a été pratiquement entièrement cartographié par 10 observations avec l'instrument ISOPHOT (Lemke et al. 1996) qui était à bord du satellite ISO (Kessler et al. 1996, Laureijs et al. 2003). Les observations ont été prises avec le mode (AOT pour Astronomical Observation Template) P22. Dans ce mode, une carte est obtenue en suivant un chemin sur une grille régulière à deux

---

<sup>1</sup><http://iso.vilspa.esa.es/ida/index.html>



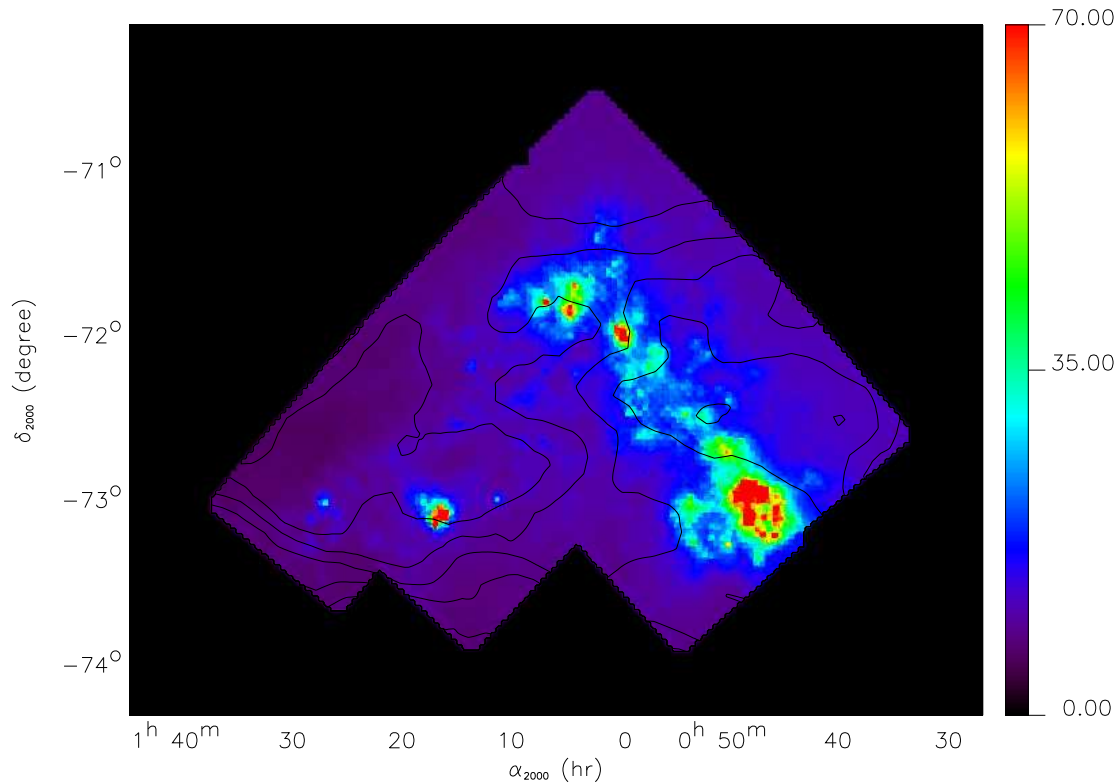
**FIG. 6.1:** Schéma d'observation du SMC par l'instrument ISOPHOT. Les différentes observations correspondent à des couleurs différentes. Pour chacune d'entre elles, le chemin parcouru au cours du temps est tracé.

dimensions (cf. figure 6.1). Ces observations ont été prises avec le détecteur C200 ( $2 \times 2$  pixels) à une longueur d'onde effective de  $170 \mu\text{m}$ . Le champ de vue d'un pixel est de  $1.5'$  et l'espacement entre les différents pointages sur le chemin est de  $180''$  dans les deux directions. La fonction d'étalement de points (PSF pour Point Spread Function) peut être approximée par une gaussienne à deux dimensions dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) est de  $90''$  dans les deux directions. On suppose que cette PSF est constante dans toutes les cartes et à l'intérieur de chacune d'entre elle.

J'ai réduit les données avec le logiciel PIA (ISOPHOT Interactive Analysis) V10.0, sauf pour quelques traitements :

- Dans les données brutes ISOPHOT, 3 observations contenaient des pixels ayant des comportements inattendus (comportement aléatoire ou rayon cosmique affectant la photométrie à long terme). J'ai fait le choix d'enlever ces données dans les observations correspondantes. Sans cela, le traitement automatique de réduction tend à compenser ces problèmes et fausse la photométrie des autres pixels sur l'ensemble de la carte.
- J'ai ensuite choisi de faire la correction de champ uniforme en dehors du traitement standard afin de gérer les pixels manquants en utilisant le traitement de Lagache & Dole (2001).
- Les différentes observations ont été faites à différents moments. La "calibration absolue" faite en utilisant les mesures de la source de calibration (FCS) peut donc être légèrement différente d'un chemin à l'autre. Cette différence est observée sous la forme de discontinuités entre les cartes de la mosaïque. Pour une limite entre deux cartes, la différence en brillance est d'environ 13%. Pour





**FIG. 6.2:** La carte ISOPHOT à  $170 \mu\text{m}$  après les étapes de réduction et une interpolation bilinéaire. Le champ plat a été corrigé efficacement pour les parties diffuses de la carte, mais on peut toujours voir de faibles effets dans les parties les plus brillantes. Les contours de l'avant-plan Galactique vu en HI sont superposés pour des densités de colonne de  $2.6, 2.8, 3., 3.2, 3.4$  et  $3.6 \times 10^{20}$  atomes d'hydrogène. $\text{cm}^{-2}$

corriger de ces quelques différences en calibration absolue, j'ai appliqué une correction de champ uniforme "générale" comme dans les travaux de Lagache & Dole (2001).

Après avoir concaténé les lignes de temps, le chemin est projeté sur le ciel en utilisant les coordonnées de chaque pixel individuel, pour une taille de pixel pour la carte de  $10''$  afin de correspondre à l'échantillonnage des données IRAS HiRes. Le pas d'échantillonnage utilisé pour chaque chemin était de la taille d'un pixel, mais au moment des observations, l'axe du satellite n'étant pas parallèle aux ascensions droites ou aux déclinaisons, la carte obtenue comporte des "trous". La carte mosaïque finale est interpolée pour reconstruire le signal dans ces trous et elle est présentée à la figure 6.2.

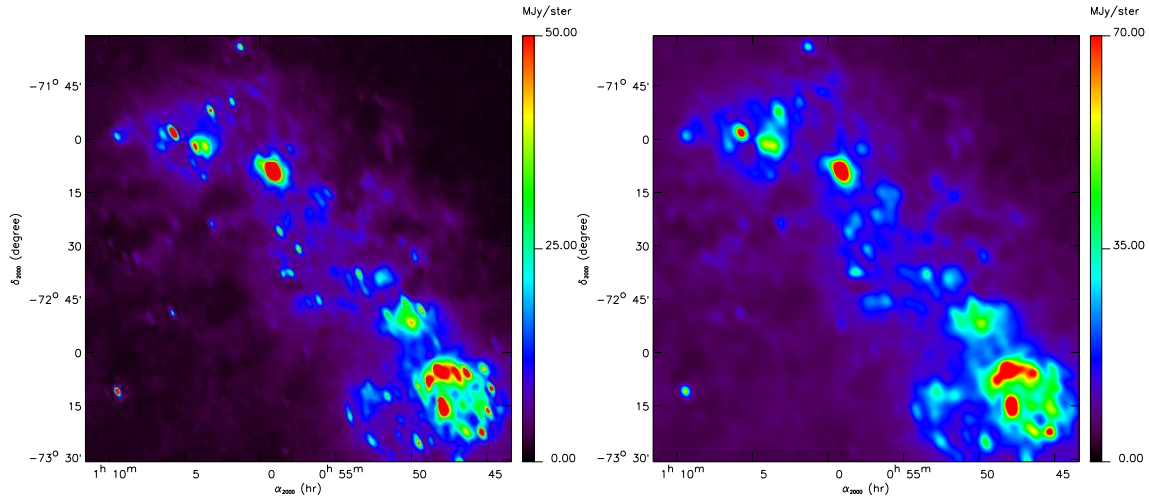


FIG. 6.3: cartes IRAS HiRes à 60 et 100  $\mu\text{m}$  (gauche et droite) du champ central du SMC.

## 6.1.2. Les données complémentaires

### 6.1.2.1. Les données IRAS HiRes

Pour compléter les données ISOPHOT à 170  $\mu\text{m}$ , j'ai utilisé les données haute résolution IRAS (HiRes ; Aumann et al. (1990), Bontekoe et al. (1994)) à 12, 25, 60 et 100  $\mu\text{m}$ . J'ai obtenu des cartes de  $2^\circ \times 2^\circ$  centrées à  $00^{\text{h}}57^{\text{m}}29.12^{\text{s}} - 72^\circ 32' 29.2''$  (J2000) (cf. Fig. 6.3). La taille d'un pixel sur l'image est de  $10''$ . La fonction d'étalement de points (PSF) varie spatialement à l'intérieur de chaque carte. Une approximation gaussienne de celle-ci est donnée en même temps que les cartes HiRes et est définie par une largeur à mi hauteur (FWHM) et un angle de rotation. Comme on cherche les propriétés de structures étendues, les cartes IRAS HiRes ont été mises en calibration DC (calibration photométrique pour les sources étendues ; (Wheelock et al. 1994)). Comme le SMC est composé de structures à différentes échelles spatiales et que cette calibration n'est valable que pour des échelles spatiales supérieures à  $40''$ , ce choix donne des limitations qui seront discutées §6.2.2.

### 6.1.2.2. Les données HI combinées ATCA/Parkes dans le SMC

Pour étudier la corrélation entre le gaz et la poussière dans le SMC, j'ai utilisé une carte de la densité de colonne de HI pour comparer à la carte ISOPHOT, afin de calculer les abondances des grains par rapport à l'hydrogène neutre (composante majoritaire du gaz dans le milieu diffus observé).

Stanimirović et al. (1999) ont combiné deux observations de la raie de HI dans le SMC : celle du télescope Parkes et la mosaïque de ATCA (Australia Telescope Compact Array). Cette combinaison permet d'obtenir des images sensibles à toutes les échelles spatiales entre  $98''$  et  $4''$  de  $90$  à  $215 \text{ km.s}^{-1}$ . La résolution spatiale obtenue est de  $98''$  et la résolution en vitesse est de  $1.65 \text{ km.s}^{-1}$ . La carte de la densité de

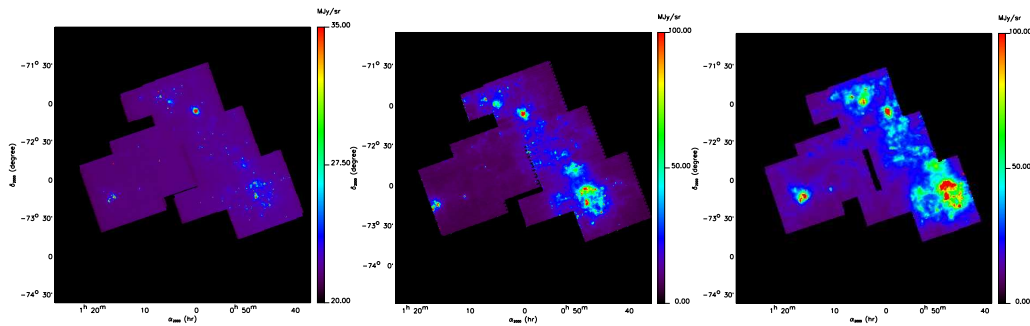


FIG. 6.4: Mosaïques des données Spitzer/MIPS à 24, 70 et 160  $\mu\text{m}$  dans le SMC

colonne du HI que j’ai utilisée est obtenue après intégration sur toutes les vitesses en supposant que l’hydrogène neutre est optiquement mince.

### 6.1.2.3. Les données Parkes HI pour l’avant-plan Galactique

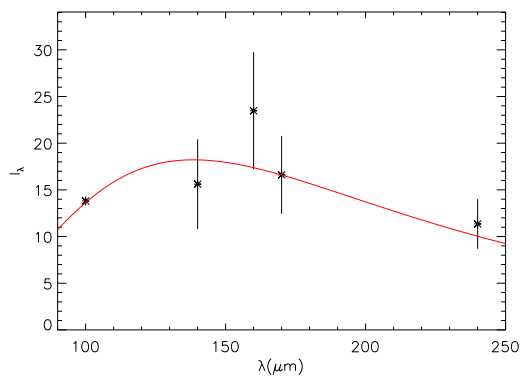
Il existe un filament Galactique devant le SMC. Même si celui ci est assez grand et homogène, il couvre une partie du SMC et pourrait biaiser l’étude. Les flux infrarouges observés dans les cartes ISOPHOT ou IRAS représentent l’émission de la poussière du SMC, mais aussi celle de l’avant-plan Galactique. Cependant, la composante Galactique de l’émission n’est pas observé dans les données ATCA/Parkes, du fait de la coupure en vitesse et du filtrage spatial. Pour étudier les propriétés du SMC, j’ai donc d’abord enlevé cet avant-plan (cf. §6.2.4). Pour cela, j’ai utilisé une carte de la densité de colonne de HI de l’avant-plan Galactique uniquement. Cette carte est construite à partir des données du relevé Parkes de Brüns et al. (2000) à la résolution de  $15'$ , en intégrant en vitesse entre  $-60$  et  $+50 \text{ km.s}^{-1}$  uniquement. La carte obtenue pourrait être surestimée de 10 à 20% car il n’y a pas eu de correction des effets des lobes secondaires de l’antenne.

### 6.1.2.4. Les données Spitzer/MIPS

En 2004, l’équipe d’A. Bolatto (UC Berkeley) a obtenu des observations dans les 7 bandes MIPS et IRAC, couvrant la totalité de la barre et de l’aile du SMC (cf. Fig. 6.4). J’ai eu accès aux données MIPS réduites et calibrées. La largeur à mi-hauteur de la fonction de dispersion de point est de  $5.4''$  à  $24\mu\text{m}$ ,  $16''$  à  $70 \mu\text{m}$  et  $35''$  à  $160 \mu\text{m}$ .

## 6.2. Accord photométrique

Avant d’analyser les données, j’ai vérifié la photométrie des cartes ISOPHOT et IRAS en m’appuyant sur la photométrie absolue des cartes DIRBE.



**FIG. 6.5:** Comparaison des flux DIRBE aux flux ISOPHOT à  $170\mu\text{m}$  et MIPS à  $160\mu\text{m}$  convolués à la résolution DIRBE (en  $\text{MJy.sr}^{-1}$ ), après intégration sur tout le SMC. Le corps noir modifié est ajusté sur les valeurs DIRBE uniquement et montre la validité de la photométrie ISOPHOT de même que le problème de calibration photométrique des données MIPS à  $160\mu\text{m}$

### 6.2.1. Les données ISOPHOT

J'ai vérifié que les flux ISOPHOT à  $170\mu\text{m}$  sont en accord avec les distributions spectrales en énergie obtenues à partir des flux DIRBE à  $100$ ,  $140$  et  $240\mu\text{m}$  dans le SMC. Pour cela, j'ai convolué les cartes ISOPHOT avec la fonction d'étalement de point de DIRBE dans chaque pixel DIRBE. Les 18 flux ISOPHOT comme s'ils avaient été observés par DIRBE et les "vrais" flux DIRBE permettent de tracer la distribution spectrale en énergie. Un corps noir modifié avec un indice spectral de 2 est ajusté sur les valeurs DIRBE. La figure 6.5 montre que les flux ISOPHOT convolués à la résolution DIRBE et intégrés sur les 18 positions sont en accord avec les barres d'erreur sur l'ajustement.

J'ai aussi tracé les valeurs individuelles de l'ajustement à  $170\mu\text{m}$  en fonction des 18 valeurs ISOPHOT observées. Ce graphe montre une dispersion significative mais est en accord avec une corrélation linéaire de pente unitaire et sans offset.

J'ai aussi fait une comparaison des données IRAS haute résolution pour vérifier la présence d'erreurs photométriques qui seraient amenées par le processus d'interpolation. La corrélation entre les données IRAS et ISOPHOT ne change pas quand on restreint la comparaison aux pixels mesurés par ISOPHOT plutôt que sur la carte interpolée dans son entier. Cette interpolation nécessaire pour "boucher les trous" ne semble donc pas biaiser la comparaison des images.

### 6.2.2. Les données IRAS

Les cartes IRAS HiRes ont la même calibration photométrique que les cartes IRAS ISSA<sup>2</sup>. Les réponses instantanées (AC) et à long terme (DC) des détecteurs IRAS sont différentes. Cet effet crée une différence de réponse pour les sources ponctuelles

<sup>2</sup>IRAS Sky Survey Atlas

et les objets étendus. Cet effet est connu comme l'effet AC/DC. Un premier ensemble de corrections avait été prises en compte dans les produits IRAS. Il a ensuite été montré que ces corrections n'étaient pas toujours suffisantes. Sur la base d'une comparaison des brillances de surface IRAS et DIRBE pour l'émission étendue, Wheelock et al. (1994) ont suggéré l'application de facteurs additionnels de 0.88, 1.01, 0.82 et 0.74 à 12, 25, 60 et 100  $\mu\text{m}$ .

Cependant, ces facteurs de correction sont seulement valables aux échelles spatiales plus grandes que 40'. Ce n'est pas vrai dans le SMC où les structures à différentes échelles spatiales sont présentes. Stanimirović et al. (2000) ont aussi comparé les données DIRBE et IRAS en intégrant les flux sur 6.25 degrés carrés dans le SMC. Ils ont trouvé que les intensités de flux intégrés mesurées par DIRBE pour les bandes à 60 et à 100  $\mu\text{m}$  sont plus élevées que les flux IRAS de 10 à 20%, ce qui est une correction opposée à celle observée par Wheelock et al. (1994).

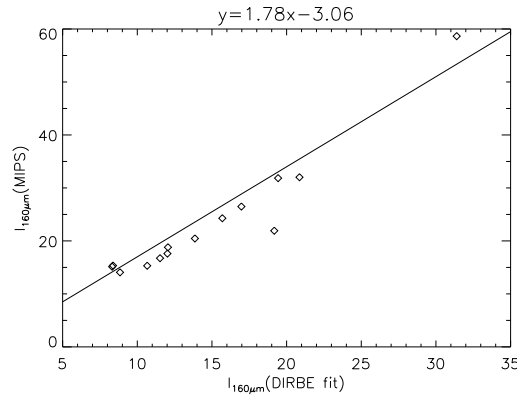
J'ai comparé les cartes IRAS (convoluées à la résolution DIRBE) et les cartes DIRBE sur une zone de  $10^\circ \times 10^\circ$  autour du SMC pour comprendre cette différence. On voit que le facteur 0.74 n'est vraiment valable qu'en dehors de la galaxie et augmente dans le SMC jusqu'à une valeur maximum dans le nord de la barre du visible dans la région de N66.

Miville-Deschênes & Lagache (2005) ont retraité les données IRAS ISSA et les ont entre autres corrigé de ce changement de réponse des détecteurs. Pour l'étude du milieu diffus, j'ai donc recalibré les données IRAS HiRes sur les données IRIS. La différence pour le SMC entre la calibration par le biais des facteurs de Wheelock et al. (1994) ou la recalibration sur les données IRIS est de moins de 20% pour le milieu diffus étudié ici.

### 6.2.3. Les données Spitzer/MIPS

J'ai vérifié la photométrie de la mosaïque MIPS à 160  $\mu\text{m}$  de la même manière que pour les flux ISOPHOT, en utilisant les distributions spectrales en énergie obtenues à partir des flux DIRBE après convolution à la résolution DIRBE. Contrairement à la mosaïque ISOPHOT, les flux observés par MIPS à 160  $\mu\text{m}$  semblent surestimés (cf. figure 6.5). Pour déterminer une correction de ce biais photométrique, j'ai ajusté un corps noir modifié sur les flux DIRBE pour chaque pixel dans le SMC. Les valeurs à 160  $\mu\text{m}$  des ajustements obtenus sont comparées aux flux observés à 160  $\mu\text{m}$  par MIPS (cf. figure 6.6). On observe une bonne corrélation entre les flux, mais avec un gain de 1.78 et un offset de  $-3.06$ . J'utilise ces valeurs pour corriger les données MIPS à 160  $\mu\text{m}$ .

La photométrie relative des mosaïques MIPS à 24 et 70  $\mu\text{m}$  semble en accord avec les données IRIS, au vu des incertitudes dues aux différences en longueurs d'onde des filtres IRAS et MIPS.



**FIG. 6.6:** Comparaison des valeurs à  $160 \mu\text{m}$  calculées à partir des flux DIRBE aux flux MIPS observés à  $160 \mu\text{m}$ . La corrélation est ajustée par une droite de pente 1.78 et un offset de -3.06 qui vont servir à recalibrer les données.

#### 6.2.4. Soustraction de l'avant-plan Galactique

Contrairement à la carte HI ATCA/Parkes, l'émission des cartes de l'infrarouge lointain (ISOPHOT, SPITZER et IRAS) trace à la fois l'émission de la poussière du SMC mais aussi celle d'un filament Galactique situé en avant-plan. Pour séparer ces deux composantes dans l'émission de l'infrarouge lointain, j'ai utilisé une carte de la densité de colonne de HI de Parkes pour l'avant-plan Galactique (cf. §6.1.2.3).

Les grains de poussières absorbent l'énergie du champ de rayonnement dans l'UV et le visible. Ils réémettent cette énergie dans l'infrarouge sous la forme d'une émission thermique. Les gros grains sont à une température fixée et l'intensité qu'ils émettent peut s'exprimer comme :

$$I_\nu = N_H \epsilon_H(\nu) B_\nu(T_{\text{pouss}}) \quad (6.1)$$

où  $N_H$  est la densité de colonne de l'hydrogène et  $\epsilon_H(\nu)$  est l'émissivité des grains par atome d'hydrogène<sup>3</sup>. En supposant que l'émissivité des grains de poussière dans l'infrarouge lointain suit une loi de puissance :

$$\epsilon_H(\nu) = \epsilon_H(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta \quad (6.2)$$

et en prenant  $\beta = 2$  (comme pour l'émission Galactique (Lagache et al. 1998, 1999) pour des longueurs d'onde entre  $100 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$ ). Cette émissivité s'exprime en  $\text{cm}^2$ .

La poussière Galactique a une température de 17.5 K et une émissivité par atome d'hydrogène de  $10^{-25} \text{cm}^2$  selon une étude de Boulanger et al. (1996a)<sup>4</sup>. En utilisant

<sup>3</sup>L'émissivité des grains par atome d'hydrogène est reliée au coefficient d'absorption des poussières et au rapport gaz-sur-poussière (cf. équation 8.6)

<sup>4</sup>J'ai vérifié que les rapports IRAS et DIRBE observés en dehors du SMC (dans un quart de cercle allant du nord à l'ouest à une distance de  $\sim 3 - 5^\circ$  du centre du SMC) étaient en accord avec ces valeurs

ces valeurs, on peut calculer l'émission thermique de la Galaxie et enlever une carte de cette émission d'avant-plan aux données IRAS et ISOPHOT du SMC pour obtenir une carte de l'émission de la poussière du SMC uniquement. A 12, 24, 25, 60 et 70  $\mu\text{m}$ , les petits grains hors équilibre thermique contribuent à l'émission infrarouge. Pour enlever l'avant-plan Galactique, on peut utiliser la forme de la distribution spectrale en énergie déterminée dans le milieu diffus de la Galaxie. Cependant il s'avère qu'à ces longueurs d'onde la contribution de l'avant-plan Galactique au flux du SMC est négligeable.

## 6.3. Comparaison spatiale des images

### 6.3.1. Projection et résolution

Les données présentées au §6.1 sont des cartes à des résolutions différentes et couvrant des champs différents. J'ai reprojété toutes ces cartes sur une même grille : celle des cartes IRAS HiRes (champ de vue de  $2^\circ \times 2^\circ$  centré à  $00^{\text{h}}57^{\text{m}}29.12^{\text{s}} - 72^\circ32'29.2''$  (J2000) avec une taille de pixels de 10"). Ces cartes sont ensuite comparées deux à deux.

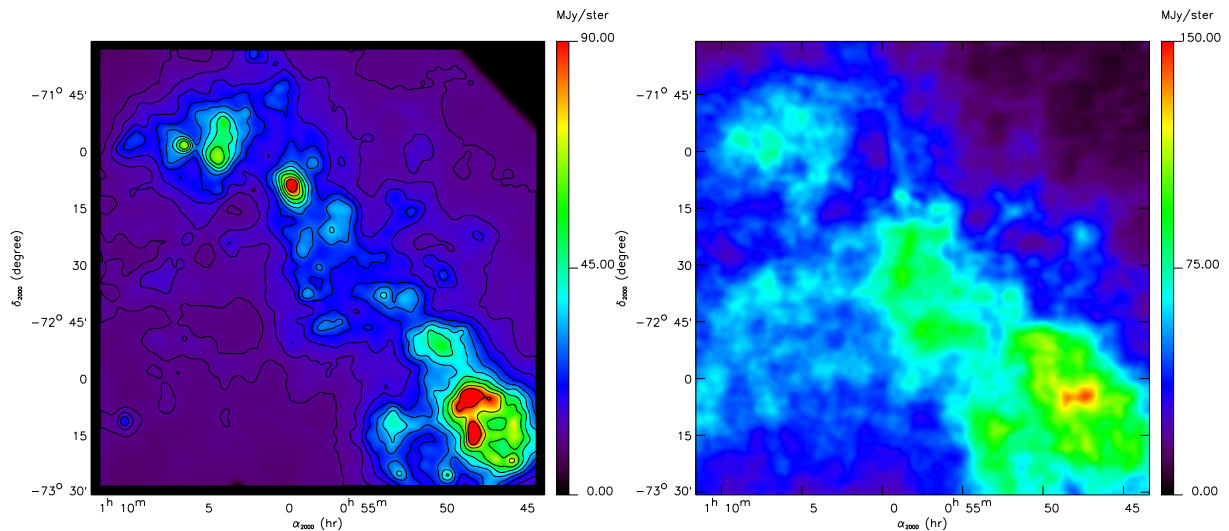
Pour comparer la carte ISOPHOT aux cartes HiRes, la carte reprojétée et ré-échantillonnée ISOPHOT est convoluée avec une matrice spatialement variable pour arriver à la résolution HiRes quand la PSF d'ISOPHOT était plus petite que celle des données HiRes (Kerton & Martin 2001). Le même traitement est appliqué pour les cartes MIPS. Pour comparer la carte de la densité de colonne de HI avec la carte ISOPHOT, il n'y a pas eu besoin de convolution puisque leurs résolutions sont comparables. La figure 6.7 montre deux des cartes transformées : la carte ISOPHOT dégradée à la résolution IRAS 100  $\mu\text{m}$  et la carte ATCA/Parkes reprojétée.

### 6.3.2. Couleurs à partir des corrélations

Pour caractériser la distribution spectrale en énergie du milieu diffus, j'ai développé une méthode de comparaison qui n'est pas biaisée par les sources ponctuelles et n'est pas non plus affectée par les offsets dans la calibration des données.

Je travaille avec deux cartes (obtenues après le traitement présenté au paragraphe 6.3.1). La corrélation générale entre les deux cartes est d'abord quantifiée en ajustant une droite au diagramme de corrélation de la comparaison pixel à pixel. On déduit un premier rapport et une erreur  $\sigma$  qui est donnée par la dispersion de la corrélation qui permet de filtrer les sources ponctuelles (c'est à dire les régions de formation d'étoiles) en enlevant les pixels qui sont  $3\sigma$  en dehors de la corrélation.

A partir des cartes filtrées, on calcule une carte de rapports en ajustant linéairement la corrélation des pixels dans le diagramme pour une boîte de  $50 \times 50$  pixels que l'on fait glisser. Cette boîte correspond à une taille de  $5.5 \times 5.5$  beams, ce qui est la taille minimum pour avoir des points indépendants. La taille de la boîte pourrait difficilement être plus grande sinon on ne tracerait pas les variations locales. Dans certains cas, il y a trop peu de points à l'intérieur d'une boîte (car trop de



**FIG. 6.7:** Carte ISOPHOT à  $170 \mu\text{m}$  (à gauche) et carte ATCA/Parkes de la densité de colonne de HI en unité de  $10^{20}$  atome d'hydrogène  $\text{cm}^{-2}$  (à droite), après projection sur la grille HiRes et convolution pour être à la même résolution. Pour la carte ISOPHOT, les contours logarithmiques permettent de mieux voir les faibles structures et correspondent aux brillances à 11.2, 14.1, 17.8, 22.4, 28.2, 35.5, 44.7, 56.2, 70.8, 89.1 MJy/sr.

points sont au-dessus de  $3\sigma$ ) pour faire un ajustement significatif. Dans ces cas, je ne donne pas de valeur à cette position. J'élimine aussi les endroits où le coefficient de corrélation est trop bas. En ajustant une gaussienne sur l'histogramme des rapports des cartes, j'obtiens un rapport de référence et une dispersion associée. Cette dispersion contient à la fois les erreurs photométriques et les erreurs d'ajustement mais contient aussi une véritable variation du rapport au sein du milieu. Ces deux phénomènes ne peuvent pas être facilement séparés. L'histogramme et l'ajustement gaussien obtenus pour la carte des rapports  $I_{100\mu\text{m}}/I_{170\mu\text{m}}$  est présentée à la figure 6.8 comme exemple. La carte des rapports présentée à la figure 6.8 correspond à la même région qu'à la figure 6.7, les régions noires correspondent aux zones du ciel où le rapport ne peut être calculé correctement.

## 6.4. Résultats

### 6.4.1. Couleurs infrarouges

La méthode de comparaison d'images est appliquée aux cartes Spitzer/MIPS, IRAS HiRes et ISOPHOT pour calculer les rapports des flux infrarouges :

On notera que toutes les couleurs ont été calculées par rapport aux flux ISOPHOT à  $170\mu\text{m}$ , sauf la couleur 160–100. En effet, du fait de la proximité en longueur d'ondes, la dispersion en couleurs 160–170 obtenue reflète plus les défauts de



$$\frac{I_{160\mu\text{m}}}{I_{100\mu\text{m}}} = 1.0 \pm 0.1$$

$$\frac{I_{100\mu\text{m}}}{I_{170\mu\text{m}}} = 1.0 \pm 0.2$$

$$\frac{I_{70\mu\text{m}}}{I_{170\mu\text{m}}} = 0.8 \pm 0.1$$

$$\frac{I_{60\mu\text{m}}}{I_{170\mu\text{m}}} = 0.5 \pm 0.1$$

$$\frac{I_{25\mu\text{m}}}{I_{170\mu\text{m}}} = 0.02 \pm 0.01$$

$$\frac{I_{24\mu\text{m}}}{I_{170\mu\text{m}}} = 0.015 \pm 0.006$$

$$\frac{I_{12\mu\text{m}}}{I_{170\mu\text{m}}} = 0.011 \pm 0.005$$

calibration entre les observations de la mosaïque MIPS que les véritables rapports. J'ai donc choisi de prendre la cartes IRAS HiRes à 100  $\mu\text{m}$  comme référence dans ce cas.

En utilisant les équations 6.1 et 6.2 on peut déduire la distribution de la température d'équilibre des gros grains dans le milieu diffus du SMC à partir de la carte du rapport  $\frac{I_{100\mu\text{m}}}{I_{170\mu\text{m}}}$  ou celle  $\frac{I_{160\mu\text{m}}}{I_{100\mu\text{m}}}$ . La moyenne de la gaussienne ajustée sur la distribution donne une température de référence de :  $T_{\text{pouss}} = 21.7 \pm 1.2$  K ou  $T_{\text{pouss}} = 23.3 \pm 0.9$  K respectivement. Ces températures sont différentes de celles qui seraient trouvées en prenant le rapport des flux moyen à  $I_{100\mu\text{m}}$  et à  $I_{170\mu\text{m}}$ . Cette température caractéristique du milieu diffus traduit l'intensité du champ de rayonnement (cf. §6.5).

### 6.4.2. La corrélation entre le gaz et la poussière

La méthode de comparaison spatiale des cartes est aussi utilisée sur les données ATCA/Parkes et ISOPHOT ou MIPS 160  $\mu\text{m}$ . La carte et la distribution obtenue pour le rapport 170–HI est présentée à la figure 6.9 comme exemple. On observe un pic principal et une queue de distribution. Le pic est caractérisé par :

$$\frac{I_{170\mu\text{m}}}{N_{HI}} = 0.18 \cdot 10^{-20} \pm 0.07 \cdot 10^{-20} \text{MJy.sr}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \quad (6.3)$$

$$\frac{I_{160\mu\text{m}}}{N_{HI}} = 0.17 \cdot 10^{-20} \pm 0.05 \cdot 10^{-20} \text{MJy.sr}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \quad (6.4)$$

En supposant que toute la poussière est associée à de l'hydrogène neutre (pas ou très peu d'hydrogène moléculaire ou ionisé), les cartes de la température et du rapport  $I_{170\mu\text{m}}/N_{HI}$  ou  $I_{160\mu\text{m}}/N_{HI}$  permettent d'obtenir l'histogramme de l'émissivité

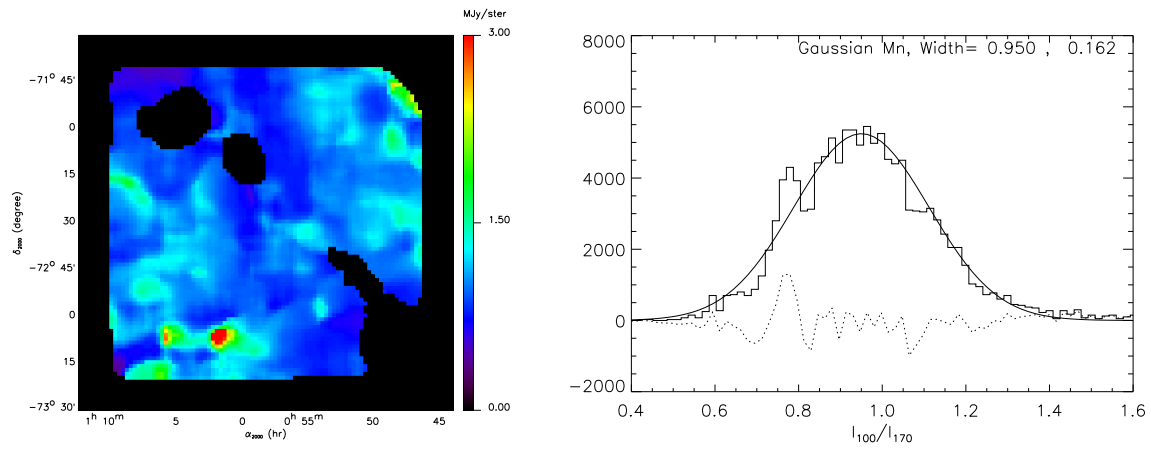


FIG. 6.8: Carte et histogramme des couleurs 100–170  $\mu\text{m}$ . Le fit gaussien et les résidus sont représentés par les lignes continues et pointillées.

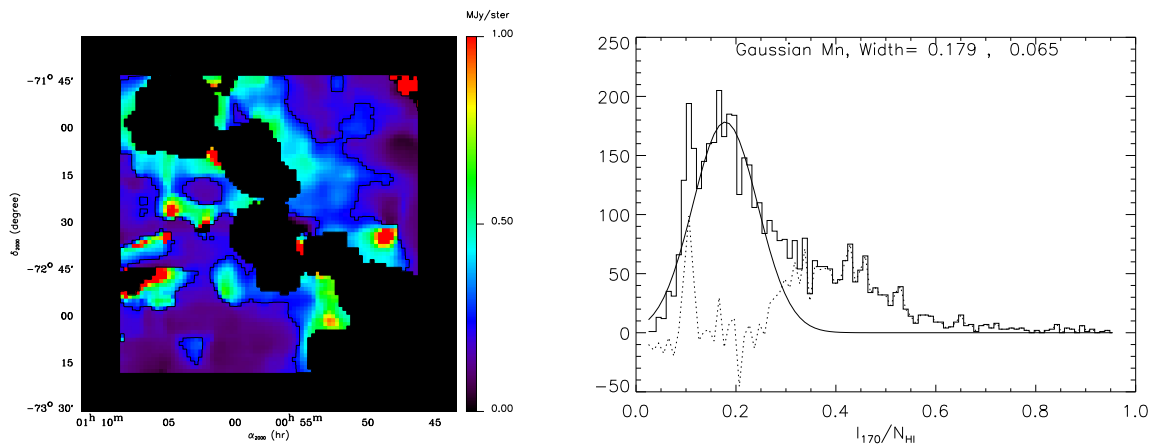


FIG. 6.9: Carte et histogramme du rapport entre le flux à 170 microns et la densité de colonne de HI. Les régions vides correspondent aux régions où aucun rapport n'est calculé. Le contour correspond à  $I_{170\mu\text{m}}/N_{\text{HI}} = 0.23 \text{MJy cm}^2/\text{sr}$ . Les excès infrarouges sont concentrés près du corps principal du SMC.

des grains de poussière par atome d'hydrogène dans le milieu diffus. J'obtiens ainsi une émissivité de référence à 170  $\mu\text{m}$  de :

$$\epsilon_H(\lambda = 170\mu\text{m}) = 8 \cdot 10^{-27} \pm 3 \cdot 10^{-27} \text{cm}^2 \quad (6.5)$$

dans un cas, et une émissivité à 160  $\mu\text{m}$  de :

$$\epsilon_H(\lambda = 160\mu\text{m}) = 9 \cdot 10^{-27} \pm 3 \cdot 10^{-27} \text{cm}^2 \quad (6.6)$$

dans l'autre cas.

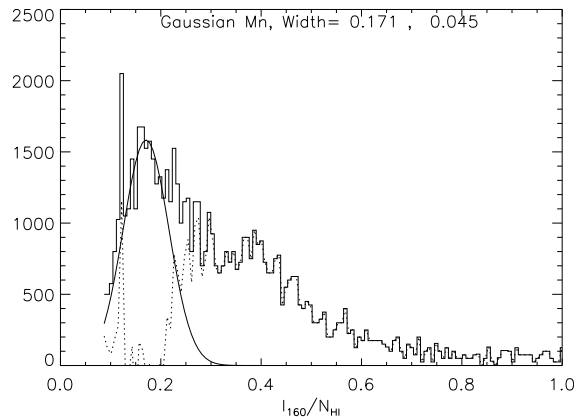
Les barres d'erreur prennent en compte les incertitudes sur la température et sur  $I_{170\mu\text{m}}/N_{HI}$  les rapports infrarouge sur HI. Si l'émissivité suit une loi de puissance avec un indice spectral de 2, l'émissivité du SMC par atome d'hydrogène neutre à 250  $\mu\text{m}$  obtenue est respectivement  $\epsilon_H(\lambda) = 3.8 \cdot 10^{-27} \pm 1.3 \cdot 10^{-27} (\lambda/250\mu\text{m})^{-2} \text{cm}^2$  et  $\epsilon_H(\lambda) = 3.7 \cdot 10^{-27} \pm 1.3 \cdot 10^{-27} (\lambda/250\mu\text{m})^{-2} \text{cm}^2$ . En supposant que les propriétés optiques de la poussière sont les mêmes dans le SMC et dans notre Galaxie, l'émissivité est reliée au rapport gaz-sur-poussière et au rapport entre la densité de colonne d'hydrogène et l'excès de couleur  $E(B-V)$  par :

$$\frac{\epsilon_H(SMC)}{\epsilon_H(Galaxie)} = \frac{\frac{M_{pouss}(SMC)}{M_{gaz}(SMC)}}{\frac{M_{pouss}(Galaxie)}{M_{gaz}(Galaxie)}} = \frac{\frac{N(H_I)+N(H_2)}{E(B-V)}(Galaxie)}{\frac{N(H_I)+N(H_2)}{E(B-V)}(SMC)} \quad (6.7)$$

La valeur de l'émissivité dans le voisinage solaire est de  $10^{-25} \text{cm}^2$  à 250  $\mu\text{m}$  (Boulanger et al. 1996a). Le rapport gaz sur poussière trouvé pour le SMC est donc 27 fois plus grand que dans la Galaxie. Ce rapport est significativement plus grand que la différence en métallicité qui est de moins de 10 (Dufour 1984). C'est deux fois la différence observées dans les valeurs  $\frac{N(H_I)+N(H_2)}{E(B-V)}$  par Tumlinson et al. (2002).

### 6.4.3. Les excès infrarouges

La comparaison des données HI et ISOPHOT ou MIPS 160  $\mu\text{m}$  montre la présence d'une queue de distribution dans l'histogramme 170 (ou 160)–HI (cf. Fig. 6.9 et 6.10). Cette queue de distribution correspond aux pixels du corps principal du SMC avec un excès d'émission à 170  $\mu\text{m}$  par rapport au  $N_{HI}$  (cf. Fig. 6.9). La température moyenne de cette région d'excès est la même que celle du milieu diffus. Cet excès peut donc être dû soit à une variation des abondances des poussières entre le milieu diffus et la barre, ou bien à la présence de HI froid ou d'hydrogène moléculaire. Cet excès me semble réel mais il est cependant difficile d'en déduire une quantité de gaz neutre froid ou moléculaire. Tout d'abord parce qu'il est difficile de départager ces deux contributions, mais aussi car si une partie des excès vient de poussières associées à du gaz froid ou moléculaire on ne s'attend pas à voir une corrélation avec l'émission HI et on a besoin d'une autre méthode pour les quantifier. J'ai donc choisi dans le cadre de cette thèse de ne pas transformer ces excès en une estimation de gaz froid pour comparer à d'autres études où cela a été fait (Stanimirović et al. 2000).



**FIG. 6.10:** Histogramme du rapport entre le flux à 160 microns et la densité de colonne de HI.

#### 6.4.4. Les propriétés de la poussière dans le milieu diffus HI : modélisation de la distribution spectrale en énergie

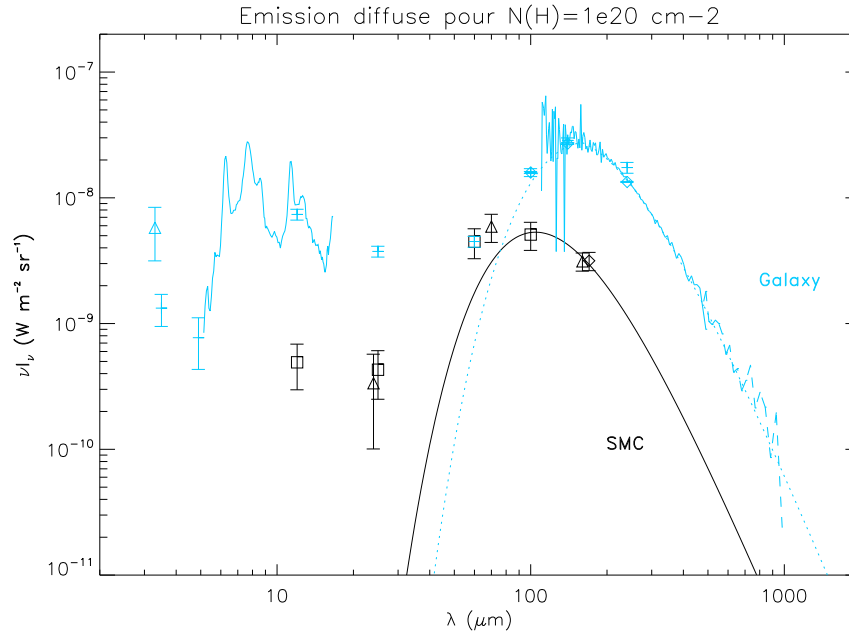
Les différents rapports d'intensité obtenus précédemment me permettent de tracer la distribution spectrale en énergie (SED pour Spectral Energy Distribution) de la poussière dans la milieu diffus du SMC, et de la comparer à celle du voisinage solaire (cf. figure 6.11). Les différences en température et en abondances se traduisent par un décalage respectif en longueurs d'onde et en brillances. Les barres d'erreur incluent les vraies variations des propriétés de la poussière dans le milieu diffus du SMC et ne sont donc pas indépendantes entre les différentes longueur d'ondes.

J'ai utilisé le modèle de Desert et al. (1990) pour quantifier la distribution de taille des grains dans le SMC. Afin de modéliser la distribution spectrale en énergie, il faut d'abord une estimation du champ de rayonnement (ISRF pour interstellar radiation field) dans le milieu diffus du SMC.

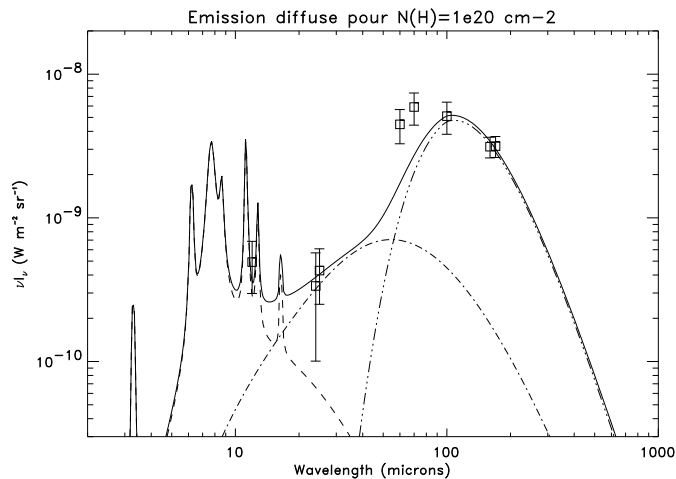
##### 6.4.4.1. Modélisation avec un champ de rayonnement simplifié

La température des grains de poussière à l'équilibre est de 22 K (cf. paragraphe 6.4.1), à comparer à celle du voisinage solaire de 17.5 K (Boulanger et al. 1996a). Cette différence en températures donne un champ de rayonnement (ISRF)  $\chi_{\text{SMC}} = T_{\text{pouss}}^{4+\beta}(\text{SMC})/T_{\text{pouss}}^{4+\beta}(\text{Galaxie}) = 4$ . Cette valeur est en accord avec l'estimation de l'ISRF obtenue par des comptages d'étoiles massives (Lequeux 1979) ou de mesures UV (Vangioni-Flam et al. 1980). J'ai utilisé l'ISRF Galactique de Mathis et al. (1983) à 10 kpc (correspondant au voisinage solaire), que j'ai augmenté d'un facteur  $\chi = 4$  pour la modélisation du milieu diffus du SMC. J'ai ajusté uniquement les abondances des PAHs, des très petits grains (VSG) et des gros grains. Pour les autres paramètres définissant la distribution de taille, on garde les valeurs Galactiques.

Le meilleur ajustement obtenu est présenté figure 6.12. Il correspond à des PAHs, des VSG et des gros grains sous-abondants par rapport à la Galaxie (36, 28 et 25



**FIG. 6.11:** Distribution spectrale en énergie de l'émission de la poussière dans le milieu diffus du SMC et du voisinage solaire. Les brillances sont normalisées à une densité de colonne de gaz de  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Le spectre Galactique, représenté en bleu est composé des données COBE/FIRAS dans l'infrarouge lointain (Boulanger et al. 1996a) (avec le spectre correspondant des grains à l'équilibre thermique en ligne pointillée) et aux plus courtes longueurs d'ondes par les données COBE/DIRBE (Bernard et al. 1994) et Arome (données ballon; triangle à  $3.3 \mu\text{m}$ ; (Giard et al. 1994)). Un spectre ISOCAM (Boulanger et al. 1996b) normalisé à  $12 \mu\text{m}$  est aussi tracé. Le spectre du SMC contient les données Spitzer/MIPS (triangles), ISOPHOT (diamant) et IRAS (carrés) et le corps noir modifié ajusté sur les brillances à 100, 160 et  $170 \mu\text{m}$ .



**FIG. 6.12:** Meilleur ajustement du modèle de Désert et al. (1990) au spectre de l'émission de la poussière dans le milieu diffus du SMC. Les brillances sont normalisées à une densité de colonne du gaz de  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Les données IRAS, MIPS et ISOPHOT sont représentées par des carrés. L'ajustement du modèle (ligne continue) correspond à l'émission de 3 composantes de poussière : les PAHs (ligne en tirets), les très petits grains (ligne mixte), et les gros grains (lignes trois points-tiret).

fois moins respectivement). Les abondances en masse par rapport à l'hydrogène sont reportées à la table 6.1 et comparées aux valeurs Galactiques (Désert et al. 1990).

**TAB. 6.1:** Abondances en masse par rapport à l'hydrogène dans le SMC et dans la Galaxie. La distribution de taille des grains est supposée être la même dans les deux cas.

Composante	SMC	Galaxie	SMC/Galaxie
	$\frac{m}{m_H}$	$\frac{m}{m_H}$	
PAH	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-4}$	1/36
VSG	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$4.7 \cdot 10^{-4}$	1/28
BG	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	1/25

La modélisation confirme le rapport gaz-sur-poussière estimé au paragraphe 6.4.2 comme étant environ 30 fois plus élevé que dans notre Galaxie. Les abondances de PAHs et des très petits grains semblent légèrement plus faibles que celles des gros grains.

L'ajustement du modèle au spectre de poussière est clairement en-dessous des brillances IRAS à  $60 \mu\text{m}$  et MIPS à  $70 \mu\text{m}$ . Cela pourrait être dû à l'estimation simplifiée du champ de rayonnement. En effet, l'analyse des couleurs  $100\text{--}170 \mu\text{m}$  montre qu'il existe une gamme de températures dans le milieu diffus, traduisant des variations du champ de rayonnement dans le milieu diffus du SMC.

#### 6.4.4.2. Modélisation avec une distribution de champ de rayonnement

Pour prendre en compte les variations de l'ISRF, j'ai transformé la distribution de températures obtenue au paragraphe 6.4.1 en une distribution de  $\chi_{\text{SMC}}$ . J'utilise chaque valeur de la distribution comme facteur multiplicatif de l'ISRF de Mathis et al. Chaque produit sert alors d'ISRF d'entrée pour le modèle de poussière afin de calculer un spectre de l'émission de la poussière correspondant. La SED totale correspondant à la distribution complète est calculée en faisant une moyenne des SED individuelles pondérées suivant la distribution en  $\chi$ .

La distribution spectrale en énergie obtenue dans ces conditions n'ajuste pas non plus la brillance à  $60 \mu\text{m}$ . En effet, la prise en compte d'une distribution d'ISRF élargit le spectre autour de  $100 \mu\text{m}$ , mais pas suffisamment pour prendre en compte le point à  $60 \mu\text{m}$ . De plus dans ce cas, les abondances en masse des grains de poussière obtenus sont réduits de 7, 6 et 5 pour les PAHs, les VSG et les gros grains par rapport au cas précédent. Comme la loi de Planck est non linéaire, même un faible élargissement de la distribution en  $\chi$  va réduire significativement les abondances des grains obtenues. Les abondances en masse de la table 6.1 sont donc sans doute plus des limites supérieures et le rapport gaz-sur-poussière pourrait être plus de 30 fois plus élevé que dans la Galaxie.

#### 6.4.4.3. Modélisation avec champ de rayonnement ad hoc

Il est possible d'ajuster les flux à  $60$  et  $70 \mu\text{m}$  dans les barres d'erreur avec un seul champ de rayonnement multiplié par  $\chi = 11$ . Les abondances en masses des grains de poussière doivent alors être réduits de 3, 2, et 2 pour les PAHs, les VSG et les gros grains par rapport aux valeurs du tableau 6.1. Un tel ISRF correspond à une température de la poussière de  $26 \text{ K}$ , qui est beaucoup plus élevée que l'estimation obtenue au paragraphe 6.4.1 mais compatible avec les flux à  $100$ ,  $160$  et  $170 \mu\text{m}$  dans les barres d'erreur. Cette température plus élevée donnerait une émissivité de  $1.8 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$  à  $250 \mu\text{m}$ , ce qui est encore plus bas que l'estimation donnée au paragraphe 6.4.2 et donnerait un rapport gaz-sur-poussière 78 fois plus élevé dans le milieu diffus du SMC que dans la Galaxie.

#### 6.4.4.4. Variations de la distribution de taille

L'excès observé à  $60 \mu\text{m}$ , pourrait aussi être dû à un changement dans la distribution de taille des grains (Galliano et al. 2003). On a supposé que la distribution de taille était la même dans le SMC que dans la Galaxie. Cependant, pour ajuster la valeur à  $60 \mu\text{m}$  en changeant les masses relatives des différentes composantes de grains, les discontinuités dans la distribution de taille entre les trois composantes du modèle augmentent.

Des recherches supplémentaires sont nécessaires pour caractériser l'ISRF du SMC et en particulier l'excès à  $60 \mu\text{m}$ . En effet, il est fort probable que la forme de l'ISRF soit différente de celle du voisinage solaire puisque les populations d'étoiles sont différentes.

## 6.5. Discussion

Mon étude de la corrélation du gaz et de la poussière dans le milieu diffus du SMC montre donc que le rapport massique gaz-sur-poussière est au moins 30 fois plus élevé que celui du voisinage solaire. Cette différence peut s'expliquer en partie par la différence de métallicité, mais celle-ci n'étant que d'un facteur 10 (Dufour 1984), ce décalage en masse entre les deux milieux montre donc que peu d'éléments lourds sont dans les grains dans le milieu diffus du SMC par rapport à notre Galaxie. Cette plus faible déplétion des éléments lourds sur la poussière dans le SMC a aussi été signalée par Welty et al. (2001). Ils ont trouvé que Mg et Si étaient quasiment non déplétés dans le SMC. Ce résultat est aussi observé dans un échantillon de galaxies naines irrégulières (Lisenfeld & Ferrara 1998). Mon résultat pour le milieu diffus du SMC est en accord avec la relation qu'ils ont trouvée entre le rapport gaz-sur-poussière et la métallicité.

Une interprétation de cette relation a été proposée par Hirashita et al. (2002). Avec un modèle d'évolution chimique, ils ont illustré la dépendance du rapport gaz sur poussière sur l'histoire de formation d'étoiles. Les étoiles génèrent de la poussière mais contribuent aussi à leur destruction par les chocs de supernovae. Ils ont proposé un scénario dans lequel une histoire de formation d'étoile intermittente donne une variation dans le temps du rapport gaz-sur-poussière. A certaines époques de l'évolution d'une galaxie, la formation des grains de poussière est moins efficace que les processus de destruction par les chocs de supernovae, et donc le rapport gaz sur poussière n'est plus proportionnel à la métallicité. Ce modèle pourrait être appliqué au SMC avec son histoire de formation d'étoiles particulière (Harris & Zaritsky 2003). Mais il faut aussi prendre en compte une différence possible du rapport gaz-sur-poussière entre le milieu diffus et le milieu dense (cf. §10.1.3).

Les études en extinction donnent des valeurs plus faibles du rapport gaz-sur-poussière, plus proches de celles que l'on attend s'il y a une dépendance linéaire avec la métallicité au vu de la valeur Galactique. Par exemple, les courbes d'extinction de Bouchet et al. (1985) permettent de déduire un rapport gaz-sur-poussière 8 fois supérieur à la valeur Galactique et donc en accord avec la différence en métallicité. Plus récemment, Tumlinson et al. (2002) ont mesuré  $\frac{N(H_I)+N(H_2)}{E(B-V)}$  pour un échantillon d'étoiles observées avec FUSE et ont trouvé une valeur moyenne 16 fois plus faible que la valeur du voisinage solaire. Cette estimation est intermédiaire à mes résultats et ceux de Bouchet et al. (1985). Il faut noter que l'extinction mesurée est faite en partie par de la poussière associée à du gaz ionisé et cette quantité de matière n'est actuellement pas prise en compte, introduisant un biais. Cette différence entre les études en extinction et mon travail pourrait venir du fait que les études en extinction sont basées sur des lignes de visée où les densités de colonne d'hydrogène sont fortes et où le milieu interstellaire est sans doute dense. La plupart des étoiles sont dans la barre visible et/ou dans les régions de formation d'étoiles qui sont associées à des nuages moléculaires. La différence entre les rapports gaz-sur-poussière de ce travail et les études en extinction pourrait donc pointer vers une différence de l'environnement observé. Il y aurait alors une décroissance du rapport gaz sur



poussière du milieu diffus aux régions de formation d'étoiles, correspondant à la condensation des éléments lourds sur les grains de poussière dans le gaz dense et à leur destruction par les chocs de supernovae dans le milieu diffus. Cette possibilité a aussi été mentionnée par Stanimirović et al. (2000) dans le SMC. Pour confirmer cette idée, il est donc important d'étudier l'émission des poussières dans des régions plus denses situées dans le corps principal du SMC.

# 7

## Les régions de formation d'étoiles

---

<b>7.1. Emission infrarouge des régions de formation d'étoiles . . . . .</b>	<b>68</b>
7.1.1. Les données ISOCAM . . . . .	68
7.1.2. Les données Spitzer . . . . .	70
7.1.3. Combinaison des données . . . . .	71
<b>7.2. Analyse des données . . . . .</b>	<b>72</b>
7.2.1. Emission des PAHs . . . . .	73
7.2.2. Continuum en émission des VSGs . . . . .	73
7.2.3. Emission des gros grains à l'équilibre thermique . . . . .	73
7.2.4. Raies du gaz dans la région SMCB1 n°2 . . . . .	74
7.2.5. Conséquences pour la modélisation de ces régions . . . . .	74
<b>7.3. Modélisation de la région SMCB1 N°1 . . . . .</b>	<b>75</b>
7.3.1. Présentation du modèle . . . . .	75
7.3.2. Resultats . . . . .	76
<b>7.4. Conclusion . . . . .</b>	<b>76</b>

---

Pour compléter l'analyse de l'émission de la poussière dans le milieu diffus du chapitre précédent, j'ai entrepris une analyse de la distribution spectrale en énergie (SED) dans les régions de formation d'étoiles pour comprendre l'évolution des grains d'un milieu à l'autre dans le Petit Nuage de Magellan.

J'ai effectué l'étude de deux régions de formation d'étoiles : SMCB1#1 qui est une région de formation d'étoiles quiescente (sans région HII) dont l'émission dans l'infrarouge moyen est similaire à  $\rho$  Oph (Reach et al. 2000), et SMCB1#2, une région de formation d'étoiles massives similaire à la nébuleuse d'Orion. Ces régions ont l'avantage d'avoir été observées en spectro-imagerie (CVF) par ISOCAM, une

caméra infrarouge à bord d'ISO. Ceci permet d'avoir un spectre dans l'infrarouge moyen en plus des données large bande Spitzer et donne des indications précieuses sur l'émission des PAHs, du continuum des petits grains et sur le gaz ionisé.

La combinaison de la résolution angulaire élevée des données Spitzer aux plus grandes longueurs d'ondes avec les données ISOCAM dans deux régions de formation d'étoiles à des stades d'évolution différents, donne l'opportunité d'étudier l'impact de l'environnement (métallicité, champ de rayonnement, ...) sur la nature de la poussière et sur les abondances relatives des composantes de grains. J'ai combiné les données ISO et Spitzer pour construire la SED de ces deux régions (cf. §7.1). Après analyse de ces SEDs au §7.2, la modélisation de l'émission IR permet de contraindre les abondances relatives des différentes composantes de grains dans ces régions (cf. §7.3). Les données Spitzer ayant été accessibles uniquement à la fin de ma thèse, les résultats présentés dans ce chapitre doivent être considérés comme préliminaires et seule la modélisation de la région SMCB1 n°1 (la plus simple) a été actuellement effectuée.

## 7.1. Emission infrarouge des régions de formation d'étoiles

Les régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 et 2 ont été observées sur une grande gamme de longueurs d'ondes par les satellites ISO et Spitzer. Je présenterai ici les données utilisées pour cette étude et les traitements appliqués pour leur comparaison afin de construire leurs distributions spectrales en énergie.

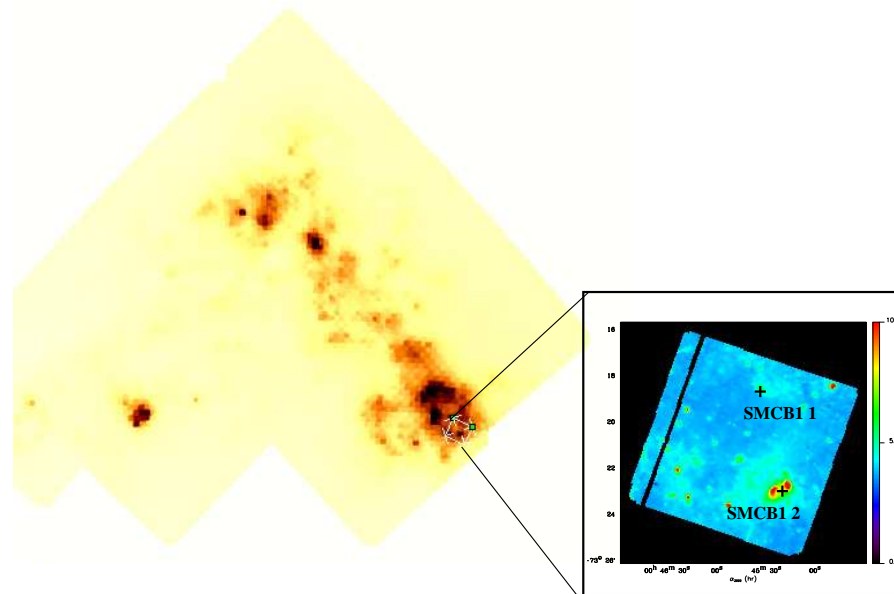
### 7.1.1. Les données ISOCAM

Les régions SMCB1 n°1 et n°2 ont été cartographiées avec la caméra ISOCAM (Cesarsky et al. 1996) à bord du satellite ISO (Kessler et al. 1996) en spectro-imagerie avec le filtre circulaire variable (CVF) et en imagerie dans les bandes photométriques LW2 ( $6.7\mu\text{m}$ ) et LW3 ( $15\mu\text{m}$ ) (cf. Fig. 7.1).

#### 7.1.1.1. L'image ISOCAM LW2

La région SMCB1 a été observée avec la caméra ISOCAM dans les filtres LW2 ( $5.0\text{--}8.5\mu\text{m}$ ) et LW3 ( $12\text{--}18\mu\text{m}$ ) dans le cadre d'un programme d'observation de régions HII dans des Galaxies normales. L'émission dans la bande LW2 est dominée par les bandes PAHs alors que celle de LW3 trace principalement le continuum de poussière chaude. Dans cette étude, j'ai utilisé la carte LW2 pour recalibrer les spectres CVF.

Les données ISOCAM LW2 ont été retirées de l'archive ISO et traitées en utilisant les techniques de Miville-Deschênes et al. (2000). Cette réduction des données permet de détecter l'émission étendue de la poussière dans des régions structurées comme c'est le cas pour la région SMCB1.

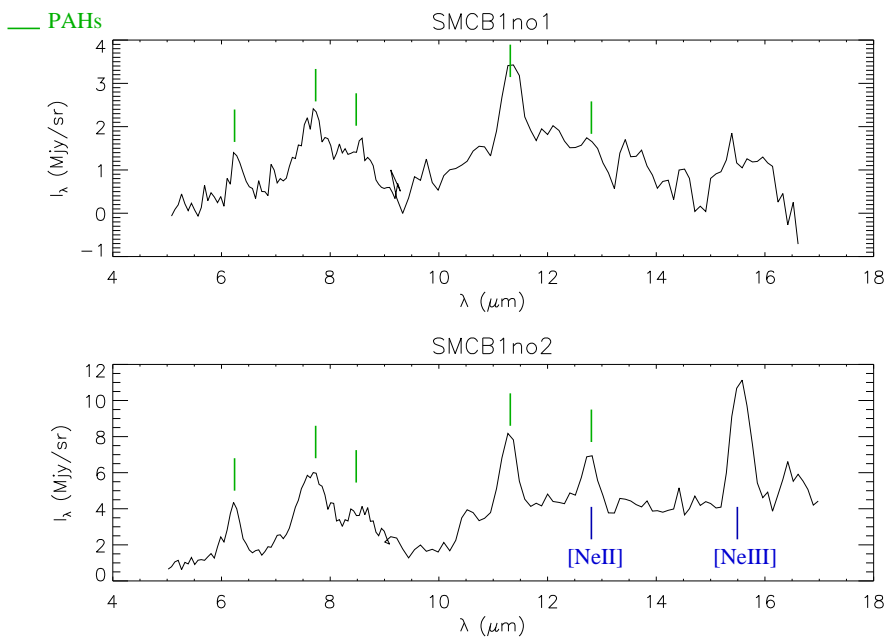


**FIG. 7.1:** Carte ISOCAM dans le filtre LW2 de la région SMCB1. Les régions de formations d'étoiles étudiées, SMCB1 n°1 et 2 sont repérées par rapport à la carte ISOPHOT à  $170\mu\text{m}$  de tout le SMC.

#### 7.1.1.2. Les spectres ISO CVF

La région SMCB1 n°1 a été observée dans le cadre du programme de temps garanti conçu pour caractériser l'émission de la poussière interstellaire dans l'infrarouge moyen dans divers environnements. Le spectre de cette région a été analysé précédemment par Reach et al. (2000). Ils observent une émission diffuse à la position du nuage moléculaire détecté en CO (Rubio et al. 1993b), dominée par les bandes en émission des PAHs, mais aussi l'émission d'une source enfouie. Cependant, aucune conclusion sur l'abondance des PAHs ne pouvait être tirée par manque de données dans l'infrarouge lointain avec une résolution suffisante. L'idée de cette étude est de compléter le spectre de cette région avec des données à plus grandes longueurs d'ondes, MIPS/Spitzer, afin de quantifier l'abondance des PAHs détectés par rapports aux autres composantes de grains. Les caractéristiques et les étapes de réduction de ces données ISOCAM sont présentées dans Reach et al. (2000). Les données ont été obtenues avec des pixels de  $12''$ .

La région de formation d'étoiles SMCB1 n°2 faisait partie d'une série d'observations visant à compléter le programme sur l'émission de la poussière interstellaire dans certaines régions de formation d'étoiles. Le spectre-image CVF de cette région a été réduit suivant la procédure décrite par Boulanger et al. (2005a). Celle-ci donne un cube de données de l'émission entre 5 et  $17\mu\text{m}$  avec une résolution spatiale ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 40$ ) et une taille des pixels de  $6''$ .



**FIG. 7.2:** Spectres CVF des régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 et n°2. Les bandes aromatiques des PAHs observées en émission sont mentionnées par des traits verticaux verts. Les raies du néon sont marquées par des traits verticaux bleus.

Les incertitudes sur les spectres CVF sont discutées dans Boulanger et al. (2005a). La principale incertitude photométrique sur l'émission étendue vient de la lumière diffusée ("stray light"); elle est dans les 15-20% d'erreurs.

Les spectres des deux régions sont présentés à la figure 7.2. Le spectre de SMCB1 n°1 représente l'émission diffuse du nuage sans inclure la source ponctuelle ISO présente sur le bord du nuage CO (Reach et al. 2000). SMCB1 n°2 est une région beaucoup plus complexe avec plusieurs sources de chauffage. Je n'ai pas cherché à séparer la contribution des sources de celle de l'émission diffuse. Le spectre présenté est moyenné sur la région de formation d'étoiles après soustraction du spectre d'une région de référence extérieure.

### 7.1.2. Les données Spitzer

Le Petit Nuage de Magellan a été observé dans toutes les bandes IRAC et MIPS du télescope Spitzer par l'équipe de A. Bolatto (Berkeley). Ces données permettent de compléter les spectres CVF pour couvrir une large gamme de longueurs d'ondes permettant de contraindre l'émission des différentes composantes de grains interstellaires. Ces données ont été réduites par l'équipe instigatrice du relevé. La calibration des données MIPS a été décrite au §6.2.3. Les données IRAC posent des problèmes de réduction et de calibration actuellement. Une collaboration avec cette équipe est en cours pour travailler sur ces problèmes afin d'ajouter à terme à l'étude, les données IRAC dans toutes les bandes photométriques. La modélisation de ces deux régions

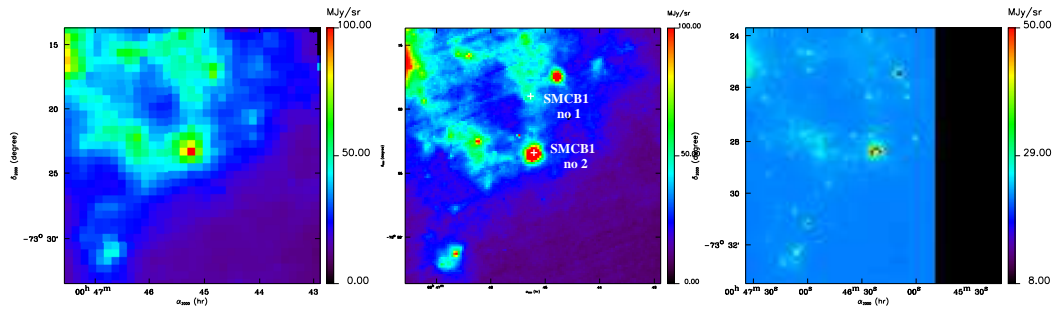


FIG. 7.3: Extraits du relevé Spitzer du SMC autour des régions SMCB1 n°1 et 2 : données MIPS à 160, 70 et 24  $\mu\text{m}$  (de gauche à droite)

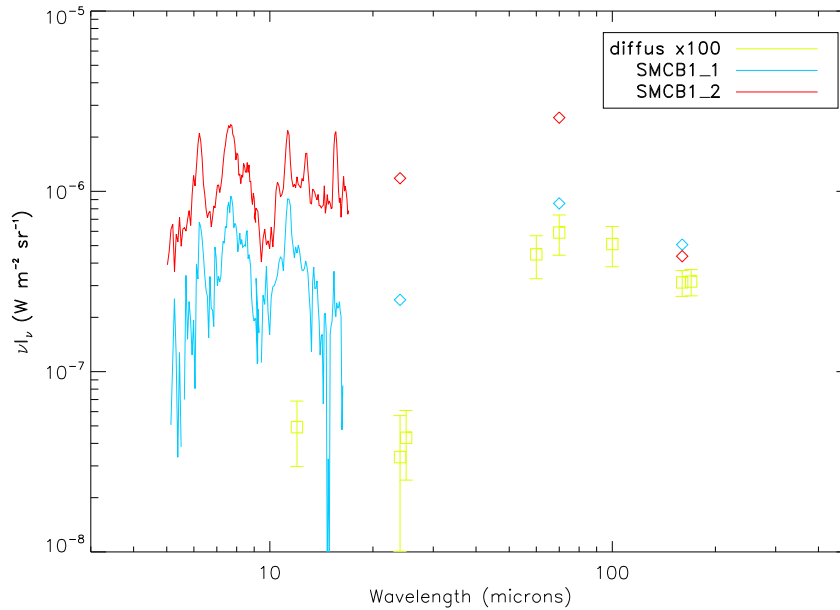
observées avec ISOCAM en spectro-imagerie devrait permettre de comprendre les couleurs IRAC observées dans les autres régions de formation d'étoiles de la barre et de généraliser ainsi l'étude des propriétés des poussières à toutes ces régions.

### 7.1.3. Combinaison des données

Les données MIPS et ISOCAM sont à des résolutions et des projections différentes. Cette section décrit la procédure suivie pour combiner ces différentes données et ainsi construire les distributions spectrales en énergie de la poussière.

Pour SMCB1 n°1, j'ai d'abord mesuré la brillance sur un pixel de l'image à 160 $\mu\text{m}$  (de 35"  $\times$  35", égal à la taille du lobe, centré à 00<sup>h</sup>45<sup>m</sup>30<sup>s</sup> -73°18'43") qui coïncide avec le nuage CO. J'ai ensuite calculé la brillance moyenne des autres cartes MIPS et LW2 (qui ont toute une meilleure résolution et un meilleur échantillonnage) sur la surface définie par ce pixel. J'ai pris une région de référence centrée à 00<sup>h</sup>45<sup>m</sup>52<sup>s</sup> -73°18'55" dont l'émission est uniquement diffuse. Le signal dans cette région de référence a été soustrait à celui mesuré sur le nuage. La brillance LW2 est traduite en un spectre dans la gamme CVF en supposant que la distribution spectrale est similaire à celle déterminée sur une fenêtre qui recoupe largement mais n'est pas exactement le pixel à 160 $\mu\text{m}$  choisi (cf. Fig 7.2, partie haute). Les observations HI de la région SMCB1 n°1 après soustraction de l'émission dans la région de référence donnent une densité de colonne de  $N_{H_I} = 1.5 \times 10^{21}$  at.cm<sup>-2</sup> associée à SMCB1 n°1. Cependant, l'hydrogène moléculaire ne peut pas être négligé dans une région dense comme SMCB1 n°1 et cette valeur est donc une limite inférieure sur la quantité d'hydrogène du nuage modélisé.

Pour SMCB1 n°2, la région d'émission est plus étendue que 35"  $\times$  35". J'ai donc procédé différemment en lissant toutes les cartes à la résolution de MIPS 160 $\mu\text{m}$ . La brillance de la région SMCB1 n°2 est ensuite obtenue à chaque longueur d'onde en moyennant la brillance des cartes lissées sur l'ensemble de la région de formation d'étoiles. Ici encore, j'ai pris une région de référence pour la brillance en dehors de la région de formation d'étoiles.



**FIG. 7.4:** Distributions spectrales en énergie obtenues pour les régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 (en bleu) et n°2 (en rouge). La distribution spectrale obtenue pour le milieu diffus est affichée pour comparaison (en jaune).

Les brillances MIPS obtenus pour ces régions sont listés dans la table 7.1 et permettent de construire les distributions spectrales en énergie des régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 et 2, comparables à celle du milieu diffus (cf. figure 7.4).

Nom	I(24 $\mu$ m) MJy.sr $^{-1}$	I(70 $\mu$ m) MJy.sr $^{-1}$	I(160 $\mu$ m) MJy.sr $^{-1}$
SMCB1 n°1	2	20	27
SMCB1 n°2	9.5	59.8	23.3

**TAB. 7.1:** Flux des sources SMCB1 n° 1 et 2 mesurés dans les bandes MIPS à la résolution de 35".

## 7.2. Analyse des données

L'émission dans l'infrarouge moyen dans la gamme couverte par le filtre variable d'ISOCAM (CVF) comprend les bandes d'émissions aromatiques des PAHs, le continuum d'émission des petits grains de poussière, ainsi que des raies de structure fine du gaz ionisé (cf. Fig. 7.2). L'émission dans l'infrarouge moyen à lointain dans la gamme de longueurs d'ondes couverte par les observations Spitzer/MIPS montre l'émission des petits grains de poussière chauffés stochastiquement et des gros grains de poussière à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement.

### 7.2.1. Emission des PAHs

Les spectres des régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 et 2 montrent tous deux les bandes en émission des PAHs à  $\lambda = 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.6 \mu\text{m}$ . Ces bandes dominent l'émission de la région SMCB1 n°1 comme observé par Reach et al. (2000) mais sont aussi observées clairement dans le spectre SMCB1 n°2. L'importance relative des bandes des PAHs semble varier entre les régions. Cependant ces variations dépendent des propriétés de la région d'une manière qui n'est pas encore bien comprise. J'ai donc choisi de ne pas m'attarder sur cette problématique dans le cadre de cette étude.

La présence des PAHs dans ces deux régions de formation d'étoiles est déjà en elle-même surprenante. En effet, les courbes d'extinction observées en direction de régions de formation d'étoiles massives dans le SMC ne montrent pas de bump à  $2175 \text{ \AA}$ , une caractéristique supposée des PAHs (Weingartner & Draine 2001). Les observations de la région de formation d'étoiles massives N66 dans le nord du SMC montrent une destruction des PAHs (Contursi et al. 2000) en accord avec l'absence de bump. La présence inattendue des PAHs avait été mise en valeur par Reach et al. (2000) dans leur étude de SMCB1 n° 1, mais on observe ici que ceux-ci peuvent aussi être présents dans des régions de formation d'étoiles massives comme SMCB1 n°2 contrairement à ce qu'on aurait pu attendre.

### 7.2.2. Continuum en émission des VSGs

Le spectre de la région SMCB1 n°1 ne montre pas de continuum sous-jacent à l'émission des PAHs du spectre CVF contrairement à la région SMCB1 n°2. Le spectre de la région SMCB1 n° 2 montre un continuum significatif dû à des petits grains chauffés stochastiquement.

La présence d'un continuum ainsi que des PAHs dans le spectre de SMCB1 n°2 montre que cette région possède à la fois une partie ionisée et une partie plus dense, neutre ou moléculaire. Cependant, la résolution spatiale ne permet pas d'isoler les différentes composantes des régions de formation d'étoiles contrairement à une étude réalisée avec des données similaires dans la région 30 Doradus du LMC (Boulanger et al. 2005b).

### 7.2.3. Emission des gros grains à l'équilibre thermique

La partie grandes longueurs d'ondes des SEDs construites pour les régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 et 2 est faite par l'émission des gros grains à l'équilibre thermique. L'observation du pic d'émission de ces distributions spectrales semble indiquer que la région SMCB1 n°2 est chauffée par un champ de rayonnement plus intense que SMCB1 n°1. Cette indication est en accord avec l'idée d'une région SMCB1 n°2 en partie ionisée et chauffée par le rayonnement d'étoiles jeunes et massives.



### 7.2.4. Raies du gaz dans la région SMCB1 n°2

Dans le spectre de la région SMCB1 n°2, on observe aussi des raies de structure fine du gaz nébulaire et en particulier celles du [NeII] et [NeIII], montrant que la région SMCB1 n°2 est en partie ionisée.

La valeur comme diagnostic des rapports de raies nébulaires MIR, et en particulier celui des raies [NeIII] à  $15.56\mu\text{m}$  et [NeII] à  $12.81\mu\text{m}$ , a fait l'objet de beaucoup d'attention récemment. Le rapport des raies [NeIII]/[NeII] est indépendant des abondances du néon. Il est sensible à la structure d'ionisation de la nébuleuse et à la forme spectrale du champ de rayonnement UV, tracant ainsi les populations d'étoiles chaudes et massives. La déduction de la structure précise de l'ionisation de la nébuleuse n'est pas évidente mais on peut déduire une estimation de la mesure d'émission de la région. Les forts rapports [NeIII]/[NeII] indiquent des champs de rayonnements élevés et durs dans les régions de faible métallicité.

Les raies du néon observées dans le spectre de SMCB1 n°2 sont ajustées par des gaussiennes. La raie de [NeII] à  $12.8\mu\text{m}$  étant fusionnée avec la bande PAH à  $\lambda = 12.6\mu\text{m}$ , j'utilise un spectre CVF obtenu dans la nébuleuse NGC 7023 comme modèle pour séparer les deux contributions. L'intensité déduite de la raie de [NeII] est de  $0.015 \cdot 10^{-6} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$  et celle de [NeIII]  $0.033 \cdot 10^{-6} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$  d'où un rapport [NeIII]/[NeII] de 2.2. Cette valeur est comparable à la limite inférieure trouvée pour N66 (Contursi et al. 2000) et six fois moins importante que pour 30 Doradus (Boulanger et al. 2005b), montrant que cette région est fortement ionisée sans être extrême.

D'un point de vue quantitatif, on peut déduire la mesure d'émission (cf. equation 2.1) à partir de l'intensité de ces raies par :

$$EM = \frac{\frac{I_{\text{NeII}}}{2.2 \times 10^{-5}} + \frac{I_{\text{NeIII}}}{7.6 \times 10^{-5}}}{Z} \quad (7.1)$$

où  $Z$  est la métallicité du SMC (Willner & Nelson-Patel 2002). Je trouve  $EM = 11200 \text{ pc}\cdot\text{cm}^{-6}$ , trente fois moins que dans la région de formation d'étoiles massives 30 Doradus du LMC. Cette valeur caractérise le flux de photons ionisants de la région HII et pourrait à terme être utilisé comme contrainte dans la modélisation de SMCB1 n°2.

### 7.2.5. Conséquences pour la modélisation de ces régions

La région SMCB1 n°1 choisie n'inclut pas de source de chauffage. L'examen de la carte MIPS à  $160\mu\text{m}$  ne montre pas clairement un pic d'émission à la position du nuage détectée en CO mais plutôt une extension comparable à l'émission HI. De plus, l'émission PAH dans le filtre LW2 est elle aussi plus étendue que le nuage CO. Cela suggère que la distribution spectrale obtenue à la position de SMCB1 n°1 correspond à l'émission de l'enveloppe du nuage moléculaire. SMCB1 n°1 peut donc être modélisé de manière simple comme pour le milieu diffus.

La région de formation d'étoiles SMCB1 n°2 est plus complexe. Le spectre montre à la fois les bandes PAHs et les raies du gaz ionisé. Les cartes montrent qu'il existe

plusieurs sources internes d'excitation. J'ai tenté de modéliser cette région comme la superposition d'une région HII et une PDR dont il faut déterminer les contributions relatives. Les résultats obtenus sont trop préliminaires pour être présentés ici.

## 7.3. Modélisation de la région SMCB1 N°1

Le nuage SMCB1 n°1 a été découvert fortuitement lors d'observations de l'émission CO dans le cadre du programme clé du télescope submillimétrique ESO-SEST sur les nuages de Magellan (Rubio et al. 1993b). Ce nuage est loin de toute trace d'étoile O dans les données existantes en  $H\alpha$  et dans le continuum radio, et les raies de l'émission moléculaire qui y sont mesurées sont étroites, indiquant que le gaz est quiescent dynamiquement. Ainsi, le nuage est sans doute excité par le champ de rayonnement global du SMC uniquement. De plus, la distribution spectrale en énergie construite correspond vraisemblablement à l'émission de l'enveloppe du nuage moléculaire détecté en CO, ce qui permet de se placer dans le cas d'une émission optiquement mince. Ce nuage est ainsi un laboratoire simple pour l'étude des propriétés de la poussière du SMC dans un milieu dense loin des sites de formation d'étoiles massives.

### 7.3.1. Présentation du modèle

J'ai modélisé la distribution spectrale en énergie de SMCB1 n° 1 construite au §7.1 en utilisant le modèle de poussière de Désert et al. (1990). Le nuage est éclairé par un champ de rayonnement interstellaire (ISRF) approximé par l'ISRF de Mathis et al. (1983) au voisinage solaire, multiplié par un facteur  $\chi$  qui est un paramètre libre du modèle. La distribution de taille des trois composantes de poussières (PAHs, petits et gros grains) est supposée identique à celle de la Galaxie (Désert et al. 1990) mais les abondances relatives sont libres.

Les observations infrarouge en dessous de  $160\mu\text{m}$  tracent l'émission de l'enveloppe du nuage, où CO est photodissocié et où le rayonnement UV pénètre. Il est donc raisonnable de modéliser ce nuage comme un milieu optiquement mince, ce qui évite la complexité d'un modèle de transfert du rayonnement. Dans la modélisation, l'opacité effective du nuage est fixée. Pour une gamme d'intensités du champ de rayonnement, le modèle d'émission des poussières de la région SMCB1 n°1 est utilisé pour déduire un spectre d'émission infrarouge des trois composantes de grains. La distribution spectrale de SMCB1 n°1 est ajustée par une combinaison linéaire de l'émission de ces trois composantes.

J'ai considéré trois valeurs de l'opacité effective dans l'UV :  $\tau_{UV} = 1$  qui représente la limite de validité du modèle sans transfert,  $\tau_{UV} = 0.3$  qui pour un rapport poussière sur gaz dix fois moindre que dans le voisinage solaire correspond à la densité de colonne observée en HI, et  $\tau_{UV} = 0.5$ , un cas intermédiaire.

Pour chaque opacité, le meilleur ajustement permet de déduire une valeur du champ de rayonnement et les abondances relatives des différentes composantes de

la poussière ( $\frac{m_{PAH}}{m_{BG}}$  et  $\frac{m_{VSG}}{m_{BG}}$ ). Ce modèle ne peut pas contraindre le rapport gaz-sur-poussière, faute de mesure de la densité de colonne de gaz totale.

### 7.3.2. Resultats

Pour chaque opacité, la force du champ de rayonnement et les abondances relatives des différentes composantes de poussière obtenus sont présentés à la table 7.2, ainsi que les spectres d'émission correspondants.

Pour les 3 valeurs de  $\tau$ , j'obtiens un modèle donnant un bon ajustement des données. Il n'est pas possible de contraindre la quantité de matière présente dans le nuage. Cependant, le champ de rayonnement pour le modèle d'opacité  $\tau_{UV} = 1$  correspond à un champ de rayonnement assez proche de celui du milieu diffus et correspond à une limite inférieure pour l'ISRF éclairant SMCB1 n°1. Ce résultat permet de valider à posteriori le choix d'une modélisation optiquement mince et permet de poser une limite supérieure à la densité de colonne de gaz du nuage : pour un rapport poussières-sur-gaz dix fois moindre que dans le voisinage solaire on a  $N_H \lesssim 5 \times 10^{21} \text{at.cm}^{-2}$ . Faute d'une connaissance plus précise de la quantité de matière présente dans le nuage étudié, la modélisation de SMCB1 n°1 ne contraint pas non plus vraiment la force du champ de rayonnement interstellaire éclairant ce nuage.

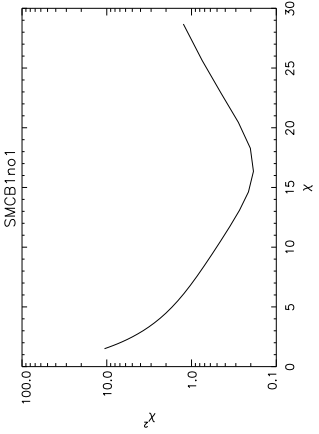
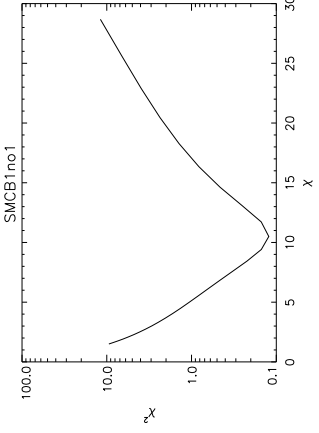
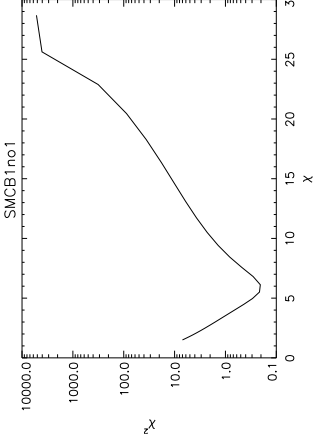
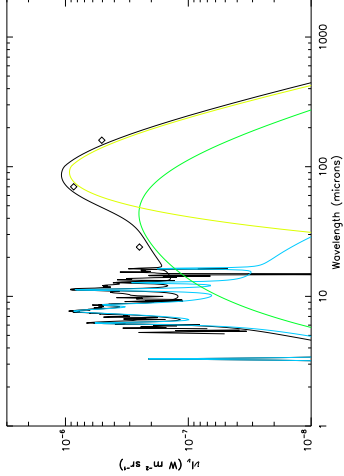
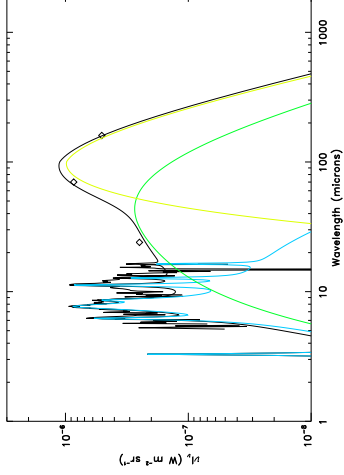
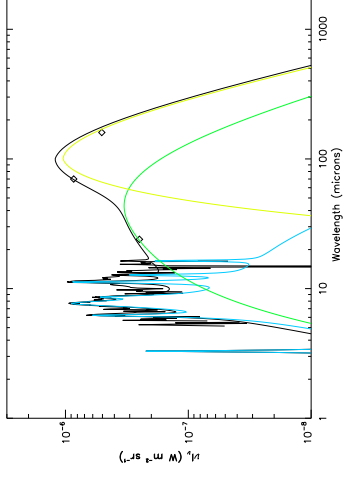
Cependant, quelle que soit l'opacité du milieu, les abondances relatives des composantes de grains restent les mêmes et sont donc bien contraintes. La modélisation de l'émission de la poussière de la région SMCB1 n°1 montre que le rapport d'abondances PAHs/gros grains est le même que dans le voisinage solaire. Ce résultat est étonnant car on s'attend à une destruction des PAHs dans les régions de formation d'étoiles. Mon étude montre que ce n'est pas le cas au moins dans cette région.

Les meilleurs ajustements donnent aussi des rapports d'abondances VSG/BG plus grands que dans le voisinage solaire. Dans le MIS diffus, un excès significatif à  $60\mu\text{m}$  est observé qui n'est pas modélisé simplement. Cet excès pourrait aussi exister dans l'émission de SMCB1 n°1 et biaiser l'interprétation de la modélisation du fait du manque de couverture spectrale à grande longueur d'ondes. Des données dans l'infrarouge moyen seraient nécessaires pour mieux contraindre la distribution spectrale en énergie et les abondances des petits grains de poussière. Un spectre IRS/Spitzer a été observé dans la direction de SMCB1 n°1 et devrait permettre de mieux contraindre les abondances des petits grains dans cette région. Il est possible ici encore que la forme du champ de rayonnement influe sur la forme du spectre en émission et sur les abondances relatives des grains.

## 7.4. Conclusion

J'ai utilisé des données MIPS/Spitzer pour compléter les spectres CVF des régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 et 2. La combinaison de ces données me permet de construire la distribution spectrale en énergie de ces régions. Les deux SEDs

**TAB. 7.2:** Paramètres et spectres correspondants aux meilleurs ajustement pour différentes densités de colonne d'hydrogène

$\tau_{eff}$	0.3	0.5	1.0
$N_H$	$1.6 \times 10^{21}$ at.cm <sup>-2</sup>	$3 \times 10^{21}$ at.cm <sup>-2</sup>	$5 \times 10^{21}$ at.cm <sup>-2</sup>
$\chi$	16	11	6
$m_{FAH}$ $m_{BG}$	1.0	1.0	1.0
$m_{VSG}$ $m_{BG}$	2.2	2.3	2.6
			
			

de ces régions de formation d'étoiles montrent la présence de PAHs en émission. Cette émission forte des PAHs dans le SMC est surprenante puisque les études en extinction en direction de régions de formation d'étoiles ne montrent pas de "bump" à  $2175\text{\AA}$ , une caractéristique attribuée aux PAHs. Ce constat avait déjà été fait par Reach et al. (2000) pour SMCB1 n°1 mais mon étude montre ici que ce cas n'est pas isolé. Les PAHs semblent être présents même dans des régions de formation d'étoiles massives et en partie ionisées, comme SMCB1 n°2.

J'ai modélisé la région de formation d'étoiles SMCB1 n°1 à l'aide du modèle de poussière de Désert et al. (1990) pour contraindre les abondances relatives des composantes de grains dans cette région. Je trouve que le rapport d'abondances PAHs/BGs est similaire à celui du voisinage solaire alors que le rapport VSGs/BGs est plus grand que dans notre Galaxie. Le premier résultat quantifie ce qui avait été constaté de manière uniquement qualitative dans le spectre CVF de cette région. La forte abondance des VSGs pourra être testée avec les données spectroscopiques disponibles (IRS). Les résultats présentés ici sont préliminaires et les modèles proposés ne sont ni uniques ni parfaits, mais la conclusion sur l'abondance des PAHs semble robuste.

Dans la région de formation d'étoiles massives SMCB1 n°2, l'émission des PAHs est là encore observée clairement. Il est possible que dans cette région aussi les PAHs soient abondants par rapport aux gros grains, comme dans le voisinage solaire. Cela devra être confirmé par la modélisation de cette région.

Une étude de la région de formation d'étoile 30 Doradus dans le LMC a été effectuée par Boulanger et al. (2005b) avec des données infrarouge similaires à celles des régions de formation d'étoiles du SMC. J'ai participé à la partie modélisation de cette étude et un modèle similaire pour la région SMCB1 n°2 est actuellement en construction. Comme dans 30 Doradus (Boulanger et al. 2005b) et N66 (Contursi et al. 2000), il est vraisemblable que l'émission des PAHs provienne de régions de photodissociations à la surface de grumeaux moléculaires plongés dans du gaz ionisé. Dans ce cas, l'intensité des PAHs dépend avant tout du facteur de remplissage en surface de ces grumeaux.

La compréhension de ces phénomènes d'évolution des propriétés dans les régions de formation d'étoiles observées en spectro-photométrie est une étape clé pour comprendre les couleurs observées par l'instrument IRAC à bord du satellite Spitzer. A terme, les spectres de ces régions SMCB1 n°1 et 2 peuvent servir de modèles spectraux pour la compréhension des régions où moins de couverture spectrale est disponible. Il existe une troisième région dans le SMC observée en spectro-imagerie, N66. La construction de la distribution spectrale en énergie de cette région et sa modélisation puis son analyse font partie des perspectives après-thèse. Cette région est particulièrement intéressante à modéliser puisqu'il semble y avoir une destruction des PAHs dans les régions où le champ de rayonnement est le plus fort.

L'étude détaillée des propriétés d'émission de la poussière dans les environnements de faible métallicité est assez récente. Après IRAS, ISO a apporté la sensibilité nécessaire pour commencer l'exploration de l'émission entre  $5$  et  $15\mu\text{m}$  (MIR), où une grande variété de composantes physiques du MIS peuvent être tracées. La sensibilité

et la résolution du télescope Spitzer donnent un moyen de plonger plus profondément dans les propriétés détaillées des galaxies naines et de compléter les spectres MIR ISOCAM par des données à plus grandes longueurs d'ondes avec une résolution angulaire comparable. La compréhension des distributions spectrales en énergie de l'infrarouge moyen à lointain des régions de formation d'étoiles individuelles dans une galaxie de faible métallicité devrait permettre de mieux comprendre les distributions spectrales en énergie observées de façon globale pour les galaxies proches de faible métallicité (par exemple pour les galaxies naines ; Galliano et al. (2003, 2005), Madden et al. (2005)).



Troisième partie .

Emission millimétrique des grains :  
traceur de matière dense





# 8

## Introduction : les nuages moléculaires, sites de formation d'étoiles

---

<b>8.1. Traceurs des nuages moléculaires . . . . .</b>	<b>84</b>
8.1.1. Le monoxyde de carbone, CO . . . . .	84
8.1.2. Les rayons gamma . . . . .	87
8.1.3. L'émission de la poussière . . . . .	87
8.1.4. Bilan des différents traceurs . . . . .	88
<b>8.2. Propriétés des nuages moléculaires . . . . .</b>	<b>89</b>
8.2.1. Formation et structure . . . . .	89
8.2.2. Propriétés chimiques et thermiques . . . . .	89
8.2.3. Propriétés dynamiques . . . . .	91
<b>8.3. Equilibre et instabilités . . . . .</b>	<b>91</b>
8.3.1. Le théorème du viriel . . . . .	91
8.3.2. Masse de Jeans . . . . .	92
8.3.3. Instabilités en présence d'un champ magnétique . . . . .	93
8.3.4. Instabilités dans un milieu turbulent . . . . .	93

---

Le gaz moléculaire est particulièrement important car c'est le lieu de formation des étoiles dans une galaxie. Dans le voisinage solaire, le gaz moléculaire constituerait environ la moitié du gaz total. La plupart de ce gaz est concentré dans de grands agrégats appelés nuages moléculaires géants (GMCs), mais la quantité exacte de gaz

moléculaire présente dans notre Galaxie reste inconnue car  $H_2$  est pratiquement impossible à observer directement dans les régions interstellaires froides, généralement obscurcies, où les molécules se forment et survivent.

La molécule simple stable et diatomique de monoxyde de carbone a joué un rôle essentiel dans l'étude des GMCs et du gaz moléculaire dans l'espace. Les transitions rotationnelles de CO aux basses fréquences sont directement observées, même dans le gaz moléculaire ténu. La plus basse de ces transitions, la raie 1-0 à 115 GHz est devenue pour les radio astronomes, l'analogue moléculaire de la raie à 21cm de l'hydrogène atomique pour l'étude du milieu interstellaire.

## 8.1. Traceurs des nuages moléculaires

La plupart du gaz moléculaire dans les galaxies est sous la forme de  $H_2$  froid (10-20 K), qui ne rayonne pas et n'est donc suspecté qu'à partir de traceurs. Le traceur le plus courant est la molécule de monoxyde de carbone, CO. Mais la matière interstellaire, et en particulier celle moléculaire, peut aussi être tracée par l'émission des rayons gamma ou de la poussière interstellaire.

### 8.1.1. Le monoxyde de carbone, CO

La molécule de CO est excitée par les collisions avec  $H_2$  et devrait être un bon traceur ; mais ses raies de rotations principales sont la plupart du temps optiquement épaisses et l'abondance de CO dépend des conditions environnementales (métallicité, densité, champ de rayonnement, ...). Il existe trois méthodes pour déduire des quantités de gaz moléculaire à partir de l'observation de l'émission de CO : le facteur de conversion CO-vers- $H_2$ , les isotopes de CO, et les masses virielles.

#### 8.1.1.1. Le facteur de conversion CO-vers- $H_2$

Cette méthode est basée sur le résultat empirique que les nuages moléculaires dans notre Galaxie ont un rapport plus ou moins constant entre la masse et la luminosité  $^{12}CO$ . On utilise alors un facteur de conversion  $X = N(H_2)/I_{CO}$  pour convertir la luminosité  $^{12}CO$  observée dans une région en densité de colonne de  $H_2$ . La calibration de ce facteur dans notre Galaxie est faite avec les autres traceurs de gaz moléculaires et un certain consensus est atteint pour  $X \approx 2 \times 10^{20} \text{at.cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} (\text{km.s}^{-1})$  en moyenne dans notre Galaxie. Cependant, la luminosité CO variant avec la métallicité, on s'attend à de grandes variations du facteur  $X$  avec la métallicité et la loi d'évolution est encore mal contrainte par les observations et est largement débattue. Les études théoriques montrent que ce facteur dépend du champ de rayonnement, de la métallicité, de la pression externe et de la force du champ magnétique (Elmegreen 1989). Il n'y a pas de raison de supposer que ces facteurs sont constants d'un point à l'autre de la Galaxie ou d'une galaxie à l'autre, et donc l'utilisation du facteur Galactique moyen CO-vers- $H_2$  pour des galaxies extérieures introduit un biais sur la quantité d'hydrogène moléculaire.

La détermination du facteur de conversion  $X$  repose principalement sur l'estimation de  $N(\text{H}_2)$ . Dans la littérature, elle est calculée de trois manières différentes pour les environnements de faible métallicité : en comparant les luminosités CO avec la masse virielle, en modélisant la chimie du carbone et en utilisant l'émission FIR de la poussière.

- **Estimations virielles :** La vaste majorité des estimations du facteur de conversion CO-vers- $\text{H}_2$  de la littérature est obtenue grâce à la comparaison de la luminosité CO et des masses virielles (Boselli et al. 1997, Chin et al. 1998, Taylor et al. 1999, Walter et al. 2001, Bolatto et al. 2003, Rosolowsky et al. 2003). Cette méthode donne des variations plutôt linéaires du facteur de conversion avec la métallicité :  $\log X \propto -0.67 \log \frac{[\text{O}]}{[\text{H}]}$  (Wilson 1995),  $\log X \propto -1.0 \log \frac{[\text{O}]}{[\text{H}]}$  (Arimoto et al. 1996),  $\log X \propto -1.01 \log \frac{[\text{O}]}{[\text{H}]}$  (Boselli et al. 1997, 2002). Pour le SMC, Rubio et al. (1993a) ont analysé les données CO du SEST et ont calculé des estimations de  $X$  pour les nuages du SMC. Ces facteurs de conversion sont en accord avec les différentes relations de  $X$  avec la métallicité obtenues à partir des masses virielles.
- **Modélisation chimique :** Dans les environnements de faible métallicité, la majeure partie du gaz  $\text{H}_2$  est située dans des couches du nuage où CO est photodissocié et le carbone est principalement sous forme de CII.  $N(\text{H}_2)$  de cette couche de gaz peut alors être déterminée par la raie de CII à  $158 \mu\text{m}$ , si la température du gaz est estimée. Cette méthode a été appliquée à la galaxie IC-10 par Madden et al. (1997). Israel (2005) a analysé l'excitation CO et conclut que cette couche de photodissociation a aussi une contribution significative à l'émission CO. En utilisant une modélisation de l'excitation de la raie de CO avec un modèle PDR, il a estimé la densité de colonne totale du carbone atomique dans cette couche. En utilisant une métallicité déterminée, il déduit  $N(\text{H}_2)$  et des facteurs  $X$ . On notera que les incertitudes sur ces méthodes sont assez grandes ; pour une même galaxie (IC-10) Israel (2005) et Madden et al. (1997) trouvent tous deux de grandes valeurs de  $X$ , mais 5 à 100 fois la valeur Galactique. Il existe peu de galaxies faiblement métalliques étudiées ainsi, mais les valeurs de  $X$  obtenues sont élevées et viennent appuyer une évolution significative de  $X$  avec la métallicité (plus que linéaire).
- **Emission de la poussière :** Israel (1997) a utilisé l'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain et les densités de colonne de HI dans les galaxies magellaniques irrégulières (incluant les nuages de Magellan) pour déduire des densités de colonne de  $\text{H}_2$ . Une dépendance de  $X$  avec à la fois le champ de rayonnement et la métallicité est trouvée, mais en négligeant le premier paramètre, il trouve  $\log X \propto -2.7 \log \frac{[\text{O}]}{[\text{H}]}$ . Israel (2000) a ajouté des estimations supplémentaires de  $X$  à cette étude, obtenues avec différentes méthodes (Guelin et al. 1993, Braine et al. 1997, Madden et al. 1997, Dahmen et al. 1998, Israel et al. 1998a,b, Israel & Baas 1999, Israel et al. 1999), et il trouve une tendance similaire :  $\log X \propto -2.5 \log \frac{[\text{O}]}{[\text{H}]}$ . Cependant, l'étude d'Israel (1997) souffre d'un certain nombre de problèmes dans la détermination de la tempé-

rature qui pourrait sévèrement biaiser les densités de colonne de  $H_2$  obtenues. Il utilise le rapport des flux IRAS  $60 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}$  pour déterminer une seule température de poussière en chaque point. Une température moyenne n'est pas une bonne estimation car il existe sans doute des variations dans un lobe, ce qui a des effets non linéaires sur la densité de colonne. De plus, les très petits grains contribuent sans doute de manière significative à l'émission à  $60 \mu\text{m}$ . Cependant, il est possible que son utilisation de mesures relatives du rapport de la brillance IR lointain sur les densités de colonne de HI au lieu des estimations absolues annule les erreurs sur la température.

Les études de la littérature donnent des évolutions de  $X$  avec la métallicité très variables. Ces études reposent entre autre sur la validité de l'abondance relative de l'oxygène comme indicateur de la métallicité. Les relations trouvées semblent dépendre de la méthode utilisée.

Il faut noter qu'un certain nombre d'études de la littérature utilisent des températures de poussières très froides qui donnent alors des masses importantes et donc des facteurs  $X$  importants (Galliano et al. 2005). Si de telles quantités de poussière très froides existent, la relation entre le rapport des émissions millimétriques et CO et le facteur de conversion  $X$  n'est plus direct et dépend de la température du nuage, et la relation de  $X$  avec la métallicité déduite en serait affectée.

### 8.1.1.2. Les densités de colonne du $^{13}\text{CO}$ ou $\text{C}^{18}\text{O}$

Contrairement aux principales raies de rotation de  $^{12}\text{CO}$ , les raies observées de  $^{13}\text{CO}$  ou  $\text{C}^{18}\text{O}$  sont souvent optiquement minces, et on peut donc en déduire des densités de colonne en intégrant l'intensité dans la raie. Cependant, ces isotopes peuvent être de mauvais traceurs car ils ne tracent que les coeurs denses et sont photodissociés de manière sélective.

### 8.1.1.3. Le théorème du viriel

Dans les faits, les profils CO donnent une dispersion en vitesse  $\Delta V$  des nuages moléculaires et leur taille projetée  $R$ . De ces paramètres, on peut déduire une masse virielle sous un certain nombre d'hypothèses (nuage sphérique, pas de champ magnétique, profil en densité, ...). Par exemple, pour un nuage sphérique avec une densité en  $1/r$ , MacLaren et al. (1988) donnent

$$M_{vir} = \frac{9\sigma^2 R}{2G} \quad (8.1)$$

et observationnellement :

$$M_{vir}(M_\odot) = 190\Delta V^2(\text{km.s}^{-1})R(\text{pc}) \quad (8.2)$$

Cette formulation correspond à une forme approximative du théorème du viriel, ignorant les complications liées à la pression de surface et au champ magnétique<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Sous ces conditions :

$$M_{vir} = \frac{k\sigma^2 R}{G} \quad (8.3)$$

Malgré le caractère simplificateur des hypothèses, cette méthode a l'avantage d'être applicable à des environnements très variés (des sous-structures d'un nuage moléculaires aux nuages moléculaires géants, dans notre Galaxie et dans les galaxies externes) tant que les structures étudiées sont auto-gravitantes.

### 8.1.2. Les rayons gamma

Les protons et les électrons des rayons cosmiques interagissent avec l'hydrogène et l'hélium dans le milieu interstellaire pour produire de l'émission diffuse de rayons  $\gamma$ . Le milieu interstellaire étant transparent aux rayons  $\gamma$ , le flux  $\gamma$  observé peut être utilisé pour mesurer la masse d'un nuage interstellaire, étant donné la distance du nuage et le spectre d'énergie des rayons cosmiques au nuage. Pour cela, on décompose le flux  $\gamma$  en fonction de composantes observées, telles que l'émission HI, CO, l'émission thermique de la poussière, le fond extragalactique, ... Dernièrement Grenier et al. (2005) ont décomposé le flux observé avec EGRET<sup>2</sup> et déduisent des masses d'hydrogène moléculaire associé à CO, ainsi qu'une composante sombre qui pourrait être du HI froid ou du H<sub>2</sub> non tracé par CO. Cependant, l'utilisation des rayons  $\gamma$  pour tracer le gaz moléculaire ne peut s'appliquer qu'aux GMCs Galactiques du fait de la faible résolution et de la faible sensibilité des observations.

### 8.1.3. L'émission de la poussière

Les densités de colonne de gaz et donc les masses des nuages peuvent être obtenues à partir des densités de colonne de poussières déduites de la photométrie infrarouge à submillimétrique en supposant un rapport poussière sur gaz. En effet, l'émission de la poussière peut s'exprimer comme :

$$I_\lambda = N_H \epsilon_H(\lambda) B_\lambda(T_{pouss}) \quad (8.5)$$

où  $N_H$  est la densité de colonne du nuage,  $\epsilon_H(\lambda)$  est l'émissivité de la poussière par atome d'hydrogène à la longueur d'onde  $\lambda$  et  $T_{pouss}$  est la température de la poussière. L'émissivité par atome d'hydrogène (qui est une quantité directement observée) peut s'exprimer en termes du coefficient d'absorption par unité de masse de poussières  $\kappa(\lambda)$  :

$$\epsilon_H(\lambda) = \kappa(\lambda) x_d \mu m_H \quad (8.6)$$

---

où  $\sigma$  est la dispersion de vitesse à 1 dimension, moyennée sur le système dans son entier. En se plaçant dans le cas d'un nuage sphérique avec une loi en densité  $\rho \propto 1/r$ ,  $k = 9/2$  (pour une densité uniforme,  $k = 5$ ), et la masse virielle s'exprime alors  $M_{vir} = 9\sigma^2 R/2G$ . En supposant une distribution gaussienne des vitesses, cette équation peut s'exprimer en fonction de la dispersion de vitesse observée  $\Delta V$  à partir de la largeur des raies de CO et on obtient :

$$M_{vir} = 190 \Delta V^2 R. \quad (8.4)$$

<sup>2</sup>Energetic Gamma Ray Experiment Telescope

où  $x_d$  est le rapport poussière sur gaz et  $\mu m_H$  est la masse de gaz par atome d'hydrogène, en prenant en compte la contribution de l'hélium. Aux longueurs d'ondes millimétriques, dans le domaine de Rayleigh-Jeans, l'émission de la poussière dépend peu de la température, et est optiquement mince. En supposant une opacité universelle des grains de poussière, l'émission millimétrique de la poussière semble donc être un bon traceur quantitatif du gaz moléculaire, si on connaît le rapport poussière sur gaz et la température de la poussière dans la région étudiée.

Pour s'affranchir de la connaissance précise de la température de la poussière, on utilise l'émission de la poussière aux longueurs d'ondes millimétriques puisque celle-ci est environ linéaire avec la température. Même si cette émission est difficile à observer du fait de sa faiblesse, elle est optiquement mince. De plus, elle complète les observations CO et HI pour permettre une vue complète de la matière interstellaire dans les nuages moléculaires. L'émission millimétrique de la poussière peut être utilisée comme traceur de la matière dans les régions les plus denses et les plus protégées des régions formatrices d'étoiles.

Une des difficultés de cette méthode réside cependant dans la séparation des différentes composantes de l'émission millimétrique. En effet celle-ci est composée non seulement de l'émission thermique de la poussière, mais aussi du rayonnement libre-libre et des raies moléculaires présentes dans les bandes passantes.

#### 8.1.4. Bilan des différents traceurs

Il n'existe pas de traceur parfait du gaz moléculaire. Chaque méthode présentée ci-dessus a ses limites : spécificité des régions sondées, hypothèses simplificatrices ou encore incertitudes des paramètres utilisés.

Dans les environnements de faible métallicité, du fait de la protection réduite, l'émission CO vient de structures de forte densité de colonne (André et al. 2004, Lequeux et al. 1994). CO pourrait alors ne tracer que les parties les plus denses des nuages moléculaires, mais pas leur enveloppe diffuse qui fait la plus grande partie de la masse des GMCs Galactiques. Cette attente est appuyée dans le SMC par le rapport de la luminosité CO sur la masse virielle qui est plus faible par rapport à la valeur Galactique (Rubio et al. 1993b), et par les limites inférieures des rapports CO-vers- $H_2$  qui sont en accord avec les abondances réduites de CO dans le SMC (André et al. 2004). Pour les nuages formateurs d'étoiles de faible métallicité, une grande fraction de la masse pourrait donc être constituée de gaz moléculaire qui n'est ni tracé par CO ni par l'émission HI puisque le gaz atomique serait trop froid pour être vu en émission (Lequeux 1994). Dans les galaxies de faible métallicité comme le SMC, le meilleur traceur du gaz moléculaire pourrait donc être l'émission millimétrique de la poussière. Les observations de la poussière devraient détecter les enveloppes étendues de gaz HI/ $H_2$  avec une densité plus faible que celle du gaz émettant en CO. Les comptages de galaxies derrière le SMC viennent renforcer cette idée en montrant des extinctions beaucoup plus grandes que les densités de colonne de l'hydrogène atomique (Lequeux 1994). Les observations de la poussière dans le SMC pourraient donc être le seul moyen de tracer cette matière jusqu'ici cachée.

Pour une région ou une galaxie étudiée, on utilisera donc un traceur du gaz moléculaire plutôt qu'un autre et il est alors important d'inter-calibrer ces différentes mesures. Il existe cependant peu d'études extragalactiques où différents traceurs sont comparés pour un même ensemble de nuages moléculaires et la calibration des traceurs disponibles tels que le facteur  $X$  ou de l'émission millimétrique des poussières reste encore débattue du fait du manque de résolution et de contraintes sur les propriétés de ces galaxies principalement (distance, métallicité, ...).

L'observation du petit nuage de Magellan dans les raies de CO et dans le millimétrique permet de résoudre les GMCs individuels et de comparer pour la première fois différents traceurs (masse virielle, émission des poussières et facteur CO-vers- $H_2$ ) en dehors de la Galaxie. Cela permet aussi d'observer l'impact de la métallicité sur ceux-ci en comparant les GMCs du SMC à des GMCs Galactiques équivalents.

## 8.2. Propriétés des nuages moléculaires

### 8.2.1. Formation et structure

La physique de la formation des GMCs est un des problèmes non résolu du milieu interstellaire (Blitz & Williams 1999). Les GMCs sont auto-gravitants (Blitz 1991) et étant au moins aussi vieux que les étoiles les plus vieilles qui s'y sont formées ( $\sim 20$  Myr dans le cas d'Orion ; Blaauw (1964)), ils doivent donc être stables pendant au moins ce temps. Il est donc raisonnable de conclure que la gravité est l'un des éléments clés de la formation de ces nuages. Cependant, à haute latitude Galactique, les nuages moléculaires sont loin d'être auto-gravitants. De nombreuses théories ont été proposées pour la formation des nuages interstellaires mais le problème reste non résolu.

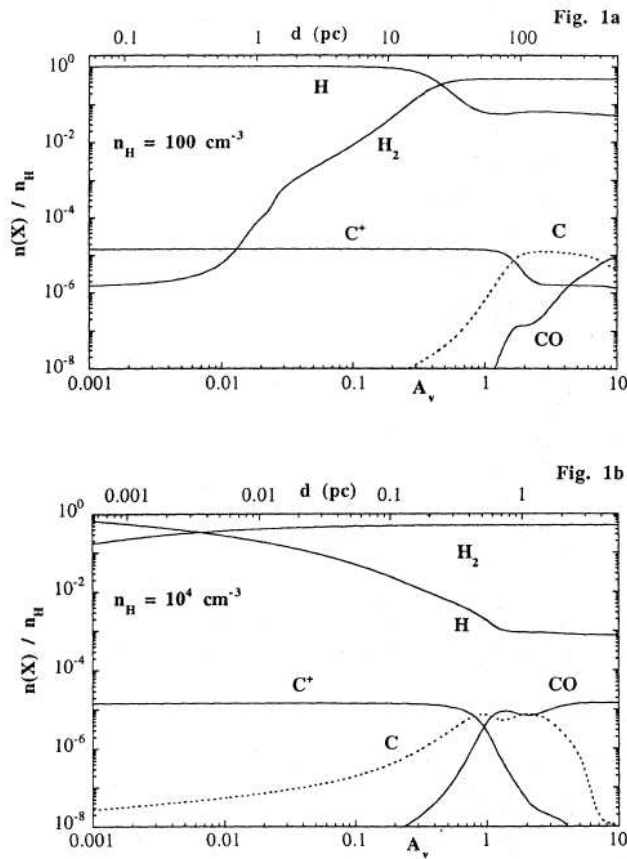
Les nuages moléculaires montrent des similarités structurelles sans échelle caractéristique (comme le spectre de masse par exemple). Celles-ci motivent la description fractale du MIS moléculaire (Falgarone et al. 1991, Elmegreen 1997). D'un autre côté, les cartes des nuages moléculaires ont des structures clairement identifiées, en particulier dans les cartes de raies spectrales quand un axe de vitesse peut être utilisé pour séparer les caractéristiques cinématiques distinctes le long d'une ligne de visée (Blitz 1993). Les descriptions discrètes et fractales des nuages moléculaires peuvent toutes deux être utilisées comme outils d'analyse et révèlent toutes deux la physique des nuages et de la formation d'étoiles.

### 8.2.2. Propriétés chimiques et thermiques

Il est surprenant que des molécules comme CO ou  $H_2$  existent dans l'environnement hostile de l'espace interstellaire, en particulier à cause des effets destructeurs du rayonnement ultra-violet. Ces photons ionisent les atomes tels que C, Mg, S, et Fe, et photodissocient les molécules.

Une densité de colonne suffisante de molécules peut se construire uniquement quand les raies d'absorption deviennent suffisamment épaisses ou quand le rayonne-





**FIG. 8.1:** Abondances de différents ions et molécules pour un modèle de nuage moléculaire du SMC illuminé par un champ de rayonnement égal à dix fois celui du voisinage solaire. Les abscisses donnent l'extinction dans le visible et la distance par rapport à la surface du nuage. Les ordonnées donnent les abondances en nombre par rapport à la quantité totale d'atomes d'hydrogènes pour un modèle de faible densité (en haut) et un modèle de plus forte densité (en bas). Figure extraite de Lequeux et al. (1994)

ment UV lointain est suffisamment atténué par la poussière. Puisque CO est moins abondant que H<sub>2</sub>, une densité de colonne significativement plus grande est nécessaire pour permettre au carbone de s'incorporer dans des molécules. On s'attend donc à ce qu'un nuage interstellaire avec une extinction moyenne ait une fine couche externe de HI, une couche épaisse de H<sub>2</sub>, C<sup>+</sup>, et CI et un intérieur qui est pratiquement entièrement moléculaire. L'épaisseur de ces différentes couches dépend de la densité et de la métallicité (Lequeux et al. 1994) (cf. Fig. 8.1).

A la fois la théorie et les observations suggèrent que la métallicité altère profondément les propriétés et la structure des régions de formation d'étoiles (Israel 1988, Lequeux et al. 1994, Madden et al. 1997, Bolatto et al. 1999). Plusieurs facteurs contribuent à la différence entre les systèmes de grande et de faible métallicité. Comme les nuages de faible métallicité contiennent moins d'éléments lourds, la chimie du gaz est altérée (les équilibres d'abondances des espèces moléculaires sont

différents). La chimie à la surface des grains est aussi affectée par la déficience en éléments lourds (Habart et al. 2001). Enfin, puisque l'atténuation du rayonnement par la poussière est moindre, les photons UV pénètrent plus profondément dans les nuages. L'hydrogène moléculaire est pratiquement non concerné par l'augmentation du rayonnement UV car il y a un phénomène d'auto-écranage de  $H_2$  dans les bandes de Lyman et Wermer, de même qu'un écranage mutuel entre les raies coincidentes de H et  $H_2$  (Abgrall et al. 1992). Par contre, les molécules comme CO qui ne sont pas fortement auto-écranées, sont détruites par la photodissociation sauf dans les grumeaux les plus denses. Ainsi, un nuage moléculaire dans un système de faible métallicité contient de grandes régions où l'hydrogène reste moléculaire mais où les traceurs tels que CO sont absents. Dans ce cas, le gaz moléculaire n'est pas bien tracé par le monoxyde de carbone.

### 8.2.3. Propriétés dynamiques

Certaines des propriétés les plus remarquables des GMCs ont été résumées par Larson (1981) et on fait souvent référence à ces résultats comme aux "lois de Larson". La première de ces relations est entre la taille d'un nuage moléculaire  $R$  et la largeur de raie observée  $\Delta v$  :  $\Delta v \propto R^p$ . Les observations donnent  $0.2 < p < 0.5$  (Larson 1981, Solomon et al. 1987, Caselli & Myers 1995) suivant les objets étudiés. Le deuxième résultat de Larson est que les GMCs sont gravitationnellement liés. Sa troisième conclusion est que tous les GMCs ont environ la même densité de colonne. Seules deux de ces trois relations sont indépendantes.

## 8.3. Equilibre et instabilités

Toute formation d'étoile a lieu dans les nuages moléculaires. Avec des observations suffisamment sensibles, on observe l'association de la formation d'étoile et des nuages moléculaires dans tous les environnements, galactiques ou extra-galactiques. Les nuages moléculaires forment des étoiles en devenant instables gravitationnellement. Quelles sont les conditions qui déclenchent ou inhibent cet effondrement ? Je présenterai tout d'abord les conditions d'équilibre d'un nuage puis différentes conditions d'instabilités.

### 8.3.1. Le théorème du viriel

Le théorème du viriel rend compte de l'équilibre des structures auto-gravitantes. Sa forme générale s'écrit :

$$\frac{1}{2}\ddot{I} = 2(\mathcal{T} - \mathcal{T}_0) + \mathcal{M} + \mathcal{W} \quad (8.7)$$

où  $I$  est le moment d'inertie,  $\mathcal{T}$  représente l'énergie cinétique,  $\mathcal{M}$  l'énergie magnétique et  $\mathcal{W}$  l'énergie gravitationnelle. La partie gauche de l'équation exprime les effets du changement en forme ou en volume du nuage à travers les variations de

$I = \int \rho r^2 dV$ , qui est le moment d'inertie. A l'équilibre,  $\ddot{I} = 0$ . Cette équation exprime le fait que l'attraction gravitationnelle entre les parties du système, qui tend à le faire s'effondrer sur lui-même, est compensée par les mouvements (agitations des molécules, turbulence, rotation) qui tendent à le disperser.

L'énergie cinétique du nuage est :

$$\mathcal{T} = \int_{V_{nuage}} \left( \frac{3}{2} P_{th} + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) dV = \frac{3}{2} \bar{P} V_{nuage} \quad (8.8)$$

où  $v$  est la vitesse du fluide par rapport au centre de masse du nuage,  $\bar{P}$  est la pression totale moyenne dans le nuage (thermique + turbulente) et  $V_{nuage}$  est le volume du nuage. Le terme dans le théorème du viriel qui représente la pression de surface peut s'exprimer comme :

$$\mathcal{T}_0 = \int_{S_{nuage}} P_{th} \vec{r} \cdot d\vec{S} \approx \frac{3}{2} P_0 V_{nuage} \quad (8.9)$$

où  $P_0$  est la pression totale dans le milieu ambiant.

Le terme d'énergie magnétique  $\mathcal{M}$  a une forme simple si le milieu internuage est de faible densité et à l'état d'équilibre (McKee & Zweibel 1992) :

$$\mathcal{M} = \frac{1}{8\pi} \int_{V_a} (B^2 - B_0^2) dV \quad (8.10)$$

où  $B$  et  $B_0$  sont les forces du champ magnétique à l'intérieur et à l'extérieur du nuage.

Finalement, si le champ gravitationnel est dominé par l'auto-gravité du nuage, alors le terme gravitationnel est simplement l'énergie de liaison du nuage,

$$\mathcal{W} = -\frac{3}{5} a \left( \frac{GM^2}{R} \right) \quad (8.11)$$

où  $M$  est la masse du nuage et  $R$  son rayon. Le coefficient  $a$  permet des déviations du cas simple d'un nuage uniforme et sphérique (Bertoldi & McKee 1992).

Pour des nuages à l'équilibre, le théorème du viriel s'écrit donc :

$$3(\bar{P} - P_0) V_{nuage} - \frac{3}{5} a \frac{GM^2}{R} \left( 1 - \frac{\mathcal{M}}{|\mathcal{W}|} \right) = 0. \quad (8.12)$$

### 8.3.2. Masse de Jeans

Les calculs de la structure de nuages non-magnétiques, isothermes ont été faits par Bonnor (1956) et Ebert (1955). Pour une pression externe donnée, l'équilibre est possible seulement jusqu'à une certaine masse,  $M_J$ . Cette masse critique est souvent appelée la masse de Bonnor-Ebert ou abusivement masse de Jeans puisqu'elle correspond au concept intuitif largement diffusé de la masse de Jeans comme étant la masse maximum stable contre l'effondrement gravitationnel. Physiquement, la

masse de Jeans correspond à la masse telle que l'énergie de liaison gravitationnelle est comparable à l'énergie interne. La masse critique représente ainsi le seuil de l'instabilité gravitationnelle et elle s'écrit :

$$M_J = 1.18 \frac{\sigma^4}{(G^3 P_0)^{1/2}} \quad (8.13)$$

où  $\sigma^2 = \bar{P}/\bar{\rho}$  est la dispersion en vitesse à une dimension. Dans les nuages moléculaires,  $\sigma$  est dû principalement à la turbulence, sauf pour les grumeaux de faible masse où l'élargissement thermique des raies devient important.

### 8.3.3. Instabilités en présence d'un champ magnétique

Pour un nuage sphérique où le champ magnétique est uniforme, une quantité importante est la masse critique magnétique  $M_c$  pour laquelle l'énergie magnétique est égale à la valeur absolue de l'énergie gravitationnelle :

$$M_c = \frac{c_1}{\pi} \left( \frac{5}{9G} \right)^{1/2} \Phi_B, \quad (8.14)$$

où  $\Phi_B = \pi R^2 B$  est le flux magnétique total dans le nuage et  $c_1$  est un facteur tenant compte de la structure réelle du nuage.

Les nuages magnétisés sous-critiques ( $M < M_c$ ), ne peuvent s'effondrer sous l'effet d'une augmentation de la pression extérieure si le flux magnétique est conservé. Leur condensation n'est possible que s'il y a une redistribution du champ magnétique par diffusion ambipolaire. Ce phénomène est lent et est invoqué pour expliquer la formation des étoiles de faible masse.

A l'inverse les nuages super-critiques ( $M > M_c$ ) peuvent s'effondrer globalement sous l'effet d'une augmentation de la pression extérieure ou d'une diminution de leur pression interne. Le champ magnétique ne peut stopper cet effondrement même si le flux magnétique est conservé.

### 8.3.4. Instabilités dans un milieu turbulent

Un autre scénario d'effondrement des nuages moléculaires existe actuellement et fait intervenir la turbulence. Dans un gaz turbulent, l'équation de dispersion est considérablement modifiée. Sous certaines conditions, dans un milieu turbulent isotherme et uniforme, il peut exister des perturbations instables dans un domaine limité d'échelles, les grandes échelles restant stables (Bonazzola et al. 1987, 1992). Cet effet est confirmé par des simulations numériques de turbulence compressible et supersonique dans un gaz auto-gravitant (Klessen et al. 2000). Le champ magnétique n'affecte pas fondamentalement cette propriété. Cet effet permet à des condensations protostellaires de se former dans un nuage globalement stable en apparence.



# 9

## Evolution de l'émission millimétrique de la poussière et de l'émission CO avec la métallicité

---

<b>9.1. Emissions millimétriques et CO des galaxies . . . . .</b>	<b>96</b>
9.1.1. Données extragalactiques de la littérature . . . . .	96
9.1.2. L'anneau moléculaire Galactique . . . . .	97
9.1.3. Bilan . . . . .	97
<b>9.2. Observations SIMBA dans le SMC . . . . .</b>	<b>99</b>
9.2.1. Description . . . . .	99
9.2.2. Les régions détectées . . . . .	101
<b>9.3. Données FIRAS dans la Galaxie . . . . .</b>	<b>103</b>
<b>9.4. Origine de l'émission millimétrique . . . . .</b>	<b>103</b>
9.4.1. L'émission de la raie de CO . . . . .	105
9.4.2. L'émission libre-libre . . . . .	105
9.4.3. L'émission de la poussière . . . . .	106
<b>9.5. Rapports des émissions millimétriques et CO . . . . .</b>	<b>106</b>
9.5.1. Relation entre $R$ et $X$ . . . . .	109
<b>9.6. Discussion . . . . .</b>	<b>111</b>

---

Les observations millimétriques de la poussière et de CO sont deux traceurs du gaz dense. Cependant, l'abondance de CO dépend des conditions environnementales (métallicité, densité, champ de rayonnement, ...) de manière complexe. L'émission des raies de CO pourrait donc ne pas être un bon traceur en particulier dans des

régions de faible métallicité. L'émission millimétrique de la poussière dépend elle aussi de la métallicité mais est potentiellement un traceur de la matière dense plus robuste qui pourrait révéler de la matière dense non vue en CO, malgré la difficulté que représente son observation dans ces régions (émission faible). La comparaison de ces deux traceurs au sein d'une même région est importante afin de comprendre leurs différences et leur évolution relative d'un environnement à l'autre. Cette comparaison a été faite à petite échelle dans notre Galaxie (sur les coeurs denses) ou pour les galaxies extérieures mais sur des échelles beaucoup plus grandes que les tailles des nuages moléculaires géants (GMCs). Cette étude représente la première comparaison d'observations millimétriques et CO d'un ensemble de nuages moléculaires géants dans la Galaxie et dans le SMC. Avant de montrer mon étude sur des nuages moléculaires du SMC et de la Galaxie, je présenterai une synthèse de données extragalactiques de la littérature afin de comprendre la tendance globale de l'évolution de l'émission millimétrique et de l'émission CO d'une galaxie à l'autre.

## 9.1. Emissions millimétriques et CO des galaxies

Les données millimétriques et CO me permettent d'étudier l'évolution relative de ces deux traceurs moléculaires entre différents environnements (nuages ou galaxies ayant des conditions différentes : métallicité, champs de rayonnement, ...). Pour cela, je définis le rapport d'émission comme étant :

$$R = \frac{S_{1.2mm}}{S_{CO(1-0)}}. \quad (9.1)$$

### 9.1.1. Données extragalactiques de la littérature

Dans la littérature, de nombreuses observations millimétriques de galaxies externes ont été faites et sont souvent comparées à des observations CO des mêmes régions. J'ai récolté les flux millimétriques mentionnés dans la littérature<sup>1</sup> :

- Lisenfeld et al. (2000) ont observé des galaxies lumineuses dans l'infrarouge avec l'instrument SCUBA du James Clerk Maxwell Telescope (JCMT). J'ai converti les flux de leur étude à 850  $\mu\text{m}$  en flux à 1.2 mm en utilisant une loi de corps noir à une température de 15 K et un indice d'émissivité de 1.6. Ces flux sont comparés aux flux CO de la littérature des mêmes objets mentionnés dans leur étude.
- Lisenfeld et al. (2002) ont observé la galaxie naine NGC 1569 à 450 et 850  $\mu\text{m}$  avec l'instrument SCUBA du JCMT, et à 1.2 mm avec la matrice de bolomètre de l'IRAM. J'ai utilisé le flux observé à 1.2mm pour le pic d'émission, corrigé de la contribution des émissions libre-libre et CO, avec le flux CO(1-0) observé par Greve et al. (1996) pour déduire un facteur  $R$  pour les 45 "centraux de cette galaxie.

---

<sup>1</sup>Pour faciliter la comparaison entre les galaxies et avec les nuages résolus du SMC, les flux millimétriques ont été convertis en flux à 1.2 mm.

- Böttner et al. (2003) ont observé la galaxie naine irrégulière NGC 4449 à 450 et 850  $\mu\text{m}$  avec l'instrument SCUBA du JCMT et ont étudié la distribution spectrale en énergie de l'émission de la poussière dans cette galaxie. J'ai utilisé la densité de flux observée par Kohle (1999) à 1.2 mm, soustraite de la contamination des émissions CO, avec la luminosité CO intégrée de cette galaxie.
- Bianchi et al. (2000) ont observé la galaxie spirale NGC 6946 à 450 et 850  $\mu\text{m}$  avec l'instrument SCUBA et ont comparé la carte obtenue à celle de l'émission CO(2-1) obtenue à l'IRAM par Sauty et al. (1998). J'ai utilisé la corrélation point à point des deux cartes publiées dans cet article. Pour cela, j'ai transformé le flux à 850  $\mu\text{m}$  en flux à 1.2 mm en utilisant une loi de corps noir à 15 K<sup>2</sup> et un indice spectral de 1.6.
- j'ai utilisé l'émission millimétrique à 850  $\mu\text{m}$  de galaxies du relevé SCUBA des Galaxies de l'Univers Local (Dunne et al. 2000) pour calculer les flux attendus pour ces galaxies à 1.2 mm en utilisant une loi de corps noir à 15 K avec une émissivité en  $\nu^{1.6}$ . Les galaxies que j'ai sélectionnées dans leur relevé sont celles pour lesquelles des observations CO étaient disponibles dans les études suivantes : Sanders et al. (1986), Sanders et al. (1991), Maiolino et al. (1997), Solomon et al. (1997), Lavezzi & Dickey (1998).

Les flux à 1.2 mm et CO obtenus ainsi que leur rapport sont recensés à la table 9.1.

### 9.1.2. L'anneau moléculaire Galactique

Pour compléter les données extra-galactiques, les données FIRAS ont été utilisées pour calculer le flux à 1.2mm dans l'anneau moléculaire Galactique. L'indice spectral est celui mesuré dans le voisinage solaire. Ces données sont comparées à l'émission CO du relevé de Dame et al. (2001). La figure 9.1 montre les profils en longitude de ces deux émissions. On observe une bonne corrélation entre ces deux émissions. Cette corrélation est ajustée en prenant en compte la contribution de l'émission de la poussière associée au HI (qui est constante au premier ordre avec la longitude). On obtient un rapport d'émission qui vient compléter les données de la littérature.

### 9.1.3. Bilan

Le rapport d'émissions  $R$  est calculé pour l'échantillon de galaxies de la littérature et pour l'anneau moléculaire. Les flux millimétriques et CO observés, ainsi que les rapports obtenus sont présentés dans la table 9.1. Lorsque la résolution est suffisante pour observer les deux émissions au sein même d'une galaxie, on observe que les deux émissions sont bien corrélées (c'est le cas pour l'anneau moléculaire de notre Galaxie et pour NGC 6946). Cependant, la comparaison des rapports d'émissions millimétrique et CO des différentes galaxies montre une grande dispersion de valeurs (cf. Fig. 9.2). Cette dispersion ne montre pas forcément une dispersion intrinsèque des propriétés des galaxies, mais est sans doute plutôt liée à la difficulté d'obtention d'un ensemble de mesures cohérent, toutes traitées et corrigées de manière uniforme.

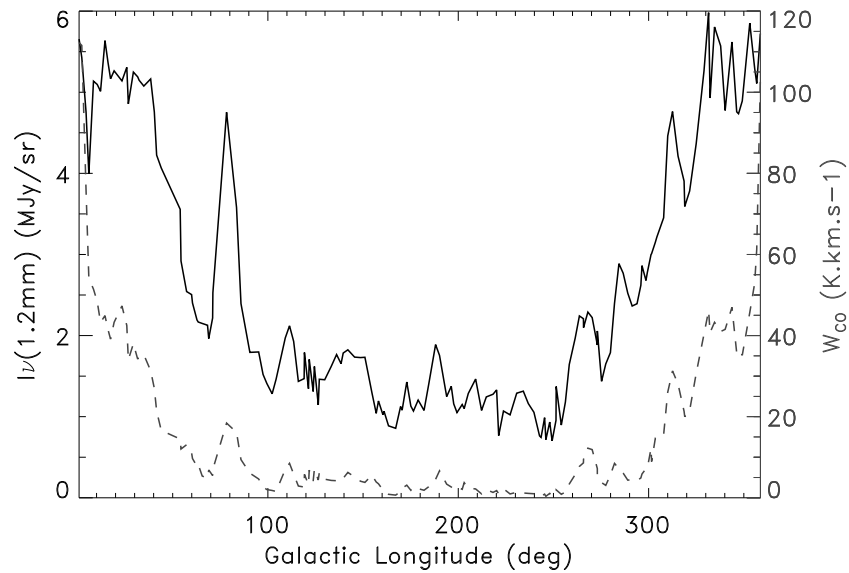
---

<sup>2</sup>le choix de la température n'influe pas de façon majeure sur les valeurs obtenues



nom	$S_{1.2mm}$ Jy	$S_{CO}$ K.km.s <sup>-1</sup> .sr	$R$ 10 <sup>5</sup> Jy (K.km.s <sup>-1</sup> .sr) <sup>-1</sup>
UGC 556	0.022 (a)	1.94e-07	1.15
NGC 470	0.061 (a)	4.83e-07	1.27
NGC 695	0.038 (a)	2.09e-06	0.18
NGC 1569	0.012(f)	2.53e-8(f)	4.74
NGC 1614	0.033 (b)	8.22e-07	0.40
NGC 3110	0.043(b)	1.24e-06	0.35
NGC 3221	0.07 (a)	1.03e-07	7.03
NGC 4194	0.034(b)	3.91e-07	0.87
NGC 4418	0.087(b)	4.53e-07	1.92
NGC 4449	0.26(e)	4.65e-7(d)	5.59
NGC 5135	0.055(b)	1.06e-06	0.51
NGC 5256	0.021(b)	4.69e-07	0.45
NGC 5653	0.058 (a)	5.96e-07	0.97
NGC 5936	0.053(b)	5.07e-07	1.04
NGC 5962	0.091 (a)	7.23e-08	12.54
NGC 6181	0.065 (a)	4.98e-07	1.30
NGC 6240	0.044(b)	5.46e-07	0.81
NGC 6946	-(c)	-	0.15
NGC 7448	0.055 (a)	9.44e-08	5.80
NGC7469	0.074 (a)	1.14e-06	0.65
NGC7479	0.096 (a)	9.31e-07	1.03
NGC 7674	0.03 (a)	2.50e-08	12.35
Arp 193	0.050(b)	8.88e-07	0.57
Arp 220	0.031(b)	4.63e-07	0.67
Mrk 231	0.238(b)	1.40e-06	1.70
Mrk 273	0.038(b)	2.83e-07	1.34
Zw 049	0.031(b)	2.44e-07	1.28
IC 2810	0.054(b)	3.25e-07	1.66
moyenne			2.58 ± 3.25
anneau moléculaire			0.89 ± 0.01

**TAB. 9.1:** Rapports des émissions de la poussière à 1.2mm et de l'émission CO calculés à partir de données de la littérature : (a) Dunne et al. (2000) (b) Lisenfeld et al. (2000) (c) Bianchi et al. (2000) (d) Böttner et al. (2003) (e) Kohle (1999) (f) Lisenfeld et al. (2002)



**FIG. 9.1:** Profils en longitude de l'émission de la poussière à 1.2mm totale observée (trait plein noir, échelle de l'axe à droite) et de l'émission CO (ligne grise pointillée ; échelle de l'axe à gauche) pour l'anneau moléculaire Galactique.

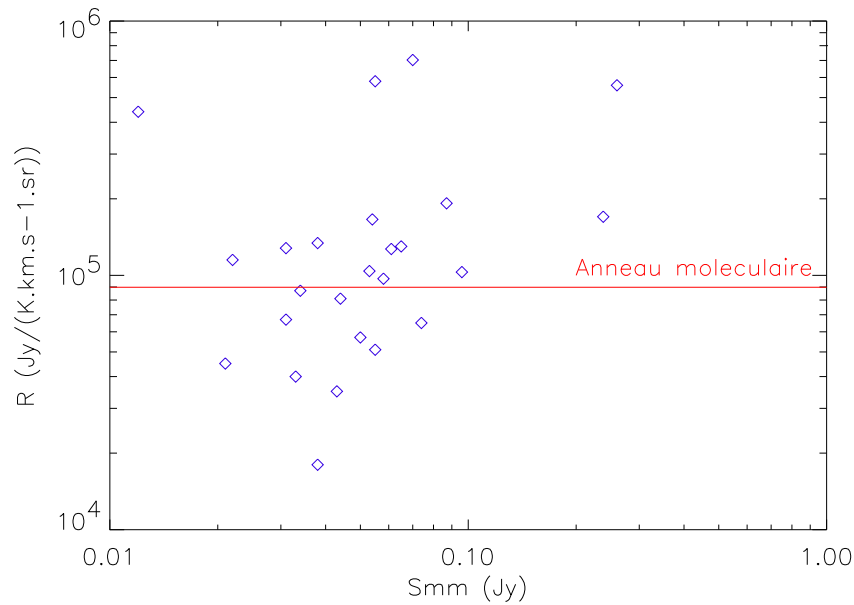
Le rapport pour l'anneau moléculaire Galactique est dans le nuage de points observé. Les galaxies de l'échantillon obtenu ont des propriétés variées, et en particulier des métallicités différentes. Quel est l'impact de la métallicité sur la dispersion observée ? Dans la suite, mon étude porte sur des nuages moléculaires individuels de tailles comparables dans le SMC et la Galaxie, pour tenter de comprendre l'évolution de ce rapport d'émission entre ces deux galaxies de métallicité différentes.

## 9.2. Observations SIMBA dans le SMC

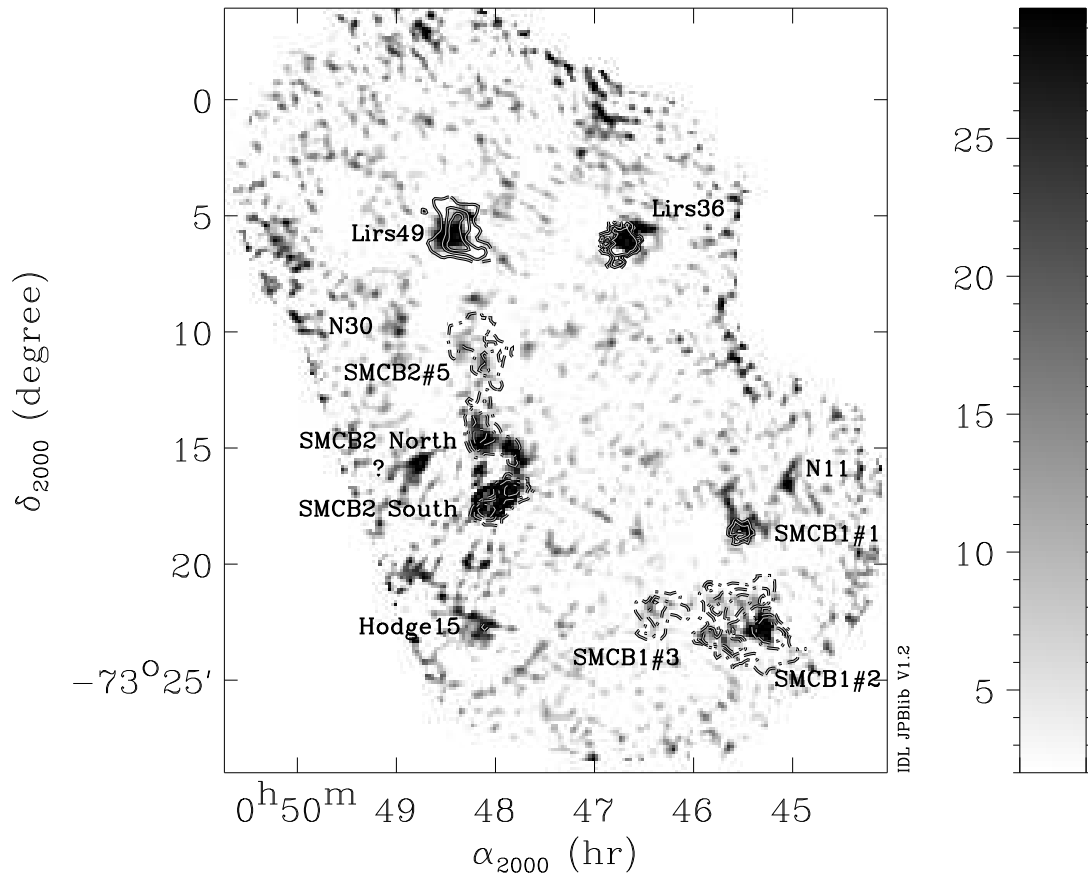
### 9.2.1. Description

Le bolomètre SIMBA était monté au Swedish ESO Submillimeter Telescope (SEST). SIMBA opérait à la fréquence centrale de 250 GHz (1.2 mm) avec une largeur de bande à mi-hauteur de 90 GHz, et une résolution spatiale de  $27''$  sur le ciel. Les cartes individuelles étaient produites en utilisant le mode de scanning rapide. L'élimination du bruit du ciel corrélé, en ajoutant les cartes individuelles et la photométrie a été faite avec le package MOPSI<sup>3</sup>. Les observations du SMC de cette étude ont été acquises par M. Rubio et couvrent une région de  $30' \times 30'$  dans le sud ouest du corps principal (cf. Fig 9.3). La détermination du flux a été faite pour chaque observation

<sup>3</sup>MOPSI est un ensemble de logiciels de réduction pour les données radio et infrarouge. Il est développé par R. Zylka à l'IRAM à Grenoble.



**FIG. 9.2:** Rapports de l'émission millimétrique et de l'émission CO,  $R$ , en fonction du flux millimétrique dans les environnements extragalactiques de la littérature (diamants bleus). La moyenne obtenue sur l'anneau moléculaire de la Voie Lactée (ligne pleine rouge) ainsi que les barres d'erreur à  $1\sigma$  (traits pointillés rouges) sont tracés pour comparaison.



**FIG. 9.3:** Mosaïque SIMBA du sud du SMC. Les contours CO des régions étudiées sont superposés (en trait plein quand CO(2-1) existe, avec des traits mixtes quand on ne dispose que des données CO(1-0)). Les noms des régions de formation d'étoiles étudiées ici sont marquées.

individuelle en prenant des cartes d'Uranus. Les mesures du flux sur la carte finale sont correctes à 15% près. La réduction de données a été faite par F. Rantakyro suivant le manuel d'utilisation SIMBA<sup>4</sup>. La carte de l'émission de la poussière à 1.2 mm obtenue est présentée à la figure 9.3.

### 9.2.2. Les régions détectées

L'émission millimétrique de la poussière dans le SMC est faible et les régions détectées de manière non ambiguës sont des nuages moléculaires géants (GMCs). La plupart d'entre eux ont été observés en CO et sont nommés suivant Rubio et al. (1993a,b) ou Henize (1956). Les flux SIMBA pour chaque région sont mentionnés à la table 9.2. Ils sont mesurés pour le faisceau ("beam") SIMBA de 27" et dans un

<sup>4</sup><http://puppis.ls.eso.org/staff/simba/manual/simba/>

nom	taille ( $10^{-7}$ sr)	$S_{1.2\text{mm}}$ (mJy)	$S(\text{libre-libre})$ (mJy)	$S_{CO(2-1)}$ (K.km.s $^{-1}$ )	$F_{\text{line}}$ (mJy)
LIRS49	0.992	$202 \pm 55$	21	10.65	0.015
LIRS36	1.070	$198 \pm 48$	14	1.56	0.002
SMCB1#1	0.301	$47 \pm 7$	–	2.70	0.001
SMCB1#2	0.722	$149 \pm 51$	30	2.30	0.002
Hodge15	0.285	$40.4 \pm 2.5$	–	4.28	0.001
SMCB2 S	1.930	$447 \pm 158$	49	8.77	0.023
SMCB2 N	0.872	$160 \pm 46$	28	5.67	0.006
N11	0.241	$37.5 \pm 5$	3	–	–
N30	0.045	$6.1 \pm 0.2$	25	–	–

**TAB. 9.2:** Caractéristiques des régions de formation d'étoiles étudiées telles qu'observées par SIMBA à 1.2 mm : pour chaque région, la taille et l'intensité à 1.2 mm sont marqués, de même que la contribution de l'émission libre-libre à 1.2 mm estimée à partir des données radio (quand une source radio est détectée à cette position) et la contribution de la raie CO(2-1) (avec l'intensité CO(2-1) à partir de laquelle la contribution est calculée).

contour de 25 mJy/beam, après soustraction du flux mesuré dans une région sans émission.

Les GMCs détectés sont souvent associés à des régions HII connues et à des amas jeunes. Toutes les régions sauf LIRS49 correspondent à des patches en absorption (Hodge 1974a). Je mentionne ici un certain nombre de leur propriétés :

- LIRS49 et LIRS36 sont deux des sources les plus brillantes du SMC dans l'infrarouge lointain (Schwering & Israel 1989). Ce sont des sources ponctuelles IRAS avec un spectre froid ( $T_{\text{pouss}} \approx 30 - 40$  K). La détection d'une grande variété d'espèces moléculaires a été observée dans ces directions (Chin et al. 1998, Heikkila et al. 1998). LIRS49 pourrait être une superposition de deux régions HII appartenant à des complexes cinématiques différents dans la ligne de visée (Rosado et al. 1994) ou pourrait être associé à une bulle ou à une boucle (Meyssonnier & Azzopardi 1993).
- SMCB1#1 et Hodge15 sont deux nuages quiescents (aucune émission H $\alpha$  associée). Le spectre d'émission infrarouge de la région SMCB1#1 a été étudié au §7.
- SMCB1#2 et SMCB1#3 font partie de la région SMC-B1 de Rubio et al. (1993b) et sont associés à de grandes régions HII. SMCB1#3 n'est que marginalement détecté à 1.2mm mais correspond à un nuage émetteur en CO.
- La région SMCB2 contient plusieurs nuages moléculaires observés par Rubio et al. (1993a). Ces nuages étant difficiles à séparer en l'absence d'information en vitesse, j'ai décomposé la région en trois complexes : SMCB2 Nord (qui correspond à la concaténation de SMCB2#3 et #4 de Rubio et al. (1993a)), SMCB2 Sud (qui correspond à SMCB2#1, #2 et #6), et SMCB2#5. SMCB2#5

n'est pas clairement détecté à 1.2 mm mais correspond à un nuage émetteur en CO.

- N30 et N11 sont des régions HII (Henize 1956), mais ces régions n'ont pas été encore cartographiées en CO. La comparaison des masses de ces objets pour cette étude n'est donc actuellement pas possible. Il faut noter que pour N30, le flux SIMBA s'explique entièrement par de l'émission libre-libre.
- la source identifiée par "?" à la figure 9.3 ne correspond à aucune source actuellement connue. Elle est clairement détectée à  $6\sigma$  à 1.2mm mais aucune composante radio ou infrarouge n'est associée. Elle se situe près de la region HII DEM S43. Des observations complémentaires sont nécessaires pour comprendre la nature de cette source.

Les régions observées correspondent à différentes étapes d'évolution (des nuages moléculaires quiescents aux regions évoluées de formation d'étoiles massives), et me permettent donc d'étudier la différence entre les estimations des masses pour des conditions physiques différentes.

### 9.3. Données FIRAS dans la Galaxie

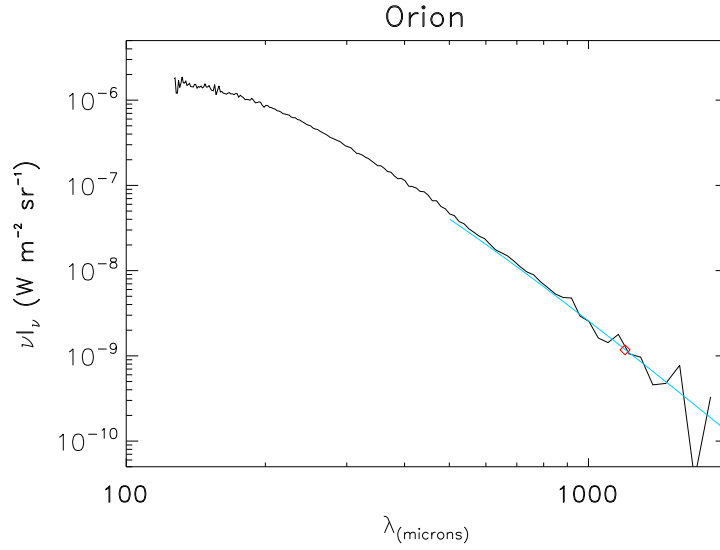
Pour compléter et aider l'analyse des mesures du SMC, les données FIRAS ont été utilisées pour mesurer le spectre infrarouge/millimétrique des nuages moléculaires Galactiques. La résolution FIRAS de  $7^\circ$  pour ces nuages et la résolution SIMBA pour le SMC correspondent à des résolutions linéaires spatiales similaires. Les spectres FIRAS sont bien ajustés par une loi de corps noir, en supposant une loi en émissivité en  $\nu^{1.6}$  au dessus de  $500 \mu\text{m}$ , correspondant à une température et à une émissivité moyenne de la poussière (c.f. Fig. 9.4).

J'utilise les flux millimétriques obtenus à 1.2mm à partir de l'ajustement pour un ensemble de nuages moléculaires locaux (c.f. Tab. 9.3) en intégrant dans des boites rectangulaires en longitude et latitude. Les incertitudes sont d'environ 10%.

Les flux à 1.2 mm obtenus sont comparés à l'émission CO du relevé de Dame et al. (2001)

### 9.4. Origine de l'émission millimétrique

L'émission large bande mesurée autour de 1.2 mm est constituée de différentes composantes : l'émission thermique de la poussière, le rayonnement libre-libre et l'émission de la raie  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . Puisque je m'intéresse à l'émission du continuum de la poussière froide uniquement, je cherche à estimer les autres contributions pour les soustraire aux flux observés.



**FIG. 9.4:** Spectre FIRAS du nuage moléculaire géant d'Orion. Ce spectre est bien ajusté par un corps noir modifié avec un indice spectral de 1.6 au dessus de  $500 \mu\text{m}$  (courbe bleue). Une température est déterminée à partir du pic d'émission autour de  $100 \mu\text{m}$  et est mentionné à la table 9.3. Le point rouge correspond à la valeur adoptée pour le flux à  $1.2 \text{ mm}$ .

nom	taille (sr)	distance (pc)	$S_{1.2\text{mm}}(\text{total})$ (Jy)	$S_{1.2\text{mm}}(H_I)$ (Jy)	$S_{CO}$ (K.km.s <sup>-1</sup> .sr)	$T_{\text{pouss}}$ K
Orion	0.037	500	23161	9069	0.178	19.1
Taurus	0.045	140	26362	12131	0.168	16.2
Ophiucus	0.043	120	24305	8275	0.053	19.6
Cepheus	0.040	800	19682	9740	0.139	16.1
Chamaeleon	0.033	150	10657	4553	0.060	14.8
Lupus	0.035	170	12906	5917	0.047	17.4
Perseus	0.012	350	6755	2059	0.057	17.1

**TAB. 9.3:** Flux millimétriques et CO(1-0) des nuages moléculaires géants dans notre Galaxie. La température de la poussière déduite de l'ajustement du spectre FIRAS est aussi indiquée.

### 9.4.1. L'émission de la raie de CO

La contribution de la raie  $^{12}\text{CO}(2-1)$  à la brillance de surface peut être estimée comme suit :

$$F_{raie} = \frac{2k\nu^3 c^{-3}}{\Delta\nu_{bol}} \Omega S_{CO(2-1)} \quad (9.2)$$

où  $S_{CO(2-1)}$  est l'intensité de la raie  $^{12}\text{CO}(2-1)$  en  $\text{K.km.s}^{-1}$ ,  $\Delta\nu_{bol}$  est la largeur de bande (90 GHz pour le bolomètre SIMBA),  $k$  est la constante de Boltzmann et  $\nu = 230$  GHz.

Pour les régions du SMC où les données CO(2-1) ont été observées (Rubio et al. 1993b,a, 1996, Israel et al. 2003), la densité totale de flux millimétrique due à la contribution de la raie est évaluée (c.f. Tab. 9.2) et est toujours négligeable.

Pour les régions Galactiques, je ne disposais pas de relevé de l'émission CO dans la raie J=2-1. Cependant, les températures de brillance étant les mêmes dans les raies J=2-1 et J=1-0, j'ai utilisé le relevé de Dame et al. (2001) pour estimer la contribution de l'émission CO au flux millimétrique et celle-ci est négligeable.

### 9.4.2. L'émission libre-libre

#### 9.4.2.1. Estimation à partir des données radio dans le SMC

Pour les nuages du SMC, j'ai estimé la contribution de l'émission du continuum due aux électrons thermiques avec les données du continuum radio, en supposant une émission libre-libre pure ( $S_\nu \propto \nu^{-0.1}$ ) aux grandes fréquences et en extrapolant cette relation à 1.2 mm (250 GHz). Je fais aussi l'hypothèse que l'émission radio est optiquement mince aux grandes fréquences. J'ai utilisé le catalogue du continuum ATCA des sources radio du SMC (Payne et al. 2004) à 1.42, 2.37, 4.8 et 8.64 GHz. Chaque bande ATCA a une résolution différente. Les données ATCA comme les données SIMBA ne mesurent que le flux sur des échelles comparables à la résolution. On a donc un filtrage spatial équivalent si l'on choisit la fréquence pour laquelle ATCA a une résolution comparable à SIMBA. La meilleure estimation de la contribution de l'émission libre-libre au flux SIMBA vient donc de l'extrapolation des flux ATCA à 4.8 et 8.64 GHz. A ces fréquences, on peut négliger l'émission synchrotron, on obtient une limite supérieure de l'émission libre-libre. L'extrapolation des flux radio à 8.64 GHz donne la contribution de l'émission libre-libre au flux SIMBA. Quand aucun flux à 8.64 GHz n'est pertinent, je prends la fréquence la plus grande disponible (c'est-à-dire la moins biaisée par l'émission synchrotron) et j'applique le même calcul : pour LIRS49, la contribution du rayonnement libre-libre est extrapolée à partir du flux à 2.37 GHz ; pour SMCB2 Nord et Sud elle est obtenue à partir des flux à 4.8 GHz. Pour chaque source du SMC, la contribution maximum de l'émission libre-libre est consignée à la table 9.2. La contribution de l'émission libre-libre peut être surestimée mais elle reste faible (<15%) dans toutes les sources sauf N30.



#### 9.4.2.2. Estimation à partir de l'émission $H\alpha$ dans la Galaxie

En utilisant l'émission  $H\alpha$  corrigée de l'extinction de Finkbeiner (2003), on peut estimer pour chaque nuage la contribution de l'émission libre-libre aux flux FIRAS. Cette contribution est très faible ( $< 3\%$ ) et est donc négligée.

#### 9.4.3. L'émission de la poussière

Les estimations précédentes des différentes contributions au flux millimétrique mesuré montrent que l'émission du continuum de la poussière est la composante majeure du flux à 1.2 mm dans les nuages de cette étude. Cette émission provient principalement de régions froides et donc sans doute moléculaires. Cependant, une partie de l'émission peut venir de la poussière associée au milieu diffus environnant.

Pour les nuages Galactiques, j'ai utilisé le relevé HI de Kalberla et al. (2005) pour estimer la proportion de l'émission millimétrique associée au gaz neutre. A haute latitude Galactique, l'émission millimétrique des poussières est bien corrélée avec les densités de colonne de HI (c.f. Fig. 5.1). J'utilise cette corrélation et les densités de colonne d'hydrogène neutre mesurées dans les régions étudiées pour calculer le flux à 1.2 mm associé au gaz neutre. Les estimations trouvées sont reportées à la table 9.3 et représentent environ 40% du flux FIRAS total à 1.2 mm.

Pour les nuages du SMC, la résolution des observations HI ne permet pas d'effectuer une telle estimation. Cependant, il existe un filtrage spatial des données SIMBA qui filtre l'émission de la poussière associée au HI pour peu que celle ci soit suffisamment étendue (ce qui est vraisemblablement le cas). Les données millimétriques du SMC, contrairement aux données FIRAS qui mesurent la puissance totale dans le faisceau du télescope, ne sont donc a priori pas biaisées par cet effet.

Dans la suite, j'utiliserai les flux mesurés à 1.2 mm après soustraction des différentes contributions estimées. Ces flux sont comparés aux flux CO correspondant aux mêmes régions. Pour le SMC, les nuages moléculaires de cette étude ont été observés dans le programme clé ESO/SEST sur CO dans les nuages de Magellan (Israel et al. 1993, Rubio et al. 1993a,b, 1996, Israel et al. 2003). La motivation de ces observations dans les transition  $J=(1-0)$  et  $J=(2-1)$  de la molécule CO et la réduction des données sont décrits dans ces articles. Je rappellerai juste ici la résolution spatiale : le faisceau a une largeur à mi-hauteur de  $43''$  et de  $22''$  pour les fréquences CO(1-0) et CO(2-1). Pour les nuages Galactiques, j'ai utilisé le relevé de Dame et al. (2001) dans la raie  $J=1-0$  de CO.

### 9.5. Rapports des émissions millimétriques et CO

Le rapport de l'émission de la poussière à 1.2 mm et de l'émission CO est calculé pour tous les nuages moléculaires du SMC détectés à la fois dans la raie de CO(1-0) et par SIMBA, et pour les nuages moléculaires Galactiques locaux. Les flux millimétriques et CO observés, ainsi que les rapports obtenus sont présentés dans la tables 9.4.

Malgré une certaine dispersion inter-nuage, on retrouve le même facteur  $R$  moyen dans le SMC et le voisinage solaire (c.f. Fig. 9.5), et ce rapport est aussi similaire à celui de l'anneau moléculaire dans son ensemble.

Ce résultat montre que les deux émissions (les deux traceurs moléculaires) évoluent de la même manière avec la métallicité. Si l'émission millimétrique des poussières par  $H_2$  est proportionnelle au rapport poussière sur gaz (et donc à la métallicité), alors la constance du rapport d'émissions  $R$  montre que l'émission CO(1-0) par  $H_2$  est elle aussi linéaire avec la métallicité.

Le rapport d'émissions est relié au facteur de conversion  $X = N(H_2)/I_{CO}$  dont l'évolution d'un environnement à un autre est largement sujet à débats. L'étude de l'évolution relative du rapport millimétrique sur CO entre des environnements de métallicités différentes me permet d'aborder ce sujet sous un angle nouveau.

nom	$S_{1.2\text{mm}}$ (poussières) Jy	$S_{CO}$ K.km.s <sup>-1</sup> .sr	$R = \frac{S(1.2\text{mm})}{S_{CO}}$ 10 <sup>5</sup> Jy.(K.km.s <sup>-1</sup> .sr) <sup>-1</sup>	<R>
LIRS49	0.18 ± 0.06	1.7 × 10 <sup>-6</sup>	1.1 ± 0.3	(1.2 ± 0.3) × 10 <sup>5</sup>
LIRS36	0.18 ± 0.05	7.5 × 10 <sup>-7</sup>	2.5 ± 0.6	
SMCB1#1	0.05 ± 0.01	3.2 × 10 <sup>-7</sup>	1.5 ± 0.2	
SMCB1#2	0.12 ± 0.05	5.1 × 10 <sup>-7</sup>	2.3 ± 1.0	
SMCB1#3	0.006 ± 0.001	2.7 × 10 <sup>-7</sup>	0.22 ± 0.03	
Hodge15	0.040 ± 0.003	7.0 × 10 <sup>-7</sup>	0.58 ± 0.04	
SMCB2 S	0.4 ± 0.2	4.3 × 10 <sup>-6</sup>	0.93 ± 0.4	
SMCB2 N	0.13 ± 0.05	2.5 × 10 <sup>-6</sup>	0.5 ± 0.2	
Orion	(1.4 ± 0.2) × 10 <sup>4</sup>	0.18 ± 0.02	0.8 ± 0.2	(1.2 ± 0.2) × 10 <sup>5</sup>
Taurus	(1.4 ± 0.2) × 10 <sup>4</sup>	0.17 ± 0.02	0.9 ± 0.2	
Ophiucus	(1.6 ± 0.2) × 10 <sup>4</sup>	0.05 ± 0.01	3.0 ± 0.6	
Cepheus	(1.0 ± 0.1) × 10 <sup>4</sup>	0.14 ± 0.02	0.7 ± 0.1	
Chameleon	(6.1 ± 0.6) × 10 <sup>4</sup>	0.06 ± 0.01	1.0 ± 0.2	
Lupus	(7.0 ± 0.7) × 10 <sup>4</sup>	0.05 ± 0.01	1.5 ± 0.3	
Perseus	(4.7 ± 0.5) × 10 <sup>4</sup>	0.06 ± 0.01	0.8 ± 0.2	

**TAB. 9.4:** Flux millimétriques émis par les poussières et CO observés et rapport de ces flux pour chaque région (du SMC en haut et Galactiques en bas)

### 9.5.1. Relation entre $R$ et $X$

En utilisant l'équation 8.5 et la définition de  $X$ , le facteur millimétrique sur CO,  $R$ , s'exprime ainsi :

$$R = \frac{S_{1.2mm}}{S_{CO}} = \frac{N_H \epsilon_H(\lambda) B_\lambda(T_{pouss})}{\frac{N(H_2)}{X}} \quad (9.3)$$

Dans les régions étudiées, on peut supposer que tout l'hydrogène est sous forme moléculaire<sup>5</sup> :  $N_H = \frac{1}{2}N(H_2)$ . On a donc :

$$R = 2\epsilon_H(\lambda) B_\lambda(T_{pouss}) X \quad (9.4)$$

Les nuages moléculaires n'ont sans doute pas tous la même température de la poussière, cependant il est raisonnable de penser que les variations d'un nuage à l'autre sont modérées et aux longueurs d'ondes millimétriques on peut alors négliger l'effet de la température tant qu'elle n'est pas trop faibles ( $> 10$  K). Je considère dans cette étude la gamme de températures observée dans les spectres FIRAS comme étant pertinente pour l'analyse des nuages moléculaires. On obtient alors que si  $R$  est constant, cela signifie que le produit  $X \cdot \epsilon_H$  est constant.

En supposant une opacité universelle des grains de poussière par unité de masse, l'émissivité est proportionnelle au rapport poussière sur gaz  $x_d$  (c.f. équation 8.6). En prenant un rapport poussière sur gaz proportionnel à la métallicité (déplétion constante des éléments), on déduit alors la relation suivante :

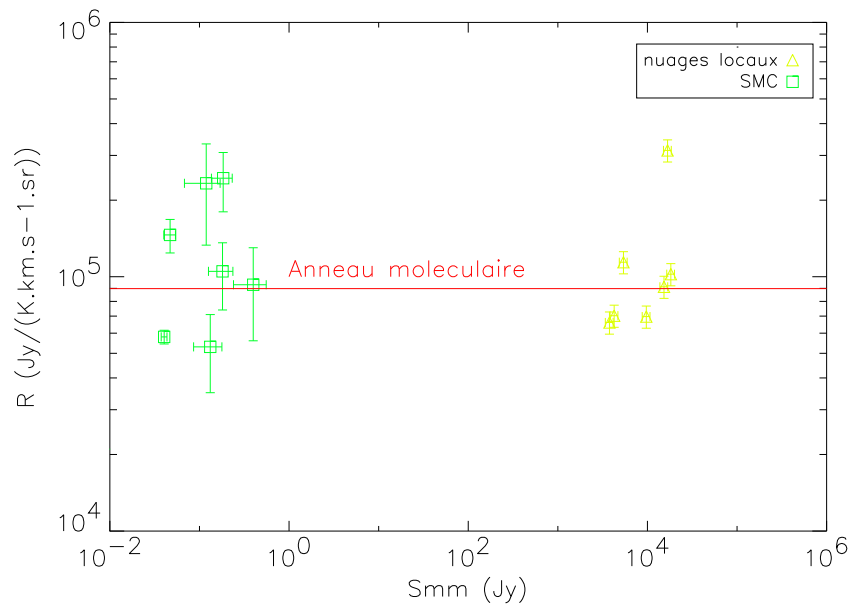
$$\frac{R}{R_\odot} = \frac{Z}{Z_\odot} \frac{X}{X_\odot} \quad (9.5)$$

Le fait que le rapport de l'émission millimétrique sur l'émission CO soit constant avec la métallicité implique alors que le facteur de conversion CO-vers- $H_2$  est inversement proportionnel à la métallicité du milieu :

$$X \propto 1/Z. \quad (9.6)$$

Il faut noter qu'aucune des données extra-galactiques relevées dans la littérature ne concerne les parties extérieures des galaxies. Cet effet est un biais observationnel : j'ai récolté des données de galaxies ou de parties de galaxies observées à la fois en CO et dans les longueurs d'ondes millimétriques. Au vu des difficultés actuelles d'observations de ces émissions, cet échantillon est biaisé vers les parties brillantes en CO, c'est à dire les centres galactiques pour la plupart. Ce même biais s'applique aussi à l'échantillon de nuages du SMC et du voisinage solaire. Il est possible que  $R$  change dans les parties externes des galaxies, ce qui introduirait une dispersion dans les valeurs de  $R$ .

<sup>5</sup>Pour l'échantillon Galactique, ainsi que pour quelques galaxies de la littérature, l'émission millimétrique a été corrigée de la contribution associée à HI. Même si ce n'est pas le cas pour l'échantillon du SMC, l'hypothèse reste raisonnable (c.f. §9.4.3). Cette hypothèse est plus forte dans le cas des galaxies extérieures étudiées dans leur ensemble comme des sources ponctuelles où la contribution de l'émission de la poussière associée au HI peut devenir importante.



**FIG. 9.5:** Rapports de l'émission millimétrique et de l'émission CO,  $R$ , en fonction du flux millimétrique dans les nuages moléculaires du SMC (carrés verts) et leurs équivalents Galactiques locaux (triangles jaunes). La moyenne obtenue sur l'anneau moléculaire de la Voie Lactée (ligne pleine rouge) ainsi que les barres d'erreur à  $1\sigma$  (traits pointillés rouges) sont tracés pour comparaison.

## 9.6. Discussion

L'utilisation du rapport des émissions millimétriques et CO permet un apport original au problème de l'évolution de  $X$  avec la métallicité car cette approche repose sur assez peu d'hypothèses. De plus, cette méthode est applicable à des environnements et des échelles extrêmement variées de manière uniforme. Dans le futur, le gain en sensibilité attendu des données Herschel vont permettre d'étendre ces comparaisons à des régions moins brillantes. Les données utilisées ici montrent déjà de manière significative une relation linéaire entre  $X$  et la métallicité, en accord avec les lois obtenues à partir des estimations virielles.

L'interprétation de la constance de  $R$  entre le SMC et la Galaxie n'est pas simple car l'émission CO est optiquement épaisse. Qualitativement, on peut dire que la fraction de gaz émetteur en CO décroît avec la métallicité. Cependant, la forte dispersion observée dans les galaxies extérieures montre que le problème n'est peut-être pas si simple. Il reste à comprendre l'origine de la dispersion inter-nuages et inter-galaxies dont l'origine n'est pas forcément la même.



# 10

## Masses des nuages moléculaires géants

---

<b>10.1. Masses des nuages à partir de l'émission millimétrique .</b>	<b>114</b>
10.1.1. Température de la poussière . . . . .	114
10.1.2. Emissivité de référence . . . . .	115
10.1.3. Le rapport gaz-sur-poussière . . . . .	116
<b>10.2. Masses des nuages à partir des observations CO . . . . .</b>	<b>117</b>
10.2.1. L'échantillon Galactique . . . . .	117
10.2.2. L'échantillon du SMC . . . . .	117
10.2.3. Discussion . . . . .	118
<b>10.3. Comparaison des masses obtenues à partir des deux es-</b>	
<b>    timations . . . . .</b>	<b>118</b>
10.3.1. Dans la Galaxie . . . . .	118
10.3.2. Dans le SMC . . . . .	120
<b>10.4. Evolution de l'émissivité des poussières . . . . .</b>	<b>121</b>
10.4.1. Coagulation des grains . . . . .	121
10.4.2. Effet de température sur l'indice spectral de l'émissivité .	121
<b>10.5. Revisite du théoreme du viriel . . . . .</b>	<b>122</b>
10.5.1. Support des nuages par un champ magnétique. . . . .	124
10.5.2. Force des champs magnétiques dans les nuages du SMC .	125
<b>10.6. Conclusion . . . . .</b>	<b>126</b>

---

L'analyse de l'émission millimétrique des différents nuages moléculaires géants détectés dans le SMC ou dans le voisinage solaire, permet de calculer la masse



de gaz moléculaire de ces nuages. Rubio et al. (2004) ont étudié le nuage moléculaire SMCB1#1 à partir de l'émission SIMBA/SEST à 1.2 mm. En utilisant une émissivité de la poussière par atome d'hydrogène dix fois plus faible que la valeur Galactique pour prendre en compte la différence en métallicité et une température de la poussière de 15 K, ils ont obtenu un résultat inattendu : la masse de gaz tracée par l'émission millimétrique est plus grande que la masse virielle déduite des observations CO. Est-ce que cette différence d'estimation de la masse à partir des observations de CO et des observations millimétriques est une particularité de tous les nuages du SMC ? Qu'en est-il pour les nuages équivalents Galactiques ? D'où vient cette différence ? Dans cette étude, j'utilise les données millimétriques du chapitre précédent pour estimer les masses de gaz moléculaire des nuages du SMC et de ceux du voisinage solaire à partir de l'émission de la poussière et je compare cette estimation aux masses obtenues à partir des observations CO.

## 10.1. Masses des nuages à partir de l'émission millimétrique

Pour une opacité universelle des grains de poussière, l'équation 8.6 montre que l'émissivité de la poussière est alors proportionnelle au rapport poussières-sur-gaz. En effet, en combinant les équations 8.5 et 8.6 on obtient :

$$N_H = \frac{I_\lambda \times x_d^{ref}}{\epsilon_H^{ref}(\lambda) \times x_d^{region} B_\lambda(T_{pouss})} \quad (10.1)$$

où  $T_{pouss}$  est la température de la poussière dans le nuage moléculaire étudié,  $\epsilon_H^{ref}$  est l'émissivité des poussières par atome d'hydrogène dans une région de référence où elle a pu être mesurée, et  $x_d^{ref}$  et  $x_d^{region}$  sont les rapports en masse poussières-sur-gaz de référence et de la région moléculaire étudiée respectivement. Pour appliquer cette formule aux nuages moléculaires du SMC et de la Galaxie, je dois calculer  $\epsilon_H^{ref}$ ,  $x_d$  et  $T_{pouss}$ .

### 10.1.1. Température de la poussière

Pour les nuages Galactiques, les températures moyennes mesurées par FIRAS sont biaisées vers les températures tièdes par les quelques régions très chaudes présentes dans chaque pixel. Il semble raisonnable de prendre une température de 15 K (valeur minimale de l'échantillon Galactique) comme représentative des régions froides des nuages moléculaires (écartées du rayonnement stellaire). Ce choix de température est en accord avec les hypothèses de Rubio et al. (2004) pour le nuage SMCB1#1 et n'affecte que peu les calculs résultants puisque la dépendance de l'émission millimétrique est grossièrement linéaire avec la température de la poussière, tant qu'on se place dans la gamme des températures détectées par FIRAS dans ces régions.

### 10.1.2. Emissivité de référence des poussières dans les nuages moléculaires Galactiques

L'émissivité de référence est prise dans l'anneau moléculaire afin de représenter les propriétés des poussières associées à l'hydrogène moléculaire. J'ai calculé cette émissivité de référence à 1.2 mm à partir du rapport de l'émission millimétrique sur CO observé dans l'anneau moléculaire au §9.1.2. Cette émissivité de la poussière dans les nuages moléculaires est comparée à l'émissivité des poussières observée dans le milieu diffus.

#### 10.1.2.1. Emissivité des poussières dans les nuages moléculaires Galactiques

On a vu au chapitre précédent que le rapport  $R$  des intensités millimétriques et CO est relié au facteur de conversion  $X = N(H_2)/I_{CO}$  par l'équation 9.4. Ce facteur,  $X$ , est empiriquement déterminé dans différents environnements et est grandement discuté dans la littérature.

Pour notre Galaxie et en particulier pour le voisinage solaire, les études de la corrélation entre les rayons  $\gamma$  et les traceurs du gaz (Strong et al. 1988) permettent de déterminer ce facteur  $X$ . Si pour la Galaxie dans son ensemble, l'analyse des observations récentes montre des valeurs du facteur  $X$  entre  $1.56$  et  $1.9 \times 10^{20} \text{ mol cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$  (Strong & Mattox 1996, Hunter et al. 1997, Grenier et al. 2005), il existe des variations au sein même de la Galaxie, et en particulier un gradient radial (Strong et al. 2004).

Il existe des déterminations locales du facteur de conversion à partir de l'étude des rayons gamma pour les GMCs Galactiques de cette étude (Hunter et al. 1994, Digel et al. 1995, 1996, Digel & Grenier 2001). Cependant, ces études locales obtiennent un facteur de conversion très faible dans ces nuages, d'environ  $1 \cdot 10^{20} \text{ mol cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ . Ces valeurs sont en désaccord avec les déterminations récentes du facteur de conversion CO-vers- $H_2$  obtenu globalement dans ces mêmes nuages moléculaires locaux et cette différence reste à comprendre. J'ai donc choisi d'utiliser l'estimation récente du facteur  $X$  obtenue pour l'ensemble des nuages moléculaires locaux par Grenier et al. (2005) ( $X = (1.8 \pm 0.3) \times 10^{20} \text{ mol cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ ) plutôt que les valeurs individuelles.

A partir de ce facteur  $X$  Galactique local et en utilisant le facteur  $R$  déterminé dans l'anneau moléculaire à partir de la corrélation de l'émission millimétrique et de l'émission CO (cf. §9.1.2), on peut alors calculer l'émissivité des poussières associées au gaz moléculaire dans notre Galaxie :

$$\epsilon_H^{ref}(1.2\text{mm}, H_2) = 1.33 \times 10^{-26} \text{at}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \quad (10.2)$$

Cette valeur est utilisée dans l'équation 10.1 pour calculer les masses des nuages moléculaires.

### 10.1.2.2. Evolution de l'émissivité des poussières dans la Galaxie

L'émissivité des poussières à haute latitude Galactique est mesurée à partir de la corrélation à haute latitude Galactique (Boulangier et al. 1996a) entre l'émission des poussières observées par COBE et l'émission HI observée par le relevé Leiden/Dwingeloo pour les faibles densités de colonne de HI (c.f. Fig. 5.1). Pour une température mesurée de 17.2 K, cette corrélation donne une émissivité des poussières par atome d'hydrogène de :

$$\epsilon_H^{ref}(1.2\text{mm}, \text{HI}) = (6.73 \pm 1.20) \cdot 10^{-27} \text{at}^{-1} \cdot \text{cm}^2. \quad (10.3)$$

L'émissivité des poussières dans le milieu moléculaire à grande échelle est donc 2 fois plus importante que celle du milieu diffus.

Une telle augmentation de l'émissivité du milieu diffus aux nuages moléculaires est un phénomène qui a été observé dans notre Galaxie, mais sur des régions plus restreintes et plus denses (Cambrésy et al. 2001, Miville-Deschênes et al. 2002, Stepnik et al. 2003). Cet effet semble être corrélé à un déficit en petits grains (Laureijs et al. 1991, Abergel et al. 1994). L'interprétation de ce phénomène est que dans les régions denses des nuages moléculaires, les petits grains coagulent entre eux ou sur les gros grains, donnant des grains de poussière composites et poreux dont l'émissivité est plus grande. Dans une étude récente des variations à grande échelle des propriétés de la poussière dans le visible dans la Galaxie (Cambrésy et al. 2005), les auteurs suggèrent que ce type de grains de poussière est plus commun que ce qu'on pensait et n'existe pas seulement dans les nuages denses et froids. La valeur de l'émissivité des poussières associées au gaz moléculaire mesurée ici pourrait donc refléter ce phénomène à grande échelle.

### 10.1.3. Le rapport gaz-sur-poussière

Pour calculer la quantité d'hydrogène présente dans les nuages moléculaires étudiés, il faut connaître la différence entre les rapports gaz-sur-poussière de la région étudiée et d'une région de référence (le voisinage solaire).

Le voisinage solaire et le SMC ont fait l'objet d'études en extinction permettant de calculer les rapports gaz-sur-poussières dans ces régions à partir de l'estimation des rapports  $N(\text{HI})/A(V)$  (Bouchet et al. 1985, Gordon et al. 2003). Cependant ces calculs reposent fortement sur notre compréhension actuelle de la loi d'extinction et il existe de grandes variations d'une étude à l'autre pour une même région.

J'ai donc choisi de recalculer les abondances de la poussière pour évaluer la différence du rapport poussières-sur-gaz entre le SMC et le voisinage solaire. Pour le voisinage solaire, les abondances pour la région de  $\zeta$  Oph (Sofia & Meyer 2001a,b) donnent  $m_{pouss}/m_H(\zeta\text{Oph}) = 8.88 \cdot 10^{-3}$ , qui servira dans cette étude de rapport poussières-sur-gaz massique pour les GMCs Galactiques.

Je suppose que les déplétions des éléments sont les mêmes dans le SMC et dans le voisinage solaire. Cependant, les déplétions dans le SMC pourraient être inférieures (Welty et al. 2001, Rolleston et al. 2003), et dans ce cas le rapport poussières-sur-gaz estimé serait alors une limite supérieure. La comparaison des abondances de

la poussière de  $\zeta$  Oph et de celles solaires (Sofia & Meyer 2001a,b) me permet de calculer des déplétions  $\eta$  de 0.66, 0.11, 0.46, 0.92, et 0.95 pour C, N, O, Mg, et Si.

L'étoile AV 304 est considérée par les spécialistes comme représentant la composition actuelle en éléments lourds du SMC (Rolleston et al. 2003). En utilisant les abondances observées pour cette étoile (Trundle et al. 2004) avec les facteurs de déplétion calculés ci-dessus, le rapport en masse poussières-sur-hydrogène peut être calculé comme suit :

$$\frac{m_{pouss}}{m_H} = \sum_M [M/H]_{tot} \cdot \eta_M \cdot \frac{m_M}{m_H}, \quad (10.4)$$

et est utilisé comme estimation du rapport massique poussière sur gaz. J'obtiens un rapport massique poussière sur hydrogène de  $1.51 \cdot 10^{-3}$  pour le SMC.

En comparant cette valeur au rapport massique poussière sur hydrogène calculé pour la poussière dans  $\zeta$  Oph, je trouve une différence de rapport poussière sur gaz entre le SMC et le voisinage solaire de :

$$\frac{x_{SMC}}{x_{\odot}} = 0.17 \quad (10.5)$$

Cette valeur est alors utilisée dans l'équation 10.1 avec l'émissivité de référence calculée et une température de 15 K. Ces estimations me permettent de calculer une masse pour chaque nuage du SMC observé dans le millimétrique et pour chaque nuage de l'échantillon Galactique (en supposant  $x_{Gal} = x_{\odot}$ ). Les résultats obtenus sont résumés dans les tables 10.2 et 10.1.

## 10.2. Masses des nuages à partir des observations CO

### 10.2.1. L'échantillon Galactique

En supposant que dans les GMCs tout l'hydrogène est sous forme moléculaire, une manière de déterminer les densités de colonne d'hydrogène est d'utiliser le facteur de conversion CO-vers- $H_2$ . Pour cette étude, j'utilise le facteur de conversion  $X$  déterminé à partir de l'étude de l'émission des rayons  $\gamma$  dans les nuages Galactiques du voisinage solaire (cf. §10.1.2.1). A partir de ce facteur de conversion CO-sur- $H_2$  et des observations du relevé CO(1-0) de Dame et al. (2001), j'estime une densité de colonne d'hydrogène pour chaque nuage et donc une masse (c.f. Tab. 10.1).

### 10.2.2. L'échantillon du SMC

Dans le SMC, le facteur  $X$  est calibré observationnellement à partir de la comparaison des masses virielles et des intensités des observations CO (Rubio et al. 1993b, Mizuno et al. 2001, Bolatto et al. 2003). J'ai donc choisi d'utiliser les masses virielles directement comme estimation de la masse de gaz pour les nuages du SMC. La table 10.2 donne les masses virielles collectées pour chaque région.

nom	$M_H(1.2\text{mm})$ ( $10^4 M_\odot$ )	$M_H(\text{CO})$ ( $10^4 M_\odot$ )	$f = \frac{M_H(1.2\text{mm})}{M_H(\text{CO})}$
Orion	$16 \pm 2$	$17.8 \pm 3.0$	$0.9 \pm 0.2$
Taurus	$1.2 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.3$
Ophiucus	$1.0 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.1$	$3 \pm 0.9$
Cepheus	$28 \pm 3$	$36 \pm 6$	$0.8 \pm 0.2$
Chameleon	$0.61 \pm 0.06$	$0.5 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.3$
Lupus	$0.9 \pm 0.1$	$0.54 \pm 0.09$	$1.7 \pm 0.4$
Perseus	$2.6 \pm 0.3$	$2.8 \pm 0.5$	$0.9 \pm 0.2$

**TAB. 10.1:** Pour chaque nuage moléculaire, deux estimations différentes des masses des nuages sont montrées : la masse à partir des observations CO en utilisant le facteur  $X$  de conversion donné §10.1.2.1, et la masse déduite de l'émission de la poussière aux longueurs d'ondes millimétriques. Le rapport de ces deux estimations de la masse,  $f$ , à la dernière colonne met en valeur ces différences.

### 10.2.3. Discussion

Les masses de gaz moléculaire déterminées à partir de l'émission CO dans le SMC et dans la Galaxie reposent sur des méthodes différentes : l'utilisation d'un facteur de conversion  $X$  et le théorème du viriel. Pour une étude homogène, il serait intéressant de calculer les masses virielles à partir des données CO pour les nuages Galactiques, de la même manière que pour les nuages du SMC. Lors de la rédaction de cette thèse, je n'avais pas accès au cube de données de Dame et al. (2001) pour pouvoir effectuer cette étape. Cependant, cette opération est en cours et une perspective de ce travail après la thèse sera d'ajouter les masses virielles pour les nuages locaux Galactiques à cette étude afin de les comparer aux masses déterminées avec le facteur  $X$  dans ces mêmes nuages et aux masses virielles des analogues du SMC.

## 10.3. Comparaison des masses obtenues à partir de l'émission millimétrique et de l'émission CO

Les tables 10.2 et 10.1 donnent les masses des nuages du SMC et de la Galaxie, calculées à partir des observations millimétriques de l'émission de la poussière et des observations CO. Ces deux estimations de la masse de gaz d'un nuage sont comparées à travers le rapport de ces masses,  $f$ .

### 10.3.1. Dans la Galaxie

La comparaison des deux estimations de la masse dans les nuages Galactiques proches montre que dans la plupart des cas, celles-ci concordent. Cependant, les nuages Ophiucus et Lupus montrent un excès millimétrique significatif qu'il faut

comprendre. Ces différences d'estimation de la masse d'un nuage reflètent la dispersion observée dans les rapports d'émission  $R$  (c.f. Fig. 9.5).

Pour les nuages moléculaires Galactiques locaux, les masses de gaz obtenues à partir des observations CO reposent sur l'utilisation du facteur de conversion CO-vers- $H_2$  déterminé à partir des observations  $\gamma$ . Cependant, ce facteur de conversion a été établi en corrélant l'émission  $\gamma$  et CO sans inclure le gaz  $H_2$  non tracé par CO (Grenier et al. 2005). La conversion du carbone gazeux de  $C^+$  en CO dans les nuages moléculaire a lieu plus profondément dans le nuage que la transition de HI à  $H_2$ , en partie du fait de l'auto-écranage de la molécule de  $H_2$ . Il existe donc dans les nuages, une couche externe où l'hydrogène est moléculaire et le CO est encore photodissocié. L'épaisseur de cette couche dépend de la métallicité et du rapport  $G/n$  où  $G$  est le champ de rayonnement et  $n$  est la densité du gaz (Boulanger 2004). Si ces enveloppes d'hydrogène moléculaire sans CO sont suffisamment grandes, alors les masses des nuages moléculaires déduites à partir du facteur de conversion seraient sous-estimées. Cet effet est observé par Grenier et al. (2005) dans leur étude de l'émission des rayons  $\gamma$  dans le milieu interstellaire local : ils trouvent une quantité significative (comparable en masse au gaz associé à CO) de matière interstellaire "sombre" non tracée par CO ou HI qui semble entourer les nuages moléculaires locaux. Cette matière sombre pourrait correspondre à des enveloppes d'hydrogène moléculaire où CO est photodissocié.

Cette sous-estimation de la masse pourrait dépendre du stade d'évolution du nuage. En effet, quand le nuage se contracte et devient plus dense, le rapport  $G/n$  décroît (donc  $f$  diminue). Après la formation d'étoiles, le rapport  $G/n$  est élevé du fait du fort champ de rayonnement et le rapport des estimations de la masse du nuage,  $f$ , est élevé du fait de la photodissociation de CO. Dans ce scénario, la fraction de  $H_2$  sans CO serait minimum au moment de la formation d'étoiles.

Ce gaz moléculaire non tracé par CO ne semble pas être une composante significative de la masse dans la plupart des nuages Galactiques de cette étude. Cependant, cette matière "sombre" devrait correspondre aux enveloppes des nuages observés en CO. Le choix des boîtes d'intégration pour le calcul des flux des nuages Galactiques de cette étude correspond aux régions où CO a été détecté. Il est possible qu'en prenant des régions d'intégration plus grande, cette composante de gaz moléculaire non associé à CO devienne significative et dans ce cas les estimations de la masses ne concorderaient plus.

La présence de gaz moléculaire non associé à CO permet d'expliquer les rapports de masse élevés pour les nuages Ophiucus et Lupus. En effet, tous deux sont associés au complexe d'étoiles OB Scorpius-Centaurus. Dans ces nuages, CO pourrait être majoritairement dissocié et la quantité de gaz moléculaire non tracé par CO serait significative.

Pour confirmer cette interprétation, il serait intéressant de calculer les masses virielles de ces nuages. Si une telle enveloppe de gaz moléculaire dénuée de CO existe, la masse virielle calculée pour ces nuages devrait être compatible avec la masse déduite des observations millimétriques, et plus grande que la masse du nuage déduite à partir du facteur de conversion CO-vers- $H_2$ .

nom	$M_H(1.2\text{mm})$ ( $10^4 M_\odot$ )	raie CO	$M_{vir}$ ( $10^4 M_\odot$ )	$f = \frac{M_H(1.2\text{mm})}{M_{vir}}$	notes
LIRS49	$18 \pm 5$	1-0	12.0	$1.5 \pm 0.4$	
LIRS49	–	2-1	8.9	$2.0 \pm 0.6$	
LIRS36	$18 \pm 5$	1-0	5.8	$3.1 \pm 0.8$	
LIRS36	–	2-1	14.0	$1.3 \pm 0.3$	(a)
SMCB1#1	$5 \pm 1$	1-0	2.4	$1.9 \pm 0.3$	
SMCB1#1	–	2-1	2.5	$1.8 \pm 0.3$	
SMCB1#2	$12 \pm 5$	1-0	7.3	$1.6 \pm 0.7$	
Hodge15	$3.9 \pm 0.2$	1-0	7.4	$0.5 \pm 0.1$	(a)
Hodge15	–	2-1	4.9	$0.8 \pm 0.1$	(a)
SMCB2 S	$39 \pm 15$	1-0	14.0	$2.8 \pm 1.1$	(b)
SMCB2 N	$13 \pm 5$	1-0	9.8	$1.3 \pm 0.5$	(b)

**TAB. 10.2:** Pour chaque nuage moléculaire et pour chaque raie CO observée, deux estimations différentes des masses des nuages sont montrées : la masse virielle obtenue à partir des observations CO, et la masse déduite de l'émission de la poussière aux longueurs d'ondes millimétriques. Le rapport de ces deux estimations de la masse,  $f$ , à la dernière colonne met en valeur ces différences. Notes : (a) la carte CO était incomplète et donc le rayon de la région est inconnu. Dans le cas de LIRS36, on utilise le rayon observé pour la raie de CO(1-0) pour estimer la masse virielle. Dans le cas de Hodge 15, on utilise le rayon observé, même si le nuage n'est pas complètement échantillonné. (b) pour SMCB2 Nord et Sud les masses virielles sont obtenues pour chaque sous-nuage individuellement puis sommées.

### 10.3.2. Dans le SMC

La comparaison des masses de gaz obtenues à partir de l'émission millimétrique des poussières aux masses virielles, montre un biais systématique dans les nuages du SMC correctement échantillonnés. Les masses de gaz déduites de l'émission millimétrique de la poussière sont en moyenne 2 fois plus élevées que les masses déduites de l'émission CO. L'excès millimétrique observé par Rubio et al. (2004) semble donc être une tendance générale qui doit être comprise. Il faut noter que j'utilise un rapport poussières-sur-gaz et une émissivité de référence plus élevés que ceux utilisés par Rubio et al. (2004), ce qui explique les différences quantitatives entre les deux études pour SMCB1#1, mais les résultats qualitatifs restent les mêmes.

Pour le calcul des masses à partir du flux millimétrique, j'ai supposé une température de 15 K pour tous les nuages. Cette température pourrait être supérieure mais pas suffisamment. En effet, pour expliquer l'excès millimétrique observé il faudrait une température dans les nuages moléculaires qui soit similaire ou supérieure à celle observée dans le milieu diffus du SMC (22 K ; cf. §6.4.1), ce qui serait difficilement compréhensible.

D'autre part, il est possible que les nuages moléculaires étudiés n'aient pas exactement le rapport poussières-sur-gaz utilisé. En effet, les nuages moléculaires peuvent

être formés de matière ayant des histoires et donc des métallicités différentes car les temps de mélange sont très longs et la métallicité locale ne reflète pas forcément exactement la métallicité moyenne du SMC. Il existe dans la littérature des études des abondances de régions HII associées à quelques nuages moléculaires de ce travail. Ces mesures d'abondances quand elles existent montrent que les variations inter-nuages du rapport poussières-sur-gaz introduisent une dispersion supplémentaire dans les masses calculées à partir des observations millimétriques.

Pour calculer les masses de gaz à partir des observations millimétriques, j'ai aussi utilisé une émissivité de référence prise dans le gaz moléculaire Galactique. Je discuterai l'impact d'une variation de l'émissivité des grains au §10.4.2. D'autre part, le calcul des masses virielles à partir de l'émission CO dans les nuages du SMC repose sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. J'examinerai différentes possibilités permettant d'expliquer une sous-estimation des masses virielles au §10.5.

## 10.4. Evolution de l'émissivité des poussières

### 10.4.1. Coagulation des grains

Pour calculer les masses de gaz à partir des observations millimétriques, j'ai utilisé une émissivité de référence obtenue pour les poussières associées au gaz moléculaire de notre Galaxie. Cette émissivité est deux fois plus élevée que la valeur mesurée dans le milieu diffus et serait due à une coagulation des grains.

On peut se demander si un tel effet de coagulation des grains peut s'appliquer au SMC, du fait de l'environnement particulièrement destructeur que constitue cette galaxie. Au chapitre 6, j'ai montré que dans le milieu diffus du SMC, les éléments constitutifs des grains sont peu déplétés, ce qui est sans doute le résultat de la destruction des grains par des explosions fréquentes de supernovae. Pour qu'il y ait coagulation des grains dans le SMC, il faudrait donc qu'il y ait d'abord reformation des grains dans les régions denses (un facteur 3 en émissivité entre le milieu diffus du SMC et ces régions, correspondant à la variation du rapport poussières-sur-gaz en masse entre ces régions), puis coagulation des grains (augmentation de l'émissivité par unité de masse de poussières). Si cet effet de coagulation des grains n'a pas lieu dans le SMC, alors le désaccord entre les deux estimations de la masse des nuages moléculaires du SMC serait encore plus grand (les facteurs  $f$  de la table 10.2 seraient plus élevés). Au vu des conditions environnementales du SMC, il serait donc difficile d'avoir une émissivité des grains plus élevée que celle utilisée pour comprendre les facteurs  $f$  observés.

### 10.4.2. Effet de température sur l'indice spectral de l'émissivité

Dupac et al. (2003) ont montré que l'indice spectral  $\beta$  de l'émissivité millimétrique de la poussière pourrait décroître quand la température de la poussière augmente. Ils



trouvent  $\beta \sim 1$  pour  $\sim 60$  K et  $\beta \sim 2$  pour  $T_{pouss} \sim 15$  K. L'émissivité millimétrique de la poussière pourrait être plus forte dans les régions chaudes près des régions de formation d'étoiles étudiées ici. Si cet effet est important, l'émissivité effective de la poussière pourrait être plus élevée que celle que j'utilise. Cependant, les valeurs  $f$  observées sont comparables dans les régions avec ou sans région HII, ce qui incite à rejeter cette interprétation.

Il n'est pas possible d'expliquer la différence observée entre les estimations de la masse des nuages du SMC en modifiant l'émissivité des poussières dans cette galaxie. Au contraire, il est possible que l'émissivité soit plus faible que celle utilisée dans les calculs de cette étude et les facteurs  $f$  seraient alors plus importants. La compréhension de ces facteurs réside donc dans la compréhension du calcul des masses virielles utilisé.

## 10.5. Revisite du théorème du viriel

Dans le SMC, les masses des nuages moléculaires estimées à partir de l'émission à 1.2 mm sont systématiquement plus grandes que les masses virielles calculées à partir de l'émission CO. Les estimations de la masse à partir de l'émission de la poussière sont sujet à incertitudes mais celles-ci ne permettent pas d'expliquer les facteurs  $f$  observés. Une autre piste que j'ai explorée pour essayer de comprendre l'excès millimétrique observé dans les masses des nuages moléculaires du SMC, concerne les hypothèses faites lors du calcul des masses virielles. Si les masses virielles sous-estiment la masse réelle d'un nuage, alors on peut expliquer les facteurs  $f$  trouvés à la table 10.2.

Pour appliquer le théorème du viriel, il faut que les nuages moléculaires étudiés aient eu le temps de revirialiser. Les paramètres dynamiques observés des nuages moléculaires étudiés permettent de définir l'échelle de temps caractéristique de ces nuages :  $R/\Delta V$ . Les nuages plus jeunes que ce temps caractéristique n'ont pas eu le temps d'être virialisés et dans ce cas, on ne peut pas appliquer le théorème du viriel. Je trouve que ce temps caractéristique est de  $\sim 3.10^6$  ans pour les nuages du SMC. Il est donc possible que les nuages ne soient pas virialisés.

Dans la table 10.2, les masses virielles sont déterminées en suivant la formulation simplifiée de MacLaren et al. (1988) (cf. §8.1.1.3) :

$$M_{vir}(M_{\odot}) = 190\Delta V^2(\text{km.s}^{-1})R(\text{pc}) \quad (10.6)$$

en utilisant les notations des §8.1.1.3 et 8.3.1. Cette formulation correspond à une forme approximative du théorème du viriel, ignorant les complications liées à la pression de surface et au champ magnétique. Les estimations observationnelles de la dispersion de vitesse à une dimension  $\sigma$  sont obtenues à partir de la largeur de la raie de CO,  $\Delta V$ . Le manque de résolution et de sensibilité des observations ont certainement un effet sur le calcul des masses virielles, cependant je n'ai pas eu le temps de traiter l'impact de ces biais sur les estimations de la masse. Je me suis

plutôt intéressée aux conséquences des hypothèses simplificatrices choisies dans le calcul de cette masse virielle.

Le développement de la forme générale du théorème du viriel (cf. §8.3.1 pour les calculs et la signification des notations) donne :

$$3(\bar{P} - P_0)V_{nuage} - \frac{3}{5}a \frac{GM^2}{R} \left(1 - \frac{\mathcal{M}}{|\mathcal{W}|}\right) = 0. \quad (10.7)$$

En posant :

$$\alpha = a \frac{2\mathcal{T}}{|\mathcal{W}|} = \frac{a}{1 - P_0/\bar{P}} \left(1 - \frac{\mathcal{M}}{|\mathcal{W}|}\right) \quad (10.8)$$

(McKee & Zweibel 1992), la masse du nuage (selon le théorème du viriel généralisé) est :

$$M = \frac{5\sigma^2 R}{\alpha G}. \quad (10.9)$$

Si on prend la masse de gaz estimée à partir de l'émission millimétrique de la poussière comme étant la masse de gaz réelle du nuage ( $M_H(1.2\text{mm}) = M$ ), on a alors :

$$f = \frac{M}{M_{vir}} = \frac{10}{9\alpha} \quad (10.10)$$

et pour comprendre les valeurs élevées de  $f$  il faut donc résoudre :

$$f = \frac{10}{9\alpha} \frac{[1 - (P_0/\bar{P})]}{[1 - (\mathcal{M}/|\mathcal{W}|)]}. \quad (10.11)$$

Dans cette expression,  $\mathcal{M}/|\mathcal{W}|$  mesure l'importance de l'énergie magnétique par rapport à l'énergie gravitationnelle ;  $P_0$  est la pression totale du milieu ambiant et  $\bar{P}$  est la pression moyenne dans le nuage.

Les valeurs de  $f$  sont donc affectées par des effets de densité et de géométrie ( $a$ ), la pression externe au nuage ( $P_0$ ) et les champs magnétiques ( $\mathcal{M}/|\mathcal{W}|$ ) (cf. équation 10.11). Les observations des nuages moléculaires de notre Galaxie donnent des paramètres viriels de l'ordre de 1 (Myers & Goodman 1988b), mais on observe aussi  $\alpha > 1$  dans les grumeaux des nuages Galactiques (Bertoldi & McKee 1992) ce qui est interprété comme un confinement par la pression extérieure. Puisque la pression extérieure ( $P_0$  élevé) tend à diminuer  $\alpha$  et que les effets de la densité et de la géométrie jouent assez peu, je discuterai donc uniquement des effets du support par le champ magnétique dans les nuages du SMC.

Cet examen du théorème du viriel me permet d'insister sur l'attention qui doit être gardée lorsqu'on utilise des formes simplifiées du théorème du viriel. Si la pression dans le nuage n'excède pas significativement la pression externe, les largeurs de raies observées vont refléter le confinement par la pression externe et la masse virielle sous sa forme simplifiée surestime la vraie masse du nuage. D'un autre côté, si le nuage est suffisamment magnétisé, les largeurs de raies observées vont refléter le faible rôle de la pression turbulente du gaz et la masse va être sous-estimée si on applique le théorème du viriel sous sa forme simplifiée. Cela peut créer un biais général dans les études des nuages moléculaires.

nom	raie CO	$f$	$\mathcal{M}/ \mathcal{W} $	$ B $ $\mu\text{G}$	$n_H$ $10^3 \text{ cm}^{-3}$
LIRS49	1-0	$1.5 \pm 0.4$	$0.2 \pm 0.2$	11	0.4
LIRS49	2-1	$2.0 \pm 0.6$	$0.4 \pm 0.2$	21	0.7
LIRS36	1-0	$3.1 \pm 0.8$	$0.6 \pm 0.1$	14	0.3
LIRS36	2-1	$1.3 \pm 0.3$	$0.2 \pm 0.2$	8	0.3
SMCB1#1	1-0	$1.9 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.1$	7	0.2
SMCB1#1	2-1	$1.8 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.1$	10	0.4
SMCB1#2	1-0	$1.6 \pm 0.7$	$0.3 \pm 0.3$	9	0.3
SMCB2 S	1-0	$2.8 \pm 1.1$	$0.6 \pm 0.1$	17	0.3
SMCB2 N	1-0	$1.3 \pm 0.5$	$0.2 \pm 0.3$	6	0.1

**TAB. 10.3:** Pour chaque nuage moléculaire, le rapport des énergies magnétique et gravitationnelle est obtenu à partir des facteurs  $f = M_{1.2mm}/M_{vir}$ . A partir de ces valeurs, on calcule les forces des énergies magnétiques  $|B|$  nécessaires pour supporter les nuages. Ces forces des champs magnétiques sont vues à la lumière des densités moyennes des nuages  $\langle n_H \rangle$ , calculées à partir de l'émission millimétrique observée et du rayon du nuage.

### 10.5.1. Support des nuages par un champ magnétique.

Une possibilité pour des valeurs élevées de  $f$  est le cas de nuages où  $\mathcal{M}/|\mathcal{W}| \lesssim 1$ . A partir des caractéristiques observées des nuages moléculaires du SMC, je peux calculer le rapport de l'énergie magnétique sur gravitationnelle qu'il faudrait pour expliquer les rapports de masses,  $f$ , observés. En prenant le cas d'un nuage sphérique uniforme, avec des mouvements continus et dans lequel la pression moyenne excède la pression de surface ( $\bar{P} \gg P_0$ ), on obtient :

$$\mathcal{M}/|\mathcal{W}| = 1 - \frac{10}{9f}. \quad (10.12)$$

Les valeurs obtenues sont rassemblées à la Table 10.3.

Si  $M_\Phi$  est la masse magnétique critique, c'est-à-dire la masse pour laquelle  $\mathcal{M} = |\mathcal{W}|$ , alors

$$M_\Phi = M \sqrt{1 - \frac{10}{9f}}. \quad (10.13)$$

Dans le cadre des hypothèses faites, on a  $f > 10/9$  ( $M > M_\Phi$ ). Les nuages moléculaires du SMC sont magnétiquement supercritiques (McKee 1989, McKee et al. 1993), c'est à dire que le champ magnétique statique ne peut pas supporter la totalité du nuage (même s'il ne peut être négligé), et les mouvements internes donnent le support additionnel. Dans ce cas, l'évolution future du nuage sera contrôlée en partie par des phénomènes qui créent et dissipent les mouvements internes. Les GMCs Galactiques sont aussi observés comme étant magnétiquement supercritiques, mais leur support turbulent est comparable à leur support magnétique et  $M \gg M_\Phi$  ( $f \approx 10/9$ ) (McKee 1989).

En combinant les équation 10.12, 8.10 et 8.11, on peut exprimer la force du champ magnétique qui serait nécessaire pour expliquer les valeurs de  $f$  :

$$B^2 - B_0^2 = \frac{18}{5} \left(1 - \frac{10}{9f}\right) \frac{GM^2}{R^4} \quad (10.14)$$

où  $B_0$  est la force du champ magnétique pour le milieu ambiant. En prenant  $B_0 = 5\mu\text{G}$  <sup>(1)</sup>, les forces de champ magnétique nécessaires pour supporter les nuages sont calculés et reportés à la table 10.3. Les valeurs trouvées vont de 6 à 21  $\mu\text{G}$ , avec une valeur moyenne de  $12\mu\text{G}$ . De tels champs magnétiques sont similaires aux valeurs trouvées pour certains GMCs Galactiques (Myers & Goodman 1988a).

### 10.5.2. Force des champs magnétiques dans les nuages du SMC

On peut se demander d'où viendraient de telles forces de champs magnétiques sur des échelles aussi grandes que les nuages moléculaires géants étudiés ici. Le champ magnétique dans un nuage peut être décrit en fonction d'une composante statique  $B_s$  et d'une composante turbulente  $B_t$ . La composante turbulente est associée à des mouvements du gaz et est donc prise en compte dans le calcul des masses virielles par les largeurs des raies observées. La composante statique connecte le nuage au milieu extérieur et détermine aussi le flux total de champ magnétique à travers le nuage, alors que la composante ondulatoire est associée aux ondes MHD dans le nuage. L'augmentation de la force du champ magnétique entre l'extérieur et l'intérieur du nuage que j'ai calculé correspond à la composante statique du champ magnétique. L'origine de cette augmentation du champ magnétique statique pourrait venir de la contraction gravitationnelle qui forme les nuages moléculaires, regroupant un champ magnétique à l'origine uniforme en une forme de sablier. De telles structures ont été trouvées dans des coeurs moléculaires de notre Galaxie (e.g. Brogan et al. (1999)), mais seulement pour les plus petits nuages et les grumeaux au sein de ces nuages, mais pas pour des nuages moléculaires géants.

Les prédictions théoriques et des preuves observationnelles montrent que le champ magnétique varie comme  $B \propto n^{1/2}$  (Mouschovias 1976a,b) où  $n$  est la densité volumique (une contraction isotrope donnerait un exposant de 2/3). En utilisant la figure 1 de Crutcher (1999), les densités volumiques moyennes des nuages moléculaires du SMC ( $\sim 0.3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ; c.f. Tab. 10.3) donnent des champs magnétiques d'environ  $\approx 15 \mu\text{G}$ . Les forces des champs magnétiques nécessaires pour expliquer les facteurs  $f$  observés dans le SMC ne sont donc pas surprenants pour des nuages moléculaires géants vu leur densité. Dans tous les cas, les forces des champs magnétiques dans les nuages moléculaires du SMC restent hypothétiques tant qu'aucune observation du champ magnétique n'est faite dans ces régions (par exemple par l'effet Zeeman).

---

<sup>1</sup>en accord avec le modèle de Pohl (1993) ; on notera cependant que ce choix n'influe pas vraiment sur le résultat, tant que le champ magnétique moyen du SMC reste faible.

## 10.6. Conclusion

J'ai effectué la comparaison de deux traceurs du gaz moléculaire, l'émission millimétrique des poussières et l'émission CO dans des environnements de métallicité différente : le SMC et la Galaxie. Les observations millimétriques SIMBA/SEST à 1.2 mm pour le SMC et FIRAS pour la Galaxie, ont une résolution linéaire équivalente, permettant une étude uniforme sur des objets similaires (les nuages moléculaires géants) dans ces deux environnements. Les observations à 1.2 mm et CO permettent de calculer des masses pour les nuages moléculaires de manières différentes.

Les masses de gaz déduites de l'émission millimétrique des poussières et celles déduites des observation CO en utilisant un facteur de conversion  $X$  concordent pour la plupart des nuages locaux Galactiques, validant la méthode utilisée. Dans les nuages Lupus et Ophiucus cependant, un excès millimétrique significatif est observé. Dans ces nuages proches de l'association OB Scorpius-Centaurus, le monoxyde de carbone pourrait être largement photodissocié à l'extérieur des nuages, laissant une enveloppe d'hydrogène moléculaire non tracée par CO, mais tracée par le continuum de la poussière. Cette hypothèse reste à vérifier en calculant les masses virielles de ces nuages et en les comparant aux deux autres estimations. De plus, une comparaison de la différence de masse trouvée dans cette étude avec les masses de gaz "sombre" observé par Grenier et al. (2005) est en cours.

La comparaison des masses des nuages déduites de l'émission millimétrique des poussière et des masses virielles dans le SMC montre une différence systématique dans les nuages correctement échantillonnés. Les différentes incertitudes sur le calcul des masses de gaz à partir des observations de l'émission millimétrique de la poussière ne permettent pas d'expliquer ce désaccord entre les méthodes d'estimations. L'examen des hypothèses faites lors de l'application du théorème du viriel montre que la prise en compte d'un champ magnétique servant de support partiel aux nuages pourrait expliquer la différence en masse observée. Dans ce scénario, les nuages moléculaires géants du SMC seraient marginalement supercritiques. Ils ne sont pas complètement supportés par les mouvements internes. Le support additionnel est donné par un champ magnétique de  $\sim 12 \mu\text{G}$ , en accord avec la densité observée de ces nuages. Des études plus poussées et des observations du champ magnétique seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse. Il est possible qu'un tel support par le champ magnétique existe pour les nuages moléculaires géants Galactiques, mais a été ignoré jusqu'à présent. Le calcul des masses virielles pour les nuages Galactiques locaux serait donc intéressante pour la comparaison. Un étude similaire a été faite dans le grand nuage de Magellan (Rantakyro et al. (in prep.)) où les excès millimétriques en masse sont aussi observés par rapport aux masses virielles, dans tous les nuages de leur étude, sauf un.

Cette explication de la différence entre les estimations de la masse donnerait des nuages moléculaires géants qui seraient supercritiques, avec de petits grumeaux de CO enfouis dans de grandes enveloppes d'hydrogène moléculaire qui sont dénuées de CO. Les mouvements des clumps ne sont pas représentatifs du potentiel gravitation-

nel car leur support magnétique joue un rôle significatif. L'hydrogène moléculaire dans ces enveloppes coexiste avec CII qui maintient un niveau d'ionisation suffisant pour soutenir les lignes du champ magnétique. Ce scénario est en accord avec les faibles détections de CO dues au caractère grumeleux du milieu et avec l'évolution linéaire de l'émission CO avec la métallicité trouvée au chapitre précédent. Si le support partiel des GMCs par un champ magnétique est confirmée, il restera alors à comprendre l'origine de ce champ magnétique à de telles échelles et son importance, ainsi que l'état des structures plus petites comme les grumeaux et les coeurs au sein de ces nuages moléculaires géants.

Ces deux études de l'émission millimétrique comme traceur de la matière dense (comparaison des émissions et calcul des masses) mettent en valeur l'importance de l'utilisation des observations millimétriques de la poussière dans l'étude de la matière dense : pour les galaxies extérieures, mais aussi dans notre Galaxie afin de servir de référence. Il existe de plus en plus d'observations millimétriques de galaxies proches et leur analyse promet des apports intéressants à notre connaissance du milieu moléculaire dans ces galaxies. Dans le SMC, l'antenne Apex devrait permettre de cartographier plus de nuages moléculaires, avec une meilleure résolution et une meilleure sensibilité.



Quatrième partie .

Le milieu interstellaire et  
l'Observatoire Virtuel





# 11

## Introduction : qu'est ce que l'Observatoire Virtuel ?

---

<b>11.1. La notion d'Observatoire Virtuel . . . . .</b>	<b>131</b>
<b>11.2. Architecture de l'Observatoire Virtuel . . . . .</b>	<b>132</b>
<b>11.3. Ce qui existe actuellement . . . . .</b>	<b>134</b>
11.3.1. A l'origine de l'Observatoire Virtuel . . . . .	134
11.3.2. Les projets européens . . . . .	135
<b>11.4. Quelle science avec l'observatoire virtuel? . . . . .</b>	<b>136</b>
11.4.1. Le programme scientifique de l'AVO . . . . .	136
11.4.2. Sources ponctuelles contre émission étendue . . . . .	138

---

### 11.1. La notion d'Observatoire Virtuel

D'énormes quantités de données (images, cubes, spectres) à différentes longueurs d'onde sont stockées sous forme digitale dans des archives réparties de par le monde. Cette masse de données est amenée à croître exponentiellement dans les années à venir suite aux nombreuses missions d'observations en cours ou programmées ainsi qu'à la précision et à la complexité croissante des observations. Afin de tirer complètement parti des nouvelles possibilités d'observation, ces très grandes bases de données doivent être archivées et rendues accessibles de manière systématique et uniforme. Les quantités de données générées sont déjà beaucoup trop importantes pour qu'un chercheur en particulier puisse les stocker intégralement sur son ordinateur afin de les analyser. Le modèle centralisé où toutes les données sont regroupées

dans un même lieu, avec un format uniforme a été rejeté pour être remplacé par un modèle d'accès à des données distribuées. En effet, les données astronomiques sont en perpétuelle évolution suite à des retraitements et des analyses nouvelles qui permettent d'améliorer leur qualité. De plus, une architecture unique imposerait des contraintes structurelles et organisationnelles trop fortes pour les centres de données. Une nouvelle manière de faire de la recherche est en train d'émerger. Les astronomes vont devoir chercher en ligne l'information astrophysique nécessaire pour traiter le problème qui les intéresse, et sélectionner, prétraiter ou pré-analyser cette information afin de ne télécharger que les données réellement pertinentes.

Une difficulté supplémentaire est que ces données sont très hétérogènes. Elles proviennent de différents télescopes, dans des domaines de longueurs d'ondes différents, et sont obtenues avec des techniques différentes. Le travail de comparaison de ces données aux caractéristiques variées est donc complexe. Actuellement, il nécessite une bonne connaissance de chaque instrument ainsi que la mise en place de méthodes de comparaison et d'analyse pour l'ensemble de données auxquelles on s'intéresse. La mise en place de tels outils prend du temps et exige une compétence sur chaque type de données utilisé.

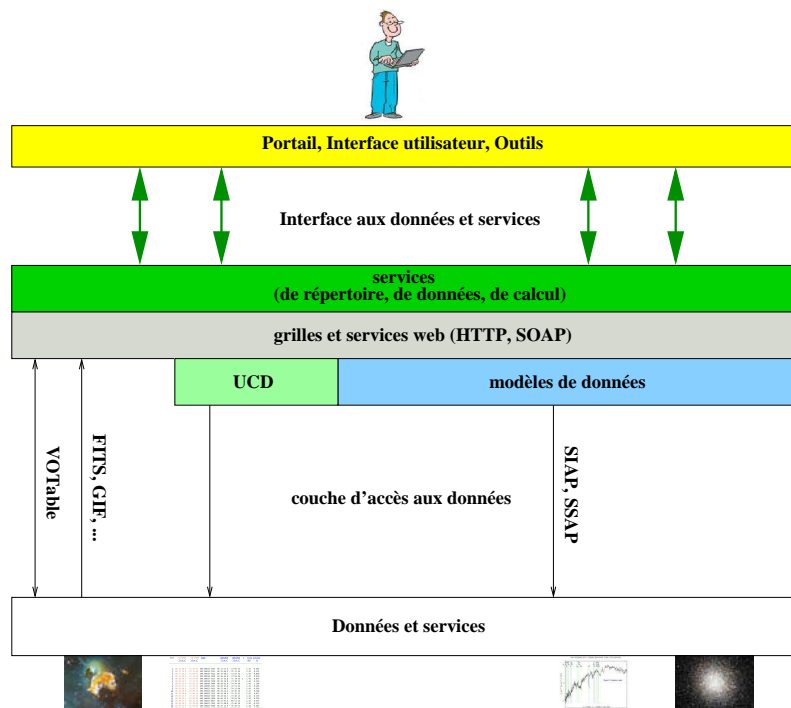
L'Observatoire Virtuel (OV) est une initiative de la communauté astronomique internationale. Elle a pour but de permettre un accès électronique global aux bases de données d'archives des observatoires spatiaux et au sol. L'International Virtual Observatory Alliance (IVOA) coordonne la définition de standards communs qui permettent de localiser et d'utiliser les données. L'OV permet ainsi d'unifier l'information et de simplifier le processus autrefois fastidieux de recherche et de collecte de données astronomiques.

## 11.2. Architecture de l'Observatoire Virtuel

Le but de l'observatoire virtuel est de rendre l'accès aux données immédiat et transparent, c'est-à-dire que toutes les données distribuées sont accessibles depuis un ordinateur personnel comme si elles étaient physiquement sur cet ordinateur. Pour cela, les archives de données doivent comprendre le même langage de requête, être accessibles par une interface uniforme et les données variées doivent être analysables avec les mêmes outils. Cela nécessite le développement de standards pour faire fonctionner des systèmes hétérogènes distribués (interopérabilité), de même qu'un certain nombre de développements techniques. Si l'utilisation de l'OV vise à être la plus simple possible, l'architecture sous-jacente est elle complexe (la figure 11.1 en montre un schéma simplifié). Je ne développerai pas ces aspects de façon détaillée ici, le lecteur intéressé peut consulter la nombreuse documentation en ligne, disponible par exemple sur le site de l'IVOA<sup>1</sup> et sur les sites qui y sont référencés. Je mentionnerai seulement rapidement les initiatives techniques majeures.

---

<sup>1</sup><http://www.ivoa.net>



**FIG. 11.1:** Architecture de l'Observatoire Virtuel. L'observatoire virtuel regroupe tous les niveaux d'interaction représentés entre les chercheurs (en haut) et les données et services (en bas). La signification des principaux niveaux est décrite dans le texte

Pour accéder facilement aux informations et échanger des données, il faut en premier avoir des informations sur les données (méta-données<sup>2</sup>). Pour cela, on utilise un service de répertoire qui fonctionne comme les "pages jaunes" de l'observatoire virtuel en collectant les méta-données.

Pour échanger des informations, un certain nombre de standards communs sont aussi nécessaires pour les données. Même si la communauté astronomique internationale a depuis longtemps accepté le standard FITS, il existe de multiples façons d'encoder des données dans un fichier FITS, et beaucoup d'options pour stocker les objets associés (un spectre et son échelle de longueur d'ondes par exemple). Les modèles de données de l'OV visent à définir les éléments communs des structures de données astronomiques et à donner un cadre pour décrire leurs relations.

Ces modèles de données vont permettre aux logiciels de fonctionner sur des ensembles de données hétérogènes sans avoir besoin de modifier la structure des données sources. Pour ce qui est de l'accès aux tables et aux catalogues, il peut exister des centaines de labels différents pour décrire une seule et même quantité. Par exemple, on recense au moins 250 labels pour décrire une magnitude Johnson V. Les descripteurs de contenu uniformes (UCD) fournissent une langue commune pour les définitions des quantités à travers l'OV et permettent ainsi de décrire le contenu sémantique d'une collection de données. Ainsi, les dizaines de milliers de noms de colonnes de la collection de catalogues et de tables du CDS peuvent être décrits avec un vocabulaire d'environ 500 mots uniquement.

Les accès aux données doivent eux aussi être standardisés. Trois prototypes initiaux ont actuellement été développés pour la couche d'accès aux données : un protocole de recherche en cône autour d'une position, un protocole simple d'accès aux images (SIAP pour Simple Image Access Protocol) et un protocole simple d'accès aux spectres (SSAP pour Simple Spectrum Access Protocol). Les services de la couche d'accès aux données retournent les résultats dans le standard d'instruction VOTable. Ce standard permet l'échange de données tabulaires entre les services et est largement utilisé, dans VOPlot par exemple<sup>3</sup>.

## 11.3. Ce qui existe actuellement

### 11.3.1. A l'origine de l'Observatoire Virtuel

La communauté astronomique a progressivement mis en place des centres de données et des services donnant accès à des informations très diverses :

- des archives de données ;
- des catalogues en ligne des sources astronomiques ;
- des compilation de propriétés mesurées pour différents types de sources ;

---

<sup>2</sup>Les méta-données sont de l'information sur les données et permettent d'échanger des descriptions de données entre les ordinateurs, les utilisateurs et les systèmes d'archivage sans avoir à envoyer les données dans leur intégralité.

<sup>3</sup>VOPlot est un programme d'affichage développé par VO India et a pour but général d'afficher les données

– des services bibliographiques.

Le CDS, où j'ai effectué ma thèse, est à la fois un centre de données, contenant des archives de "haut niveau" (données traitées, comparées, interprétées, etc) et un centre de services permettant d'accéder aux centres de données répartis de par le monde. Les principaux services du CDS sont SIMBAD<sup>4</sup> (la base de données de référence mondiale pour l'identification des objets astronomiques), VIZIER<sup>5</sup> (une bibliothèque de catalogues astronomiques), et ALADIN<sup>6</sup> (un atlas du ciel interactif permettant de visualiser les images du ciel). Un autre service est le Système de Données Astrophysiques (ADS)<sup>7</sup> développé par la NASA, qui maintient des bases de données bibliographiques, en particulier en astronomie et astrophysique.

Grâce à la collaboration du CDS, d'ADS et des journaux puis des archives de certains grands observatoires, les services bibliographiques ont été rapidement mis en réseau : les astronomes peuvent par exemple "naviguer" en cliquant sur des ancres (liens) dans les pages web, d'un article aux informations contenues dans SIMBAD à propos d'un objet de l'article, ou aux observations originales utilisées dans l'article. Cette mise en réseau de l'information bibliographique préfigure l'Observatoire Virtuel. Le projet Aladin a également très vite donné accès en plus des données conservées localement à Strasbourg aux données des archives des observatoires au sol et spatiaux, à la construction de liens entre services différents.

Les centres de services et de données impliqués dans ces mises en réseau sont devenus naturellement des contributeurs importants de l'OV.

### 11.3.2. Les projets européens

L'AVO (Astrophysical Virtual Observatory) était un programme européen de recherche et de démonstration sur les aspects scientifiques et technologiques de la construction d'un OV pour la communauté astronomique européenne. Ce programme de phase A a duré 3 ans (2001-2004). Pour faire suite à cette phase d'étude et de définition, le projet Euro-VO est en cours de mise en place pour le développement et le déploiement d'un OV complètement opérationnel pour la communauté astronomique européenne.

Le projet AVO a travaillé en conjonction avec d'autres projets internationaux d'Observatoires Virtuels au sein de l'IVOA pour définir en commun les nouveaux standards de données afin que le concept d'OV ait une dimension globale.

Le projet européen VOTech (2005-2008) vise à compléter le travail technique préparatoire nécessaire à la construction de l'Observatoire Virtuel Européen. Ce projet prend en charge les études de faisabilité et de design visant à intégrer les nouvelles technologies dans l'Euro-VO. Le projet Euro-VO a pour objectif d'intégrer les données et services des principaux télescopes européens dans l'Observatoire Virtuel international.

---

<sup>4</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/>

<sup>5</sup><http://vizier.u-strasbg.fr/>

<sup>6</sup><http://aladin.u-strasbg.fr/>

<sup>7</sup><http://cdsads.u-strasbg.fr/>

## 11.4. Quelle science avec l'observatoire virtuel ?

L'Univers est un milieu extrêmement complexe. Différentes observations d'un objet du ciel donnent différentes représentations de la réalité. L'exemple de l'observation du plan de la Voie Lactée dans différents domaines de longueurs d'onde est montré à la figure 11.2. Notre vision d'un milieu dépend de la longueur d'onde à laquelle on l'observe, mais aussi de l'instrument utilisé et de ses caractéristiques (résolution, sensibilité, couverture, ...) et de la technique utilisée (imagerie, spectroscopie, ...). Pour avoir une vision globale d'un processus astrophysique, il est indispensable de combiner des données à différentes longueurs d'ondes et venant souvent de différents instruments. La masse de données astronomiques répartie de par le monde constitue un vivier potentiel de multiples études multi-longueurs d'ondes pour tous les types d'objets astrophysiques, a été une motivation forte pour la création de l'OV et constitue un des intérêts majeurs de celui-ci.

### 11.4.1. Le programme scientifique de l'AVO

Le programme scientifique du projet AVO comportait trois aspects : la définition d'objectifs scientifiques où l'impact de l'AVO serait mesurable, la mise en œuvre de projets scientifiques pilotes, et la définition d'une "Mission Scientifique de Référence" définissant des exemples d'utilisation scientifique de l'OV sur le moyen terme.

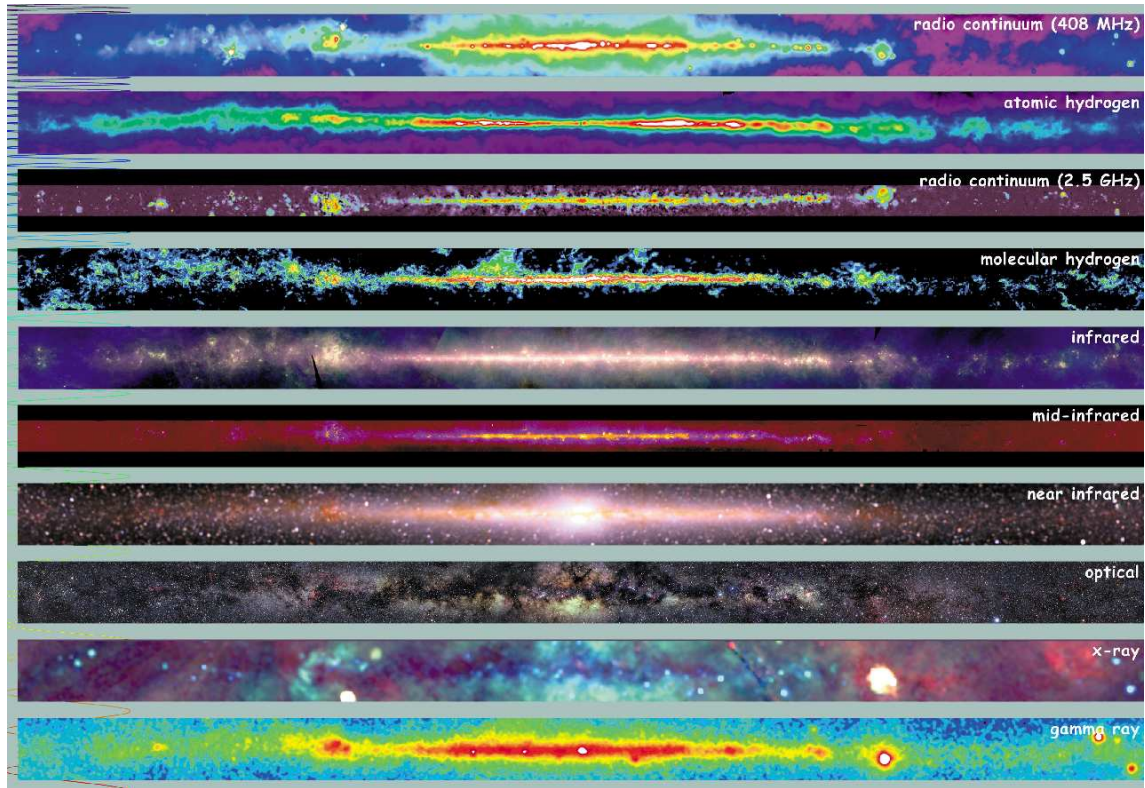
Le contexte de l'AVO est celui de l'émergence des grands relevés et des sondages profonds (GOODS<sup>8</sup>, SDSS, ...) qu'il importait de valoriser en première priorité.

Dans les faits, chaque année l'AVO a défini deux exemples d'utilisation scientifiques de l'OV. Ces projets pilotes ont servi de démonstration de l'état de l'art de l'Observatoire Virtuel européen, mais aussi de cadre aux développements techniques qui ont été inclus dans le logiciel prototype de l'AVO dérivé de Aladin (c.f. Fig. 11.3). Ainsi en janvier 2003, la "première lumière" de l'AVO a traité deux exemples : la compréhension de la formation des galaxies aux époques les plus jeunes à travers l'étude de galaxies distantes à grand redshift en utilisant les données GOODS, et la découverte des supernovae les plus lointaines. En 2004, ce qui a été appelé la "première science" de l'AVO comportait un scénario Galactique (la recherche d'objets stellaires jeunes dans la région de formation d'étoiles NGC1333) et un scénario extragalactique (la découverte de quasars obscurcis de type 2). Ce second scénario a abouti au premier article astronomique soumis dans un journal à comité de lecture utilisant de bout en bout les outils et le système de l'OV (Padovani et al. 2004). En janvier 2005, la démonstration finale du projet AVO se concentrait sur deux scénarios scientifiques : l'évolution des étoiles de la phase AGB aux nébuleuses planétaires et l'histoire de formation d'étoiles dans les galaxies.

Entre chaque démonstration, un groupe de travail scientifique, composé de chercheurs, préparait des remarques sur les développements de l'AVO, des recomman-

---

<sup>8</sup>Les données GOODS sont des observations à différentes longueurs d'ondes faites entre autres par le HST (Hubble Space Telescope ; NASA/ESA), le VLT (Very Large Telescope ; ESO), Chandra (NASA), le VLA (Very Large Array)



**FIG. 11.2:** Observations du plan de la Voie lactée à différentes longueurs d'onde (le centre Galactique est au centre de chaque image) à partir de divers relevés tout le ciel : télescopes radio au sol (Jodrell Bank, Bonn et Parkes), relevé Leiden-Dwingeloo à 21 cm, télescopes radio de Bonn et Parkes, relevé CO de Dame et al. (2001), données IRAS, MSX, OBE/DIRBE, relevé photographique de A. Mellinger, relevé du satellite ROSAT et enfin du satellite EGRET (de haut en bas). De haut en bas, ces cartes montrent principalement l'émission de particules énergétiques (dans le continuum radio), le gaz interstellaire neutre (raie de l'hydrogène neutre), le gaz chaud et ionisé, le gaz moléculaire (la densité d'hydrogène moléculaire est déduite de la raie CO(J=1-0)), la poussière interstellaire, l'émission diffuse des PAHs interstellaires et des étoiles particulières (jeunes enfouies, nébuleuses planétaires, ...), les géantes froides du disque et du bulbe, les étoiles proches et la diffusion interstellaire, le gaz chaud choqué et l'absorption par le gaz froid, et enfin des particules ou des événements très énergétiques (comme les pulsars). On observe clairement la différence structurelle de l'émission dans les différents domaines spectraux, traçant différents environnements et/ou différentes facettes du milieu observé. On voit aussi la différence instrumentale suivant les longueurs d'ondes : résolution, sensibilité, profondeur, couverture spatiale, ... Adapté d'un poster de l'ADF-NASA



dations pour la démonstration suivante (inclusion de la spectroscopie, utilisation et visualisation de cubes de données, ...) et définissait progressivement les sujets scientifiques pilotes pour l'observatoire virtuel à venir.

A la fin des trois ans du projet, des missions de référence scientifiques (SRM pour Science Reference Mission) ont été établies. Elles définissent des résultats scientifiques clés que l'Observatoire Virtuel Européen doit atteindre. Elles ont été proposées par le groupe de travail scientifique divisé en trois sous-groupes ("cosmologie", "galaxies" et "étoiles et milieu interstellaire") et couvrent donc une large gamme de sujets astrophysiques. Les discussions au sein de ces groupes ont permis de définir ces cas scientifiques clés, ainsi que les réalisations nécessaires pour parvenir à les traiter. Le document de référence a été publié en avril 2005.

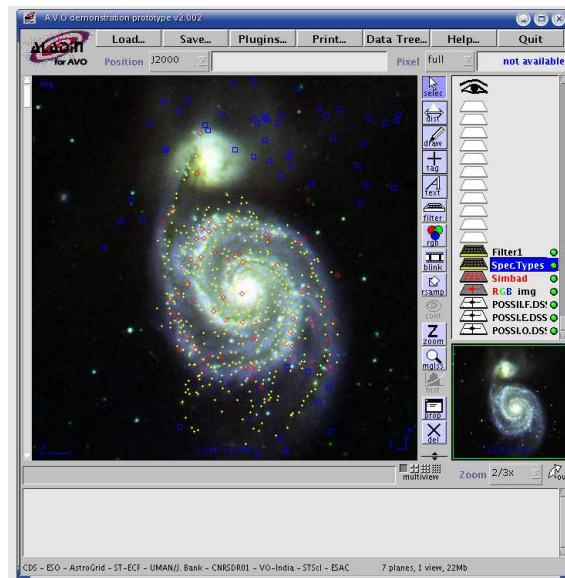


FIG. 11.3: Logiciel prototype de l'AVO basé sur le logiciel Aladin

### 11.4.2. Sources ponctuelles contre émission étendue

A priori, l'OV concerne la communauté astronomique dans son entier, quel que soit le type d'objet observé. Cependant, les premiers développements de l'Observatoire Virtuel européen et des outils associés ont concerné principalement les objets ponctuels. Cela vient sans doute d'une différence de nature et de difficulté du problème entre sources ponctuelles et étendues. Les objets étendus sont complexes (par exemple, un nuage moléculaire géant va contenir des nuages individuels qui contiennent des parties plus denses, puis des coeurs, ...). D'autre part, on commence seulement dans le domaine infrarouge et (sub)millimétrique, à voir arriver de grandes quantités de données avec la mission Spitzer. Il est critique de préparer dès maintenant la prise en compte de la problématique des objets étendus par l'observa-

toire virtuel, en particulier dans la perspective des grands projets Planck, Herschel et Alma.

Les études multi-longueurs d'ondes et multi-résolution que j'ai effectuées sur le milieu interstellaire dans le Petit Nuage de Magellan correspondent à des exemples scientifiques de ce qui peut être fait avec l'Observatoire Virtuel sur des objets étendus. Un des buts de ma thèse était de comprendre comment on étudie des objets étendus à des longueurs d'ondes différentes et avec des techniques différentes, dans la perspective de l'intégration des données Planck et Herschel dans l'OV et pour préparer les services du CDS à l'arrivée de ces missions. Cela m'a permis de définir des spécifications pour que l'OV prenne en compte les données d'émission étendues. J'ai aussi été amenée dans ce contexte à tester des outils. Je développerai ces différents points dans le chapitre suivant.



# 12

## L'étude du milieu interstellaire : un cas scientifique de l'Observatoire Virtuel

---

<b>12.1. Les différentes étapes d'une étude multi-données . . . . .</b>	<b>142</b>
12.1.1. Recherche des données . . . . .	142
12.1.2. Collecte . . . . .	142
12.1.3. Lisibilité (Traduction et mise en forme des données) . . . . .	143
12.1.4. Réduction . . . . .	143
12.1.5. Vérifications et incertitudes . . . . .	143
12.1.6. Projections et résolution . . . . .	143
12.1.7. Comparaison et analyse . . . . .	144
12.1.8. Bilan des différentes étapes . . . . .	144
<b>12.2. Pas à pas vers l'Observatoire Virtuel . . . . .</b>	<b>144</b>
12.2.1. Une base de données SMC/LMC . . . . .	144
12.2.2. Prétraitement des données . . . . .	146
12.2.3. Analyse et interprétation . . . . .	148
<b>12.3. Un autre cas scientifique . . . . .</b>	<b>148</b>
12.3.1. Les différentes étapes . . . . .	149
12.3.2. Apport de l'Observatoire Virtuel à l'étude . . . . .	149
<b>12.4. Méthodes d'analyse et de visualisation d'images . . . . .</b>	<b>150</b>
<b>12.5. Spécifications pour l'inclusion des objets étendus dans     l'Observatoire Virtuel . . . . .</b>	<b>151</b>

---

Dans les deuxième et troisième parties de cette thèse, j'ai présenté des études du milieu interstellaire dans le Petit Nuage de Magellan. Ces études reposent sur des données d'archives (ou qui le seront bientôt) à différentes longueurs d'ondes, venant de différents instruments et peuvent donc être vues comme des prototypes d'utilisation scientifique de l'Observatoire Virtuel. Les méthodes utilisées sont assez génériques des études de l'émission étendue et permettent donc de définir les problèmes posés par l'inclusion de telles données dans l'OV et d'identifier les outils existants et les développements nécessaires pour prendre en compte de telles données. L'enjeu est d'explicitier les processus employés pour en dégager les caractéristiques génériques et identifier ainsi les "instruments" de l'OV utilisés pour les études du milieu interstellaire.

## 12.1. Les différentes étapes d'une étude multi-données

L'étude du milieu interstellaire dans le SMC est un exemple typique d'étude d'émission étendue qui pourrait être réalisée avec l'OV. Afin de mieux comprendre l'intérêt de l'OV dans ce type d'étude et ce qui doit être mis en place dans ce cadre, je détaillerai dans cette partie les différentes étapes qui sont actuellement nécessaires avant d'arriver à l'analyse et aux résultats scientifiques. Je prends comme exemple l'étude du milieu interstellaire diffus vue dans la deuxième partie de cette thèse, mais les autres études que j'ai effectuées suivent le même schéma. Le but de cette étude multi-longueurs d'ondes est de caractériser les propriétés de la poussière (température, émissivité) dans le milieu diffus du Petit Nuage de Magellan.

### 12.1.1. Recherche des données

Il faut tout d'abord savoir quelles données existent dans la direction du Petit Nuage de Magellan. Dans le cas du milieu diffus, l'analyse s'est faite sur les données ISOPHOT, IRAS HiRes et ATCA/Parkes. Les données ISOPHOT avaient été obtenues par une équipe dans le cadre d'un appel à proposition du satellite ISO mais n'avaient jusqu'alors pas été utilisées ni publiées. Il fallait donc trouver que de telles données existaient, en fouillant dans la base ISO. Les données IRAS sont bien connues de la communauté infrarouge. Les données ATCA/Parkes combinées avaient fait l'objet d'une publication, ce qui a permis de connaître leur existence.

### 12.1.2. Collecte

Il faut ensuite collecter les données. Dans le cas des données ISOPHOT, j'ai accédé à la base de données d'archives du satellite ISO en demandant les données existantes par coordonnées et avec un rayon de recherche. Après une étape de pré-visualisation,

j'ai sélectionné en ligne les données ISOPHOT dans un mode d'observation spécifique qui crée des "cartes". J'ai ensuite reçu un mail m'indiquant un site ftp où je pouvais trouver les données que j'ai ainsi récupérées sur mon ordinateur. Pour les données IRAS HiRes, j'ai d'abord envoyé un mail au service IPAC afin de recevoir un formulaire de demande. Après m'être renseignée sur la signification des différents paramètres dans la documentation en ligne, j'ai complété le formulaire avec les spécifications correspondant à l'utilisation que je voulais en faire et j'ai renvoyé l'e-mail au service indiqué. 15 jours plus tard, les données demandées ainsi que des informations sur ces données (fonction d'étalement de point, couverture, cartes de variance et de bruit, ...) étaient disponibles en ligne. Le cube HI des données combinées ATCA/Parkes était disponible en ligne, mais n'étant pas spécialiste des données, j'ai préféré demander directement à l'auteur une carte de la densité de colonne.

### 12.1.3. Lisibilité (Traduction et mise en forme des données)

Le problème ne s'est pas posé dans les données utilisées dans le milieu diffus, mais parfois les données ont besoin d'être rendues lisibles. C'est le cas des données prises par un observateur où l'ensemble des informations nécessaires à leur utilisation est connu par l'observateur mais n'a jamais été mis en forme et attaché aux données. Cette étape de mise en forme des données a dû être effectuée dans le cas des données du SEST où par exemple l'équinoxe était implicitement fixé à B1950 mais non mentionné. Un autre cas où une étape de mise en forme est nécessaire est lorsque les données sont disponibles dans un format propre à l'instrument et lisibles uniquement par des logiciels dédiés. Il faut alors convertir ces données dans un format plus standard comme le format FITS par exemple.

### 12.1.4. Réduction

Dans certains cas, les données disponibles doivent être réduites pour être utilisables. C'était le cas des données ISOPHOT par exemple. Ce travail de réduction nécessite une bonne compréhension du type de données et de l'instrument utilisé. Il faut aussi installer le logiciel dédié et la réduction utilise du temps de calcul.

### 12.1.5. Vérifications et incertitudes

Il est parfois utile, si ce n'est nécessaire, de vérifier la qualité des données et de quantifier les incertitudes et les biais qui leur sont inhérents. Dans le cas du milieu diffus, j'ai ainsi comparé la photométrie des cartes infrarouges à la photométrie des données DIRBE et IRIS, puis j'ai corrigé les données des biais observés.

### 12.1.6. Projections et résolution

Pour pouvoir comparer toutes ces données, il faut ensuite les projeter sur la même grille sur le ciel, c'est-à-dire leur donner le même système de projection et les mettre

à la même résolution. Cette étape nécessite la connaissance des paramètres des instruments utilisés, par exemple de leur résolution.

### 12.1.7. Comparaison et analyse

Il faut ensuite développer un outil d'analyse des données qui soit approprié. Dans le cas du milieu diffus (c.f. chapitre 6.3 et 6.4.4), la méthode de comparaison utilisée repose sur des diagrammes de corrélation entre images, des ajustements de lois statistiques (droites sur les corrélations, gaussiennes sur les histogrammes) et des outils de visualisation. Ces différentes étapes ont été effectuées en utilisant le langage de programmation IDL.

### 12.1.8. Bilan des différentes étapes

Toutes ces étapes interviennent plus ou moins systématiquement dans toute analyse de l'émission du milieu diffus. Elles représentent un travail long et fastidieux, et nécessitent une connaissance des caractéristiques des données et des instruments, impliquant un minimum d'expertise dans le domaine. L'ambition de l'OV est de réduire la partie demandant une expertise technique instrumentale, pour que le chercheur se spécialise sur l'expertise astrophysique.

## 12.2. Pas à pas vers l'Observatoire Virtuel

### 12.2.1. Une base de données SMC/LMC

Afin de faciliter les futures études du milieu interstellaire dans les nuages de Magellan et de faire profiter du travail de standardisation que j'ai effectué sur certaines données que j'ai utilisées, j'ai créé une base de données pour les nuages de Magellan. Cette base de données est accessible pour l'équipe de travail à laquelle je suis associée et sera reliée à terme aux outils de l'OV. C'est ainsi un prototype des bases de données d'équipes qui contiennent des données non publiques mais sont reliées aux grandes bases de données d'archive et aux outils de l'OV. À terme, les données sont rendues publiques et leur insertion dans l'OV se fait alors naturellement.

#### 12.2.1.1. Les données

Cette base de données contient les principales données infrarouges et millimétriques utilisées dans cette thèse, mais aussi quelques données complémentaires utilisées par des collaborateurs. Cette base de données est enrichie au fur et à mesure par l'équipe. Je décrirai ici les différentes données qui y sont actuellement, ainsi que les étapes de prétraitement qui ont été réalisées.

#### Les données du SEST

L'intégration des données du SEST dans les nuages de Magellan s'est faite en collaboration avec l'observateur principal de ces données, Monica Rubio de l'Observatoire de Santiago au Chili. L'intérêt de la création d'une base de données d'équipe est venue de la volonté de partager ces données. En effet, celles-ci ont été obtenues lors de différentes campagnes d'observations, étaient réparties sur des ordinateurs personnels et avaient un format variable. Une première étape a donc consisté à collecter les données. Elles ont ensuite été transformées au format FITS. J'ai vérifié et corrigé tous leurs attributs (coordonnées, résolution, projection, équinoxe, etc) qui étaient parfois erronés. Deux types de données sont incluses : les données SIMBA (cartes) et les données CO(1-0) et CO(2-1) sous la forme de cubes de données ou de cartes intégrées.

### Les données ISO

J'ai intégré dans la base de données les données ISO dont je me suis servi pendant ma thèse :

- la mosaïque ISOPHOT du SMC à 170  $\mu\text{m}$  réduite et calibrée pour les études d'émission étendue ;
- les cartes ISOCAM des régions de formation d'étoiles du sud du SMC. Ces données ont été réduites puis calibrées astrométriquement avec les données 2MASS en utilisant le logiciel de calibration astrométrique disponible dans Aladin.

### Les données IRAS HiRes

J'ai aussi inclus dans la base de données les cartes IRAS HiRes obtenues pour la région centrale du SMC. Ces cartes ont été calibrées photométriquement sur les données IRIS pour l'émission étendue (c.f. 6.2.2).

#### 12.2.1.2. Construction de la base de données avec le logiciel SAADA

Pour construire cette base de données, j'ai utilisé le logiciel de construction automatique de bases de données SAADA (Système Automatique d'Archivage de Données Astronomiques ; <http://amwdb.u-strasbg.fr/saada/>) développé par l'équipe XMM de l'Observatoire de Strasbourg. C'est un système permettant de créer des bases de données astronomiques de façon automatique, suivant un schéma de données mettant en avant le contenu scientifique. Ces bases de données peuvent contenir des données de différents types (spectres, images, cubes, graphiques et tables), gérer des collections de données hétérogènes et installer des liens reliant différents enregistrements. Ce logiciel est construit pour les groupes de recherches souhaitant partager des données mais sans avoir les moyens de développer leur propre système.

Une base de données SAADA est un ensemble de collections définies au moment de la création de la base de données. Dans le cas présent, j'ai défini trois collections : IRAS, ISO et SEST. La classification des données se fait ensuite de manière automatique en utilisant les mots clés contenus dans les en-têtes des fichiers FITS (instrument, filtre, nombre d'axes, ...).

Les données peuvent être récupérés sur la page web de la base de données et/ou être visualisées avec le logiciel Aladin. L'utilisation de SAADA pour construire la base de données des Nuages de Magellan permet aussi à la base de données d'être



accessible par les outils de l'Observatoire Virtuel le jour où les données seront publiques<sup>1</sup>.

### 12.2.1.3. Apport pratique aux futures études

Cette base de données devrait ainsi permettre de faciliter pour les futures études les trois premières étapes mentionnées au §12.1, à savoir la recherche, la collecte, la lisibilité et la réduction des données puisque les données disponibles dans cette base sont réduites et calibrées, ont un format standard et sont disponibles sur internet. De plus, l'interaction possible avec les outils du VO permettra de comparer ces données directement aux données publiques accessibles par les portails du VO.

La construction de cette base de données pose la question de l'organisation des données. La classification de ces données par objet n'a pas de sens. J'ai fait le choix de les classer par missions. La recherche peut ensuite se faire soit par type de données (mission, instrument, longueur d'onde observée, cube ou images) ou par coordonnées. Cette question de l'organisation des données se pose dans le cas global des données d'émission étendue pour leur intégration dans l'OV.

Le logiciel SAADA est développé à l'Observatoire Astronomique de Strasbourg. La base de données que j'ai créé sur les nuages de Magellan constitue la première utilisation de SAADA en dehors de l'équipe. Cette validation est particulièrement importante puisque cet outil est destiné aux chercheurs et doit leur permettre d'organiser leurs données selon les besoins de leur propre recherche. Mon utilisation de SAADA montre la versatilité du logiciel puisqu'il a été conçu suite à l'expérience de la base de données XMM et était aussi bien adapté à mon projet. Cet outil est simple d'utilisation grâce à l'interface graphique pas à pas qui permet de construire la base de données. Cependant, je n'ai pas utilisé toutes les fonctionnalités complexes disponibles telles que les liens entre données. L'interface web a donc dû être retouchée pour mon utilisation afin de masquer les fonctionnalités non utilisées, et ainsi faciliter la lisibilité de l'interface.

## 12.2.2. Prétraitement des données

Actuellement, il est possible de vérifier la validité astrométrique des cartes dans l'outil Aladin (sur lequel est basé le prototype de l'AVO). J'ai utilisé cet outil pour calibrer astrométriquement les cartes ISOCAM LW2 et LW3 des régions de formation d'étoiles que j'ai étudiées. Mais comme on l'a vu au §6.2, il est aussi important pour les études de l'émission étendue de vérifier la photométrie des cartes. Toujours dans l'exemple de l'étude de l'émission diffuse dans le SMC, la vérification de la calibration des données IRAS HiRes pourrait se faire comme suit :

1. Chargement des cartes IRAS HiRes dans Aladin. Cette étape pourra être faite en utilisant la base de données des nuages de Magellan (c.f. 12.2.1).

---

<sup>1</sup>Pour plus d'information sur la compatibilité des bases de données créées par SAADA avec l'OV, on pourra consulter le site <http://amwdb.u-strasbg.fr/saada/saadaV0.html>

2. Chargement des cartes IRIS. Celles-ci sont maintenant directement accessibles dans la base de données d'Aladin à Strasbourg.
3. Convolutions de la carte IRAS HiRes pour lui donner la résolution des cartes IRAS. Cet outil n'existe actuellement pas dans l'OV. Il serait à développer dans le futur en tant qu'outil générique puisque cette étape est préliminaire à la plupart des comparaisons de données étendues entre plusieurs instruments. Sans aller jusqu'à la sophistication d'une convolution par une matrice variable sur la carte, un outil simple, utilisant des fonctions d'étalement de point gaussiennes à deux dimensions, permettrait de se faire une première idée du résultat.
4. Reprojection des cartes sur la même grille (taille des pixels, projection). On peut maintenant projeter dans Aladin une carte sur la grille d'une autre carte en utilisant la fonction "rsamp". Ce rééchantillonnage se fait soit par la méthode du plus proche voisin, soit par interpolation bilinéaire.
5. Produire un diagramme de corrélation ("scatterplot"). Cette fonctionnalité n'est malheureusement aujourd'hui accessible que pour les catalogues en utilisant l'outil VOPlot. L'accès aux vraies valeurs des pixels dans Aladin est une première étape qui permettra à terme d'étendre l'utilisation de ce type d'outils aux images. Afin de tester les possibilités actuelles, j'ai transformé les cartes à  $100 \mu\text{m}$  (IRAS HiRes et IRIS projetée sur la même grille) en un catalogue de flux : chaque pixel de chaque carte donne une entrée du catalogue créé, avec la position du pixel sur le ciel et les valeurs du flux codé dans les deux cartes. Un tel catalogue peut être chargé dans Aladin et être utilisé avec VOPlot. L'outil VOPlot permet alors de tracer le diagramme de corrélation entre les deux cartes (c.f. Fig. 12.1)
6. Ajuster une droite sur la corrélation
7. Vérifier la pente et l'ordonnée à l'origine de cette droite
8. Corriger des biais observés sur les cartes en utilisant une "calculatrice d'images" qui permet de combiner des images suivant des calculs arithmétiques simples.

Actuellement, la plupart de ces étapes ne sont pas faisables. Pourtant, les outils nécessaires sont génériques et sont parfois déjà disponibles pour les sources ponctuelles en utilisant des données catalogue.

Une autre méthode de calibration photométrique des données a été vue dans le cas des données ISOPHOT calibrées sur les données DIRBE. Dans ce cas, les étapes 1 à 4 restent les mêmes mais on souhaite ensuite tracer la distribution spectrale en énergie en chaque point, et pouvoir ajuster un modèle simple sur graphiques observés (comme un corps noir modifié).

Les étapes de projection et de comparaison des données décrites aux §12.1.6 et 12.1.7 reposent elles aussi sur les techniques détaillées ci-dessus.

La décomposition d'un exemple d'analyse des données d'émission étendues en étapes permet donc d'identifier les outils existants et ceux à développer.

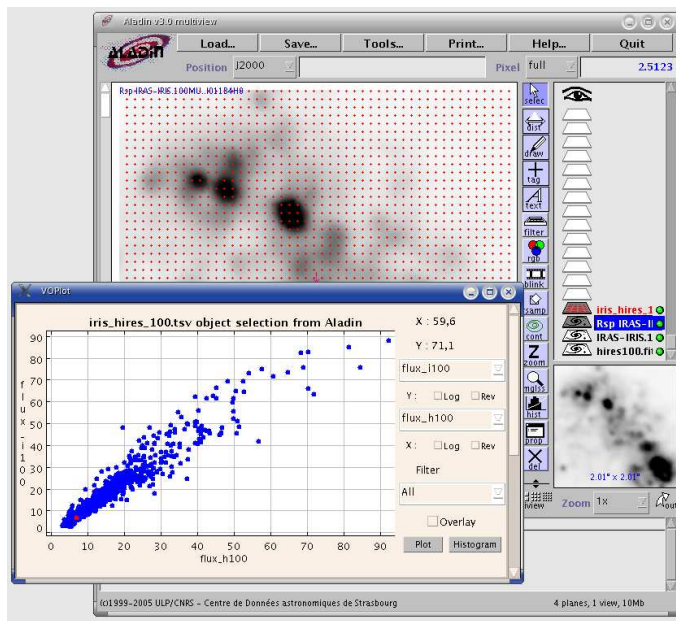


FIG. 12.1: Vérification photométrique de la carte IRAS HiRes à  $100 \mu\text{m}$  par comparaison à la carte IRIS correspondante après reprojexion sur la même grille, en utilisant Aladin et VOPlot.

### 12.2.3. Analyse et interprétation

L'analyse et l'interprétation des données resteront toujours le rôle du chercheur. Le but de l'OV est de permettre à l'astronome de gérer et de permettre un accès facilité aux grands volumes de données. Pour que l'OV soit utilisé à bon escient, on doit garder un esprit critique sur les résultats obtenus. Pour permettre cela, l'OV doit garantir la présence d'une description des données disponible avec les données elles-mêmes, ainsi qu'une caractérisation de la qualité des données.

## 12.3. Un autre cas scientifique

Outre les études scientifiques réalisées au cours de ma thèse, j'ai proposé un cas scientifique de référence pour le projet AVO. Cette mission scientifique de référence porte sur l'étude des nuages de vitesse intermédiaire. Comme les études de cette thèse, elle repose sur des comparaisons de cartes à différentes longueurs d'onde et à différentes résolution, mais ce projet a l'avantage de montrer une autre facette des études de l'émission étendue dans l'observatoire virtuel car elle se fait sur tout le ciel.

Les nuages à vitesse intermédiaire (IVC pour Intermediate Velocity Clouds) sont des nuages de gaz neutre qui ont des mouvements dans des directions inattendues, avec des vitesses inhabituelles par rapport à la rotation normale du reste de notre Galaxie. Ils sont détectés dans la raie à 21cm de l'hydrogène neutre. Certains d'entre

eux montrent une émission de poussières dans l'infrarouge mais pas tous. Le but de ce projet est de séparer les nuages de vitesse intermédiaire en deux populations : ceux qui sont riches en poussière et ceux qui ne le sont pas, leur origine étant sans doute différente.

### 12.3.1. Les différentes étapes

- L'étude proposée se fait sur tout le ciel pour comprendre la distribution spatiale de ces deux populations. Les données utilisées sont donc de grands relevés : COBE/DIRBE dans l'infrarouge (émission de la poussière), Leiden-Dwingeloo et IAR dans la raie à 21cm (émission de l'hydrogène neutre) et SHASSA dans la raie de  $H\alpha$  (hydrogène ionisé). Toutes ces données sont publiques.
- La première étape est d'identifier les régions du ciel qui sont des nuages à vitesse intermédiaire. Cette étape est équivalente à une extraction de sources mais pour l'émission étendue. C'est un exemple de requête que les chercheurs travaillant sur des objets étendus peuvent être amenés à faire : plutôt que de chercher un objet par coordonnées, on cherche les régions du ciel qui ont des caractéristiques particulières. De même qu'on va interroger les catalogues en cherchant les sources ponctuelles avec des critères de sélection, on devrait pouvoir interroger la base d'images du ciel avec des critères en flux. Dans le cas présent, on cherche les régions du ciel qui ont un excès d'émission dans les cartes de l'hydrogène ionisé ou dans les cartes de l'hydrogène atomique. Les résultats obtenus peuvent être comparés aux catalogues d'IVCs existant dans Vizier ou aux résultats de la littérature avec Simbad.
- On souhaite ensuite détecter l'émission infrarouge des IVCs. La première étape consiste à enlever l'émission Galactique d'avant plan en utilisant les données HI intégrées. Cette étape nécessite un outil simple de manipulation d'images permettant de faire des opérations arithmétiques élémentaires (addition, soustraction, rapports, ... d'images).
- Dans les nuages ayant une contrepartie infrarouge, il faut vérifier qu'il n'y a pas de contamination par le milieu interstellaire chaud ionisé. Pour cela on utilise les données  $H\alpha$  et un outil graphique tel que VOPlot pour tracer des diagrammes de corrélation.
- Une fois les contreparties infrarouges détectées, on peut alors séparer les IVCs en deux groupes : ceux ayant une contrepartie infrarouge et ceux qui n'en ont pas et on trace la distribution sur le ciel de ces deux populations. Cette étape nécessite un outil graphique permettant de sélectionner des régions d'intérêt dans les graphiques et de voir leur répartition sur le ciel. Comme mentionné aux §12.2.2 et 12.2.3, cet outil est une adaptation de l'actuel VOPlot.

### 12.3.2. Apport de l'Observatoire Virtuel à l'étude

Cette proposition de cas scientifique de référence est un exemple du type d'étude concernant l'émission étendue qui seront faites avec l'OV. L'OV permettra un gain

significatif sur l'efficacité du traitement, mais aussi sur la difficulté qu'il y a en terme de taille des données à travailler sur plusieurs relevés complets du ciel en parallèle. Le principal intérêt de ce cas scientifique est le caractère générique des outils nécessaires. De plus, étant une étude sur plusieurs relevés tout le ciel, ce projet doit prendre en compte les difficultés apportées par la quantité de données. C'est donc un exemple du type de problèmes soulevés par les grands projets sur l'émission étendue (Planck, Herschel, ALMA, ...) : comment chercher des données images en fonction de critères en flux et non par objet ? Comment gérer de tels volumes de données ? Quels prétraitement peut-on faire avec des outils de l'OV ?

## 12.4. Méthodes d'analyse et de visualisation d'images

L'OV est piloté par les besoins scientifiques en astronomie mais peut aussi impulser la recherche en sciences et technologies de l'information et de la communication (STIC) et profiter des retombées de ces recherches. Il existe donc des collaborations pluri-disciplinaires entre la communauté astronomique et la communauté STIC. L'une d'entre elles est le projet IDHA (Images Distribuées Hétérogènes pour l'Astronomie). Ce projet vise à développer des méthodes et des outils de traitement des images multispectrales pour des services distribuant des images pour les besoins de l'Observatoire Virtuel astronomique. Parmi les méthodes développées dans le cadre de ce projet, MARSIAA (MARKovian and Statistical Image Analysis for Astronomy) est un outil de segmentation non supervisé pour les images astronomiques multi-spectrales. Avec cet outil, on cherche à identifier des régions du ciel ayant les mêmes caractéristiques à partir de l'analyse spatiale et spectrale de l'émission observée. Cette méthode a l'avantage d'être multi-échelle, multi-résolution et multi-spectrale à la fois.

De même que pour le développement des outils de l'OV, le développement de méthodes en collaboration avec la communauté STIC nécessite des exemples d'utilisation scientifiques. Dans le cadre du projet IDHA, j'ai fourni des points de départ scientifiques pour tester les apports potentiels des méthodes de traitement d'images développées et en particulier pour MARSIAA.

Les méthodes de segmentation telles qu'utilisées par MARSIAA sont utilisées dans les domaines de détection du signal, mais leur implémentation à l'astrophysique demande la prise en compte des caractéristiques des images astronomiques (grande dynamique, très faible bruit, objets intrinsèquement multi-échelles, ...). Les différents tests effectués sur les données ISOPHOT et IRAS du SMC ont mis à jour la difficulté des données d'émission étendue pour les méthodes de segmentation et en particulier l'absence de "contour" bien défini de ces sources. Cette constatation a abouti à de nouveaux axes de recherches intégrant la logique floue dans les méthodes de segmentation. Les tests effectués sur les données du SMC ont aussi montré qu'il pouvait être plus efficace de segmenter en plusieurs étapes lorsque la dynamique de l'image est importante (Collet et al. 2003, Louys et al. 2003).

Les méthodes de segmentation telles que MARSIAA ne sont actuellement pas au point pour des données aussi complexes que l'émission du milieu interstellaire du SMC. Cependant, les résultats obtenus sur des cubes de données radio avec ces mêmes méthodes sont encourageants (Flitti et al. 2005). Le développement et les tests de ce type d'outils pour l'émission étendue continuent sur des problèmes plus simples tels que la séparation du fond diffus infrarouge et de filaments d'avant-plan dans des régions peu brillantes du ciel (Salzenstein et al. 2004).

## 12.5. Spécifications pour l'inclusion des objets étendus dans l'Observatoire Virtuel

Les sources étendues telles que les nuages interstellaires ou les galaxies proches sont des objets très complexes à traiter pour une intégration dans l'OV si on souhaite les traiter en tant qu'objets et en faire des catalogues par exemple. Les méthodes de segmentation utilisées en traitement d'image peinent à définir ces entités mal définies (absence de contours précis, présence de sous-structures, ...) et de nouvelles méthodes restent à inventer.

Cependant, si on accepte de travailler directement avec les images et les cubes de données sans passer par la définition d'objets on s'aperçoit que les outils nécessaires à leur intégration dans l'Observatoire Virtuel et à leur étude sont plus ou moins les mêmes que ceux développés pour les sources ponctuelles. Dans les paragraphes précédents, différents outils ont été proposés :

- Un "extracteur de sources étendues" c'est à dire la possibilité de sélectionner des régions du ciel, non par coordonnées, mais par des critères de sélection portant sur les caractéristiques des images. Ces critères peuvent être des critères en flux : "je souhaite trouver les régions du ciel où le rapport  $60 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}$  est supérieur à un certain seuil". Mais ces critères peuvent aussi être spatiaux, en utilisant des caractéristiques du spectre de puissance par exemple.
- Un outil de convolution permettant de dégrader la résolution des images avant leur comparaison.
- Un outil de manipulation d'images permettant de faire des opérations arithmétiques entre plusieurs images.
- Un outil graphique permettant de tracer des diagrammes de corrélation et des distributions spectrales en énergie. Cet outil devrait aussi permettre de faire des ajustements sur les données observées et permettre de sélectionner des régions d'intérêt dans les graphes pour visualiser leur distribution spatiale.

La plupart de ces outils ne sont pas spécifiques aux études de l'émission étendue (c.f. table 12.1). Certains existent même déjà mais ne prennent en entrée que des données sous forme de catalogues (comme l'outil de visualisation par exemple), d'autres ont des équivalents conceptuels pour les catalogues (c'est le cas des requêtes sur critères plutôt que sur coordonnées). Cependant, il faut prendre en compte la spécificité des études sur des images dans tous ces outils et en particulier, la conservation de la photométrie. Par exemple, l'outil de rééchantillonnage disponible actuellement dans

Aladin en prenant le flux du pixel le plus proche pour la reprojexion ne conserve pas la photométrie des sources.

L'outil le plus spécifique aux sources étendues est l'outil de convolution. C'est un outil essentiel sans lequel la comparaison d'images n'a pas de sens. Cette étape de convolution est une des étapes préliminaires à toute comparaison d'images au même titre que la reprojexion. Sans elle, la comparaison pixel à pixel de deux images n'a pas de sens.

**TAB. 12.1:** Tableau récapitulatif des outils non disponibles actuellement et nécessaires au traitement des sources étendues dans l'OV. Les fonctionnalités de ces outils sont rappelées et la dernière colonne indique si ces fonctionnalités sont spécifiques ou non aux études d'objets étendus.

Outil	Fonction	Spécificité objets étendus
extracteur de sources	sélection de régions du ciel par des critères sur les images	NON
convolution	dégrade la résolution des images	OUI
"calculatrice d'images"	opérations arithmétiques entre images	NON
outil graphique	diagrammes de corrélation ; distributions spectrales en énergie ; fonctions d'ajustements ; sélection de régions d'intérêt et visualisation spatiale	NON

Les outils recensés ici sont génériques et permettraient aux chercheurs travaillant sur l'émission étendue d'identifier les données pertinentes pour leur projet et de se faire une première idée des propriétés des régions trouvées. L'analyse plus fine et plus poussée des données récupérées pourrait se faire ensuite avec des modules externes ou sur les postes de travail individuels comme cela se fait actuellement.

Cinquième partie .

Conclusions et perspectives





# 13

## Conclusions

---

<b>13.1. Propriétés des poussières dans le SMC . . . . .</b>	<b>156</b>
13.1.1. Le milieu diffus . . . . .	156
13.1.2. Les régions de formation d'étoiles . . . . .	157
<b>13.2. Matière dense dans le Petit Nuage de Magellan . . . . .</b>	<b>157</b>
<b>13.3. Cycle de vie des grains dans le petit nuage de Magellan</b>	<b>158</b>
<b>13.4. Le milieu interstellaire et l'Observatoire Virtuel . . . . .</b>	<b>160</b>

---

Le milieu interstellaire joue un rôle central dans l'évolution des galaxies. La matière interstellaire est à la fois le fruit de la mort des étoiles, ainsi que la matière première pour la formation des nouvelles générations stellaires. Ce recyclage de la matière et son enrichissement en éléments lourds à chaque cycle, influent sur les propriétés des galaxies et leur évolution. Les observations du milieu interstellaire dans les galaxies lointaines montrent des propriétés en émission très variables. Quelles sont les caractéristiques de ces galaxies et comment évoluent-elles ? Comment se forment les étoiles dans des conditions aussi différentes et quel est leur impact sur le milieu interstellaire ? La compréhension de ces phénomènes repose en partie sur la compréhension du cycle de vie de la matière interstellaire au sein d'une galaxie.

Le Petit Nuage de Magellan (SMC) est une des galaxies les plus proches de la nôtre. Elle se distingue par une faible métallicité et un fort taux de formation d'étoiles. Les autres galaxies ayant ces caractéristiques sont très lointaines, ce qui fait du Petit Nuage de Magellan un modèle proche des régions externes des disques galactiques, ainsi que des galaxies aux premiers stades d'évolution. La proximité de cette galaxie permet d'avoir des observations résolvant les différentes structures, en même temps qu'une vue d'ensemble de la galaxie permettant à terme l'application des résultats obtenues à l'étude des galaxies lointaines.

Le but de ma thèse est de caractériser le milieu interstellaire dans cet environnement particulier, et de le comparer à celui de notre Galaxie. Mes travaux sont consacrés en particulier à la définition des propriétés des poussières dans le milieu interstellaire de cette galaxie proche, du milieu diffus aux régions de formation stellaire. Dans les régions les plus denses, l'émission de la poussière peut servir de traceur de la matière moléculaire. Une deuxième partie de ma thèse est donc consacrée à la comparaison de cette émission à d'autres traceurs dans des nuages du SMC et de la Galaxie. Mon travail ouvre des perspectives nouvelles sur l'impact de la métallicité et de la formation d'étoiles sur la structure et le cycle de la matière interstellaire. Ces études reposent sur l'utilisation d'observations multi-longueurs d'onde, qui sont en partie des données d'archive, sur le développement d'outils d'analyses (comparaison de cartes avec différents échantillonnages et différentes résolutions) et la modélisation de ces données (modèles d'émission des poussières et de transfert radiatif). Ces études se placent donc comme des cas scientifiques dans le contexte des Observatoires Virtuels.

## 13.1. Propriétés des poussières dans le SMC

Afin de contraindre les propriétés de la poussière dans le SMC, j'ai étudié l'émission infrarouge de la poussière dans différents environnements allant du milieu diffus à des régions de formation d'étoiles. Pour cela, j'ai utilisé des données du satellite ISO et du satellite Spitzer.

### 13.1.1. Le milieu diffus

L'étude de la matière interstellaire dans le milieu diffus du Petit Nuage de Magellan a été motivée en grande partie par la disponibilité de données satellitaires infrarouge ISOPHOT à  $170\mu\text{m}$  dans cette direction. Après avoir réduit les données brutes, j'ai construit une carte mosaïque qui couvre la majeure partie du SMC. Cette carte est comparée aux données du satellite IRAS déconvoluées (HiRes) et aux données Spitzer après calibration photométrique des différentes données. Pour cela, j'ai développé une technique de comparaison spatiale d'images multi-longueur d'ondes et multi-résolution, qui permet de séparer le milieu diffus des régions de formation d'étoiles. On trouve que dans le milieu diffus, la poussière interstellaire est chauffée par un champ de rayonnement qui est 4 fois plus important que dans notre Galaxie. La comparaison des données infrarouge avec des données radio combinées ATCA/Parkes dans la raie de l'hydrogène atomique (HI à 21cm) permet la détermination de l'émissivité moyenne des gros grains de poussière. Cette émissivité est 30 fois plus faible que celle observée dans notre Galaxie. La modélisation de la distribution spectrale en énergie de la poussière du milieu diffus du Petit Nuage de Magellan, en tenant compte du plus fort champ de rayonnement, donne une conclusion similaire pour les plus petits grains (PAHs et très petits grains) émettant aux courtes longueurs d'ondes. En supposant une composition de la poussière similaire

à celle trouvée dans notre Galaxie, ce résultat implique une différence de rapport gaz-sur-poussière qui est 3 fois celle en métallicité. Ce qui veut dire que peu d'éléments lourds sont dans les grains (faible déplétion) dans le milieu diffus.

### 13.1.2. Les régions de formation d'étoiles

Pour étudier les propriétés de la poussière dans les régions de formation d'étoiles du SMC, j'ai choisi deux régions prototypes : SMCB1 n°1, une région de formation d'étoile quiescente, et SMCB1 n°2 une région de formation d'étoiles massives. Ces deux régions ont été observées en spectro-imagerie CVF par ISO. J'ai combiné les spectres obtenus dans l'infrarouge moyen avec des données Spitzer/MIPS afin de construire les distributions spectrales en énergie de ces régions.

Dans les deux régions de formation d'étoiles étudiées, les bandes en émission des PAHs sont clairement présentes dans le spectre infrarouge moyen. Afin de quantifier les abondances relatives des différentes composantes de grains de poussières, j'ai modélisé la région SMCB1 n°1 en utilisant le modèle de Désert et al. (1990). Cette modélisation ne permet pas de contraindre précisément ni le champ de rayonnement interstellaire ni le rapport poussières-sur-gaz dans cette région. Cependant les abondances, relatives à la masse totale de poussières, des PAHs et des petits grains sont bien contraintes et on trouve que les PAHs aussi abondants que dans le voisinage solaire.

Ce résultat est surprenant puisque les courbes d'extinction observées dans les régions de formation d'étoiles massives du SMC ne montrent pas de bosse à 2175 Å, une caractéristique supposée des PAHs. La destruction des PAHs, comme observée dans la région de formation d'étoile massives la plus lumineuse du SMC, N66, ne serait donc pas une caractéristique systématique du milieu interstellaire des galaxies de faible métallicité

## 13.2. Matière dense dans le Petit Nuage de Magellan

Une autre partie de ma thèse est dédiée à l'étude de l'émission des poussières en tant que traceur de la matière interstellaire dans les nuages denses. Le Petit Nuage de Magellan a un fort taux de formation d'étoiles, mais l'émission CO, le traceur de gaz moléculaire le plus couramment utilisé, est très faible par rapport à la Voie Lactée. Comme les étoiles se forment à partir des nuages moléculaires, ces deux observations constituent donc une "contradiction" qui doit être comprise. Une possibilité est que dans un environnement de faible métallicité, l'émission CO vienne de petits grumeaux denses enfouis dans de larges enveloppes d'hydrogène moléculaire. Dans ce cas, l'émission CO ne trace donc que les parties les plus denses des nuages moléculaires. L'émission de la poussière dans ce contexte permet de tracer la quantité de matière totale de ces nuages denses et est donc un moyen unique de révéler cette "matière cachée".

Mon étude montre que le rapport moyen de l'émission millimétrique et de l'émission CO est le même entre les nuages du Petit Nuage de Magellan et ceux de la Voie Lactée. Sous l'hypothèse d'une émissivité des grains linéaire avec la métallicité, ceci implique que le facteur de conversion CO-sur-H<sub>2</sub> est globalement inversement proportionnel à la métallicité.

J'utilise ensuite l'émission millimétrique des poussières pour calculer des masses de gaz moléculaires pour un échantillon de nuages moléculaires géants dans le SMC et dans le voisinage solaire. Pour une émissivité des poussières de référence prise dans l'anneau moléculaire Galactique (2 fois plus grande que dans le milieu diffus, sans doute un effet de coagulation des grains) et un rapport poussières sur gaz dans le SMC 6 fois plus faible que dans le voisinage solaire, ces masses sont compatibles dans les nuages locaux avec celles déduites des observations CO.

Je suggère que l'émission de la poussière dans les galaxies serait un traceur fiable de la quantité de gaz moléculaire, indépendamment du facteur empirique de conversion CO-sur-H<sub>2</sub>, permettant de déterminer le vrai contenu moléculaire des galaxies extérieures.

Pour les nuages moléculaires du SMC, je trouve que les masses de gaz déduites de l'émission millimétrique des poussières sont systématiquement plus grandes que les masses virielles. Cette différence invite à revoir les simplifications utilisées dans l'application du théorème du viriel. En particulier, la prise en compte d'un champ magnétique, dans le soutien des nuages, permettrait d'expliquer l'excès observé. Dans ce scénario, les nuages moléculaires géants du Petit Nuage de Magellan sont marginalement super-critiques et donc le champ magnétique contribue à équilibrer la gravité. L'importance du champ magnétique pourrait être une spécificité des nuages moléculaires géants dans les galaxies naines, lié à un mécanisme de formation différent. Le soutien partiel des nuages moléculaires géants par un champ magnétique pourrait cependant aussi être présent dans notre Galaxie. Même s'il n'est actuellement pas pris en compte, à ma connaissance les observations actuelles ne l'excluent pas. Le rôle suggéré du champ magnétique dans l'équilibre des nuages moléculaires géants du SMC est à relier aux théories existantes sur la formation des étoiles, en particulier la théorie de (McKee 1989) où la formation stellaire est régulée par le champ magnétique.

### 13.3. Cycle de vie des grains dans le petit nuage de Magellan

Mon travail sur l'émission de la poussière dans le SMC, du milieu diffus aux nuages moléculaires, met en évidence une décroissance du rapport gaz-sur-poussières du milieu diffus aux nuages moléculaires. Dans le milieu diffus, le rapport gaz-sur-poussière est 30 fois plus grand que dans le voisinage solaire (cette différence est plus grande que la différence en métallicité). Cette même étude montre que dans les régions plus denses près du corps principal du SMC, ce rapport semble diminuer. Dans les nuages moléculaires géants du SMC, j'utilise un rapport gaz-sur-poussière seulement six fois

plus grand que dans le voisinage solaire (calculé à partir des études en abondances). L'utilisation d'une valeur plus faible entraînerait une incompatibilité entre les méthodes d'estimations de la masse encore plus importante que ce qu'on observe, ce qui serait alors difficile à expliquer. Cela signifie qu'il existe vraisemblablement une évolution du rapport gaz-sur-poussière au sein de cette galaxie de faible métallicité. Dans le milieu diffus, les grains sont détruits par les nombreuses explosions de supernovae. Dans les régions plus denses dans le corps principal du SMC, les éléments lourds peuvent réaccréter sur les grains. Dans les régions les plus protégées comme les nuages moléculaires, cette réaccrétion semble totale, au vu de la faible métallicité du SMC.

Dans l'étude des régions moléculaires du SMC, j'ai utilisé une émissivité de la poussière associée au gaz moléculaire qui prend en compte des phénomènes de coagulation des grains dans les environnements denses et protégés. Sans la prise en compte de ce phénomène, la différence entre les estimations de la masse des nuages moléculaire est aggravée. Il est donc probable que, comme dans notre Galaxie, il existe des phénomènes de coagulation des petits et des gros grains de poussière dans le milieu dense du SMC. Ce phénomène est surprenant car les conditions physiques dans cette galaxie sont difficiles (champ de rayonnement important et dur, nombreux chocs de supernovae, ...). Les grains de poussières étant détruits dans le milieu diffus du SMC, cela suggère non seulement que les éléments lourds réaccrètent efficacement sur les grains dans le milieu dense, mais que la protection est suffisante pour que des phénomènes de coagulation des grains entre eux puisse avoir lieu. Cette coagulation doit avoir lieu dans l'ensemble du nuage moléculaire et pas seulement dans les coeurs denses.

La modélisation des distributions spectrales en énergie dans le milieu diffus et dans la région de formation d'étoile SMCB1 n°1 permet de contraindre les abondances relatives des différentes composantes de grains dans ces différents environnements. Dans les deux cas, les abondances relatives de PAHs/BGs sont similaires à celle du voisinage solaire. Ce résultat suggère que toutes les composantes des grains sont détruits puis reformées en proportions égales. Ce résultat est surprenant et il est possible que ce ne soit pas le cas dans les régions de formation d'étoiles massives. Les études des galaxies naines et de la région de formation d'étoile 30 Doradus dans le LMC montrent une ségrégation de taille des grains. L'interprétation est que les gros grains de poussière sont fragmentés dans les chocs alors que les plus petits grains sont complètement détruits. Dans ce cadre, la modélisation de la région de formation d'étoiles massives SMCB1 n°2 permettra de tester si c'est le cas dans une région de formation stellaire moins extrême que 30 Doradus ou N66. La présence claire des bandes PAHs dans la distribution spectrale en énergie de SMCB1 n°2 suggère que les PAHs pourraient aussi être abondants dans des région de formation d'étoiles massives. Dans une région de formation d'étoiles massives dépend aussi du degré de granularité de la matière présente à l'intérieur du gaz ionisé.

L'omniprésence des PAHs dans les différents environnements étudiés et l'importance de leur abondance (par rapport aux gros grains) est surprenante puisqu'on trouve de faibles abondances des PAHs en étudiant le SMC dans son ensemble. Le

spectre global cette galaxie en émission dans l'infrarouge et en extinction pourrait donc être dominé par des régions de formation d'étoiles très actives comme N66, où la destruction des PAHs est observée. Mon étude montre que cette destruction n'est pas une caractéristique systématique du milieu interstellaire de cette galaxie. Cette étude apporte un nouveau regard sur les spectres infrarouge des galaxies lointaines de faible métallicité où les bandes en émission des PAHs sont très faibles voire absentes. Cette absence des PAHs pourrait n'être réelle que dans les régions de formation d'étoile les plus actives de ces galaxies et non pas dans l'ensemble de leur milieu interstellaire.

## 13.4. Le milieu interstellaire et l'Observatoire Virtuel

L'étude du milieu interstellaire dans le Petit Nuage de Magellan repose en grande partie sur des données d'archive et a impliqué le développement et l'application de nouvelles méthodes d'analyse, afin d'extraire des images les informations utiles. Cette étude se place comme un cas scientifique d'utilisation de l'Observatoire Virtuel.

Afin de mener à bien les études précédentes, une collecte des données a du être effectuée, ainsi qu'un retraitement et une homogénéisation de celles-ci. J'ai ainsi pu construire une base de données sur les Nuages de Magellan à l'aide de l'outil SAADA, générateur automatique de bases de données. Cette base de données contient les images SIMBA et les cubes CO du SEST, les données ISO (ISOPHOT, ISOCAM) retraitées, ainsi que les données HI combinées ATCA/Parkes. Dans le contexte des Observatoires Virtuels (OV), cette base est un prototype de base de donnée d'équipes qui contiennent des données non publiques mais sont reliées aux grandes bases de données d'archive de l'Observatoire Virtuel. .

Les différentes étapes effectuées pour réaliser les études de cette thèse sont en grande partie génériques des études multi-longueurs d'ondes de l'émission étendue. Elles m'ont permis de spécifier les développements nécessaires à l'inclusion des objets étendus dans l'Observatoire Virtuel. Ces études m'ont aussi permis de proposer un certain nombre de futurs outils génériques utiles pour traiter les données d'émission étendue ou l'adaptation d'outils existants pour tenir compte des spécificités de ces données.

# 14

## Perspectives

---

<b>14.1. Etudes des nuages de Magellan avec Spitzer . . . . .</b>	<b>161</b>
<b>14.2. Application à l'étude des galaxies proches . . . . .</b>	<b>162</b>
<b>14.3. Emission étendue et Observatoire Virtuel . . . . .</b>	<b>162</b>

---

Les perspectives des travaux effectués pendant ma thèse sont nombreuses, que ce soit dans la continuation de l'étude du milieu interstellaire dans les Nuages de Magellan ou dans l'application des résultats obtenus aux études d'autres galaxies proches. D'autre part, l'inclusion de données d'émission étendue dans l'Observatoire Virtuel en est encore à ses prémises et de nombreux points restent à explorer.

### 14.1. Etudes des nuages de Magellan avec Spitzer

Mon étude des propriétés de la poussière dans le SMC n'en est qu'à ses débuts. Je me suis concentrée sur quelques régions particulières. Pour réellement comprendre l'évolution spatiale (et temporelle) des propriétés de la poussière, l'étude des distributions spectrales en énergie devra être faite en chaque point de cette galaxie. Cette étude va se poursuivre avec les données Spitzer MIPS et IRAC de l'ensemble du SMC grâce à une collaboration avec l'équipe d'A. Bolatto à Berkeley. La modélisation de régions observées spectralement (SMCB1 n°1 et 2) et mon étude du milieu diffus aidera à l'interprétation des données photométriques Spitzer. Il existe aussi des données spectroscopiques IRS et MIPS/SED qui sont critiques pour comprendre l'évolution des petits grains. Ces données pourraient permettre de mieux comprendre les propriétés d'émission des petits grains et de contraindre leur distribution de taille.



L'analyse des observations devra converger vers un modèle quantitatif du cycle de la poussière, prenant en compte les flux de matière à travers les différents environnements (nuages moléculaires, régions HII, milieu diffus).

Un grand projet Spitzer est engagé, notamment au Spitzer Science Center pour cartographier l'ensemble du LMC. Cette galaxie représente un second exemple d'étude de galaxie proche de faible métallicité pour lequel on peut combiner étude détaillée et étude globale. Le LMC a également l'avantage par rapport au SMC et à notre Galaxie, d'être observée de face.

Cependant, même avec les données Spitzer, notre vision restera fragmentaire sans observations de la poussière froide dans le (sub)millimétrique. Avec le développement des instruments bolométriques dans l'hémisphère sud (Apex), des perspectives concrètes d'observation des nuages de Magellan existent, sur des surfaces plus étendues et avec une meilleure sensibilité que celle obtenue avec la caméra SIMBA.

Ces études devront converger vers une compréhension des propriétés globales d'émission infrarouge des Nuages de Magellan prenant en compte la diversité locale des conditions physiques et le cycle de vie des poussières.

## 14.2. Application à l'étude des galaxies proches

La compréhension des processus internes aux Nuages de Magellan devrait aider à interpréter les spectres d'émission infrarouge des galaxies en général, y compris pour les galaxies distantes non résolues.

Une première étape sera de comparer les résultats obtenus dans les Nuages de Magellan avec les études en cours sur les galaxies proches (projet SINGS, Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey) pour lesquelles la résolution est suffisante pour permettre de séparer les différents composants du milieu interstellaire.

## 14.3. Emission étendue et Observatoire Virtuel

Mes études du milieu interstellaire dans le SMC ont permis de formaliser différentes étapes de traitement et d'analyse des données d'émission étendue. J'ai ainsi pu proposer un ensemble d'outils génériques dont certains sont basés sur des outils existant pour l'étude des sources ponctuelles. Le développement de ces outils, qui pourront être utiles aux études mentionnés ci-dessus, va continuer dans le futur. Cependant, un certain nombre de questions clés restent en suspens.

La comparaison d'images à différentes longueurs d'ondes doit se faire en prenant en compte les caractéristiques propres de chaque image. Comment convoyer ces caractéristiques (erreur sur les données, lobe de l'instrument, mode d'échantillonnage, etc) dans les outils de l'Observatoire Virtuel? Comment comparer utilement des images en tenant compte de leurs caractéristiques? Cette comparaison nécessite des outils adaptés, tels que ceux proposés dans ma thèse, mais un approfondissement est nécessaire. Par exemple, la possibilité de sélection de régions du ciel suivant des critères sur les images recouvre tout un champ de possibilités : sélection par

couleurs, par spectre de puissance (échelle des structures), etc. Une évolution des développements pour l'accès et l'analyse des données dans l'Observatoire Virtuel est donc prévisible avec l'arrivée prochaine de grands projets d'observation de l'émission étendue comme Planck ou Herschel.





## Glossaire

- **AIB** : Bandes infrarouge aromatiques (Aromatic Infrared Bands)
- **BG** : Gros grains (Big Grains)
- **CNM** : Milieu neutre froid (Cold Neutral Medium)
- **GMC** : Nuages moléculaire géant (Giant Molecular Cloud)
- **HIM** : Milieu ionisé chaud (Hot Ionised Medium)
- **IR** : InfraRouge
- **ISRF** : Champ de rayonnement interstellaire (Interstellar Radiation Field)
- **LMC** : Grand Nuage de Magellan (Large Magellanic Cloud)
- **MIS** : Milieu interstellaire
- **MM** : Milieu moléculaire
- **PAH** : Hydrocarbure Aromatique Polycyclique
- **PDR** : Région de photodissociation (PhotoDissociation Region)
- **SED** : Distribution spectrale en énergie (Spectral Energy Distribution)
- **SMC** : Petit Nuage de Magellan (Small Magellanic Cloud)
- **UIR** : Bandes infrarouge non identifiées (Unidentified InfraRed bands)
- **UV** : Ultra-Violet
- **VSG** : Très petits grains (Very Small Grains)
- **WIM** : Milieu ionisé tiède (Warm Ionised Medium)
- **WNM** : Milieu neutre tiède (Warm Neutral medium)



# B

## Listes de publications et communications

### B.1. Articles soumis à comité de lecture

- Boulanger, F., Rubio, M., **Bot, C.**, Viallefond, F., 2005 *Dust grinding and destruction in the 30 Doradus star forming region observed by ISO and Spitzer*, soumis à Astronomy and Astrophysics
- **Bot, C.**, Boulanger, F., Lagache, G., Cambrésy, L., and Egret, D. , 2004 *Multi-wavelength analysis of the dust emission in the Small Magellanic Cloud*, Astronomy and Astrophysics, v.423, p.567-577
- Collet, C., Louys, M., **Bot, C.**, Oberto, A., 2003 *Markov Model for Multispectral Image analysis : application to Small Magellanic Cloud segmentation*. International Conference on Image Processing ICIP'03, Barcelona, Spain, September 2003
- Louys, M., Oberto, A., **Bot, C.**, & Collet, C., 2003 *Multiwavelength image analysis of the Small Magellanic Cloud using hierarchical markovian segmentation*. Third workshop on Physics in Signal and Image Processing, Grenoble, January 29-31, 2003

### B.2. Actes de conférences, 1<sup>er</sup> auteur

- **Bot, C.** & Boulanger, F. *PAHs in the Small Magellanic Cloud* The Spitzer Space Telescope : new views of the cosmos, meeting held in Pasadena, California, USA, November 9-12, 2004. To be published in ASP Conference Series

- **Bot, C.**, Boulanger, F., Rubio, M., Lagache, G., Cambrésy, L., and Egret, D., 2004 *Dust in the Small Magellanic Cloud*. SF2A-2004 : Semaine de l’Astrophysique Française, meeting held in Paris, France, June 14-18, 2004, Eds. : F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier and L. Pagani EdP-Sciences, Conference Series, p.109
- **Bot, C.**, Boulanger, F., Okumura, K., Stepnik, B., 2003 *Multi-wavelength analysis of the dust emission in the Small Magellanic Cloud* Exploiting the ISO Data Archive. Infrared Astronomy in the Internet Age, held in Sigüenza, Spain 24-27 June, 2002. Edited by C. Gry, S. Peschke, J. Matagne, P. Garcia-Lario, R. Lorente, & A. Salama. Published as ESA Publications Series, ESA SP-511. European Space Agency, 2003, p. 275.

## B.3. Présentations orales

### B.3.1. Séminaires

- *Millimeter and CO emissions as dense matter tracers in the SMC and our Galaxy : quantitative comparison and evolution with metallicity* au Radio Astronomy Laboratory, Université de Berkeley, Etats-Unis, août 2005
- *Dust emission in the SMC : from the diffuse medium to molecular clouds* à l’observatoire Cerro Calan, Santiago, Chili puis à l’institut de radio astronomie (IAR), La Plata, Argentine, mars 2004.

### B.3.2. Colloques

- *Molecular Gas and Dust in the Magellanic Clouds* Conférence The Dusty and Molecular Universe, Paris, octobre 2004
- *Emission de la poussière dans le petit nuage de Magellan : du milieu diffus aux nuages moléculaires* journées de la SF2A, juin 2004

### B.3.3. Réunions de travail

- *Interstellar medium in the Small Magellanic Cloud : a cycle of dust for the VO*, réunion du groupe de travail scientifique pour l’AVO, Strasbourg, juin 2004
- *Dust emission in the SMC : from the diffuse medium to molecular clouds*, réunion du groupe Galaxies, mai 2004
- *Gas to dust ratio in galaxies : the case of the SMC*, réunion du groupe Galaxies, Strasbourg, novembre 2003
- *Far-IR dust emission in the SMC*, réunion de la collaboration Sakura, CESR, Toulouse, octobre 2003
- *Dust emission analysis in the Small Magellanic Cloud* réunion du groupe de travail 7 pour Planck, Jodrell Bank observatory, Juin 2003
- *Milieu interstellaire dans le Petit Nuage de Magellan*, réunion Strasbourg-Besançon sur la structure galactique, septembre 2002

## B.4. Posters, 1<sup>er</sup> auteur

- *Evolution of dust in the Small Magellanic Cloud*, conférence the Spitzer Space Telescope : New Views of the cosmos conference, Pasadena, Etats-Unis, novembre 2004
- *Multi-wavelength analysis of the dust emission in the Small Magellanic Cloud* symposium Astrophysics of dust, Estes Park, Colorado, Etats-Unis, mai 2003
- *Dust emission in the Small Magellanic Cloud* conférence Diffuse matter in the Galaxy : Observations confront Theory, Arecibo, Porto-Rico, août 2004
- *Emission de la poussière dans le Petit Nuage de Magellan* conférence du Programme National de Physique-Chimie du Milieu Interstellaire (PCMI), Gerardmer, France, septembre 2004
- *Far-IR dust emission in the SMC : from the diffuse ISM to molecular clouds* 4th Cologne-Bonn-Zermatt Symposium, Zermatt, Suisse, septembre 2003





C

Premier article : Etudes multi  
longueurs d'ondes de l'émission de  
la poussière dans le Petit Nuage  
de Magellan

A&A 423, 567–577 (2004)  
 DOI: 10.1051/0004-6361:20035918  
 © ESO 2004

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## Multi-wavelength analysis of the dust emission in the Small Magellanic Cloud<sup>\*</sup>

C. Bot<sup>1,2</sup>, F. Boulanger<sup>2</sup>, G. Lagache<sup>2</sup>, L. Cambrésy<sup>1</sup>, and D. Egret<sup>3</sup>

<sup>1</sup> UMR 7550, Centre de Données Astronomiques de Strasbourg (CDS), Université Louis Pasteur, 67000 Strasbourg, France  
 e-mail: bot@astro.u-strasbg.fr

<sup>2</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

<sup>3</sup> UMS 2201, Observatoire de Paris, 75014 Paris, France

Received 19 December 2003 / Accepted 28 April 2004

**Abstract.** We present an analysis of dust grain emission in the diffuse interstellar medium of the Small Magellanic Cloud (SMC). This study is motivated by the availability of 170  $\mu\text{m}$  ISOPHOT data covering a large part of the SMC, with a resolution making it possible to disentangle the diffuse medium from the star forming regions. After data reduction and subtraction of Galactic foreground emission, we used the ISOPHOT data together with HiRes IRAS data and ATCA/Parkes combined H I column density maps to determine dust properties for the diffuse medium. We found a far infrared emissivity per hydrogen atom 30 times lower than the Solar neighborhood value. The modeling of the spectral energy distribution of the dust, taking into account the enhanced interstellar radiation field, gives a similar conclusion for the smallest grains (PAHs and very small grains) emitting at shorter wavelength. Assuming Galactic dust composition in the SMC, this result implies a difference in the gas-to-dust ratio (GDR) 3 times larger than the difference in metallicity. This low depletion of heavy elements in dust could be specific of the diffuse ISM and not apply to all the SMC dust if it results from efficient destruction of dust by supernovae explosions.

**Key words.** ISM: dust, extinction – galaxies: Magellanic Clouds – ISM: abundances – ISM: evolution – galaxies: ISM

### 1. Introduction

The Small Magellanic Cloud (SMC) is a dwarf irregular galaxy at a distance of approximately 60 kpc (Westerlund 1991). Its relative proximity makes it possible to have a global view of the galaxy, as well as a sufficiently good resolution to disentangle the diffuse medium from the star forming regions and molecular clouds. The SMC is an ideal target to study the low-metallicity diffuse medium present not only in dwarf galaxies but also in the external parts of large spirals.

The SMC contains several H II regions and molecular clouds (Rubio et al. 1993a). It has a high interstellar radiation field (ISRF), between 4 and 10 times that of the Solar neighborhood (Lequeux 1979; Vangioni-Flam et al. 1980; Azzopardi et al. 1988). It is extremely rich in neutral atomic gas (Staveley-Smith et al. 1998) and has a low heavy element abundance (Dufour 1984; Sauvage & Vigroux 1991). All of these characteristics are indicative of a “young” galaxy, actively forming stars, which might in some sense be considered as a local model of distant galaxies at the beginning of their evolution.

<sup>\*</sup> Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, The Netherlands and the UK) and with the participation of ISAS and NASA.

Dust grains are composed mainly of heavy atoms (e.g. carbon, silicon, oxygen, ...). In a low-metallicity environment, such elements are lacking. How does this deficiency act on the dust grain abundances? The gas-to-dust ratio (GDR) is often assumed to be proportional to the metallicity (i.e. there is a fixed fraction of heavy elements in dust). Based on a model of the evolution of elemental abundances in gas and dust, Dwek (1998) concludes that this proportionality applies across the disk of the Galaxy. However, observations in dwarf irregular and blue compact dwarf galaxies show a large scatter in the GDR versus metallicity relation. This indicates that a simple scaling might be a too simplistic description of the phenomenon (Issa et al. 1990; Lisenfeld & Ferrara 1997, 1998). The GDR is expected to vary among ISM components because destruction of dust by shock waves is more efficient in the diffuse gas while accretion of heavy elements on dust dominates in molecular clouds. The integrated GDR is thus expected to depend on the relative fraction of matter in diffuse/dense components and on the supernova rate and thereby on the star formation history (Hirashita 1999).

The goal of our study is to characterize the dust properties in the diffuse medium of the SMC, and in particular the GDR. Comparing the GDR and the dust spectral energy distribution for the SMC and the Galaxy, we quantify the effect of the

difference in metallicity on dust abundance and size distribution (e.g. the relative amounts of PAHs, very small grains and big grains).

Since the gas and the dust masses are closely mixed, where the radiation is homogeneous the dust emission is expected to correlate with the distribution of the gas. In the diffuse medium gas is mainly composed of neutral hydrogen, and the GDR can be derived from the comparison of the dust infrared emission with the H I column density, provided that the dust temperature is known. This is not the case in star-forming regions, where the infrared emission from dust in H II regions and molecular clouds closely associated with luminous stars can become dominant. Several authors have computed GDRs, comparing the IRAS infrared emission with the H I column density, taking the  $100\ \mu\text{m}/60\ \mu\text{m}$  intensity ratio to derive the dust temperature (Schwering & Israel 1989; Sauvage et al. 1990; Stanimirovic et al. 2000), but this ignores the contribution from small grains at  $60\ \mu\text{m}$ . An additional difficulty comes from the variations in the intensity of the radiation field inside a beam, which casts doubt on any GDR estimate from studies where the angular resolution is too coarse to separate star forming regions from the diffuse emission (Li & Draine 2002; Aguirre et al. 2003)

The availability of  $170\ \mu\text{m}$  ISOPHOT observations enables us to take a new view on dust properties of the SMC. Independently of our work, Wilke et al. (2003) also reduced and analyzed these data but with a distinct focus on point sources. In a second paper (Wilke et al. 2004), these authors address the same question as we do but they investigate the main body (bar) of the SMC without discarding the star forming regions.

After data reduction and validation (Sects. 2 and 3), the  $170\ \mu\text{m}$  map is compared to additional observations (Sect. 4), in particular the IRAS High Resolution map (HiRes) at  $100\ \mu\text{m}$ . Having obtained the  $170/100\ \mu\text{m}$  emission ratio, in Sect. 5.1 we derive a reference temperature for the big grains in the diffuse medium of the SMC. An H I column density map from ATCA/Parkes combined data (Stanimirovic et al. 1999) is used to study the dust to gas correlation, allowing us to estimate the emissivity of the dust per hydrogen atom for the diffuse medium (Sect. 5.2). Finally, the spectral energy distribution of the dust grains in the diffuse medium of the SMC is fitted with the Desert et al. (1990) model to quantify the abundances of the different grain components (Sect. 5.4). The results are discussed in Sect. 6; Sect. 7 presents our conclusions.

## 2. The data

This study relies on archive data. Some were ready-made such as the IRAS maps at 12, 25, 60, and  $100\ \mu\text{m}$ , or the ATCA/Parkes combined data of the H I line at 21 cm. The ISOPHOT data were imported from the ISO Data Archive<sup>1</sup>. But the quality of the ISOPHOT map at  $170\ \mu\text{m}$  in the ISO archive was not sufficient for this study, so we retrieved, reduced and calibrated the data. We first present the ISOPHOT data and the reduction. Then we describe the ancillary data that were used.

<sup>1</sup> <http://iso.vilspa.esa.es/ida/index.html>

### 2.1. The ISOPHOT data

The Small Magellanic Cloud was almost fully covered by 10 observations with the ISOPHOT instrument (Lemke et al. 1996) on board the ISO satellite (Kessler et al. 1996; Laureijs et al. 2003). The observations were made using the P22 AOT (Astronomical Observation Template), i.e. a raster map on a two-dimensional regular grid, with the C200 detector ( $2 \times 2$  pixels) at an effective wavelength of  $170\ \mu\text{m}$ . The pixel field of view is  $1.5'$  and the raster pointing spacings are  $180''$  in both in-scan and cross-scan directions. The ISOPHOT point spread function can be approximated by a 2D Gaussian with  $90''$  full width half maximum (*FWHM*) in both directions and is supposed to be constant across the map.

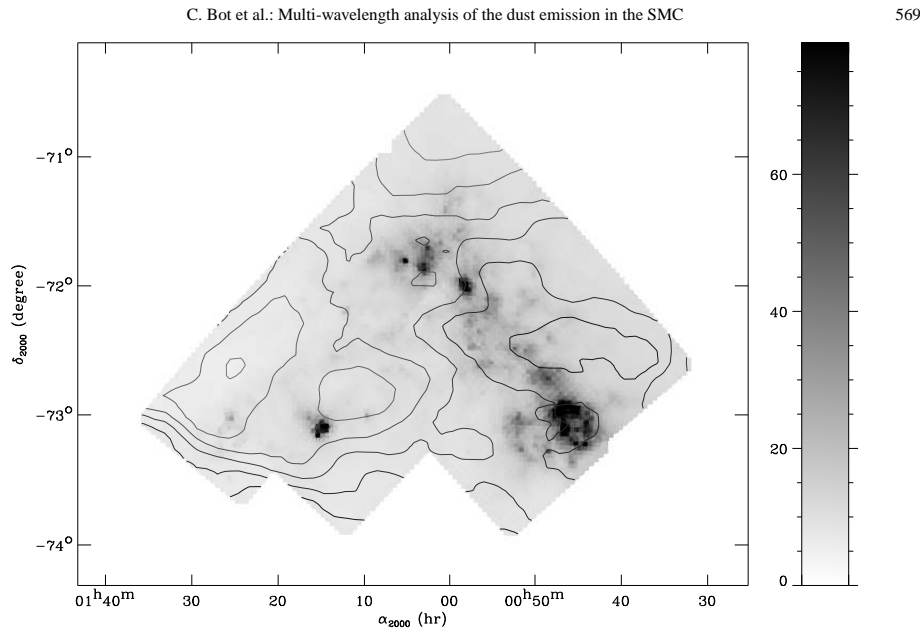
We reduced the data with PIA<sup>2</sup> (ISOPHOT Interactive Analysis) V10.0 (Gabriel et al. 1997, 1998), except for the flat-field correction. In the following, we describe the specific treatments applied. Some observations showed specific problems in the raw data (e.g. a pixel went into erratic state or a severe glitch affected a pixel until the end of the observation). We chose to remove the data for these pixels in the corresponding observations. If this removal is not done, the reduction processes will interpret these erratic fluxes as flat-fielding. This distorts the photometry of the other pixels for the whole observation.

To deal with the discarded pixels, we chose to perform the flat-field correction without the PIA tool as in Lagache & Dole (2001). The flat-field correction is on average  $1.01 \pm 0.05$ ,  $0.93 \pm 0.03$ ,  $1.17 \pm 0.09$  and  $0.92 \pm 0.03$  for pixel 1, 2, 3 and 4 respectively. Reproducible flat-field correction values for the ISOPHOT C\_200 array have been published by Lagache & Dole (2001) from the careful reduction of 3 deep fields (FIRBACK). We do not observe the same average flat field correction factor and we find a higher dispersion from one observation to another. This difference may be because the responsivity of ISOPHOT C\_200 pixels changes with the observed intensity, so that the flat-field correction computed with low fluxes is no longer valid for the brightest pixels (Pagani et al. 2003). This might affect the  $170\ \mu\text{m}$  flux determination for bright sources. The reproducible behavior of pixels observed by Lagache & Dole (2001) is then due to the relative flatness of deep fields.

The different observations have been done at different times, therefore the “absolute calibration” performed using the FCS measurement can be slightly different from one raster to another. This difference is observed as discontinuities between maps in the mosaic. To correct for these small absolute calibration differences (for a border between two maps, the mean difference in brightness observed is about 13%), we applied a “general flat-field” correction as in Lagache & Dole (2001).

After concatenation of the timelines, the raster is projected on the sky using the coordinates of each individual pixel, with a pixel size for the map of  $10''$  to match the IRAS HiRes

<sup>2</sup> The ISOPHOT data presented in this paper were reduced using PIA, which is a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOPHOT Consortium with the collaboration of the Infrared Processing and Analysis Center (IPAC). Contributing ISOPHOT Consortium institutes are DIAS, RAL, AIP, MPIK, and MPIA.



**Fig. 1.** The ISOPHOT map at  $170\ \mu\text{m}$  (in  $\text{MJy/sr}$ ) after reduction and bilinear interpolation to fill the holes left by the mapping pattern. The flat-field has been efficiently corrected for the diffuse part of the map, but one can still see low level defects in the brightest parts. Contours of the H I Galactic foreground are overlotted at column densities of 2.6, 2.8, 3., 3.2, 3.4 and  $3.6 \times 10^{20}\ \text{H atom cm}^{-2}$  (from light grey to black).

gridding. Because the raster step size of each observation was a full detector size, and the spacecraft  $Y$ -axis was not parallel to right ascensions or declinations, we observe gaps between the individual array pointings. The final map is presented in Fig. 1 after a bilinear interpolation to reconstruct the signal in the gaps.

## 2.2. Ancillary data

### 2.2.1. IRAS HiRes data

As a complement to the ISOPHOT data at  $170\ \mu\text{m}$ , we used IRAS high resolution (HiRes) data at 12, 25, 60 and  $100\ \mu\text{m}$ . Maps of  $2^\circ \times 2^\circ$  centered at  $00^{\text{h}}57^{\text{m}}29.12^{\text{s}}\ -72^\circ32'29.2''$  in J2000 were obtained. The pixel size is  $10''$ . The HiRes point spread function (PSF) varies spatially in each map. A Gaussian approximation of the PSF is given with the HiRes maps and is defined by two spatially dependent  $FWHMs$  and a rotation angle. For more information on HiRes, please refer to Aumann et al. (1990) and Bontekoe et al. (1994). Since we are searching for the properties of extended structures, the HiRes IRAS maps were brought to the DC-calibration (Wheelock et al. 1994). This DC calibration is only valid for spatial scales greater than  $40''$ . As the SMC exhibits structure on various spatial scales, the DC calibration introduces some limitations that will be discussed in Sect. 3.2.

### 2.2.2. ATCA/Parkes combined SMC H I data

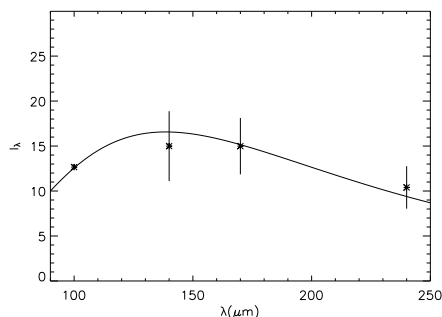
To study the correlation between gas and dust in the SMC, we needed a H I column density map to compare with the ISOPHOT map, in order to compute the abundances of dust grains relative to hydrogen.

Stanimirovic et al. (1999) have combined Parkes telescope observations of neutral hydrogen in the SMC with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) aperture synthesis mosaic to obtain a set of images sensitive to all angular spatial scales between  $98''$  and  $4^\circ$  from  $90$  to  $215\ \text{km s}^{-1}$ . The spatial resolution obtained is  $98''$  and the velocity resolution is  $1.65\ \text{km s}^{-1}$ . We used a column density map of the SMC obtained by integrating over the whole velocity range and assuming that the neutral hydrogen is optically thin<sup>3</sup>.

### 2.2.3. Parkes H I data for the Galactic foreground

A Galactic filament exists in front of the SMC. Even though it is very smooth, large (see contours of Fig. 1) and uniform (column densities between  $2.5 \times 10^{20}$  and  $4 \times 10^{20}\ \text{atom cm}^{-2}$ ), it can bias studies. The far-infrared fluxes observed in either the ISOPHOT or the IRAS HiRes maps represent the emission from the SMC dust, but also from this Galactic foreground. However, this Galactic component of the emission is not

<sup>3</sup> The column density map and the data cube are available at [http://www.atnf.csiro.au/research/smc\\_h1](http://www.atnf.csiro.au/research/smc_h1)



**Fig. 2.** Comparison of the DIRBE-convolved ISOPHOT fluxes with the DIRBE fluxes (in MJy/sr), after integration on the whole SMC. The modified black body traced was fit to the DIRBE values only and corresponds to a temperature of 20.6 K and an emissivity of  $\epsilon_{\text{H}}(250 \mu\text{m}) = 3 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$  for  $10^{20}$  hydrogen atoms  $\text{cm}^{-2}$ . We see that the ISOPHOT value at  $170 \mu\text{m}$  is consistent with the DIRBE photometry.

observed in the ATCA/Parkes data, due to a velocity cut and spatial filtering. To study the SMC dust properties, it was thus necessary to remove this foreground component (see Sect. 3.3). In this step, we used a Galactic H I column density map constructed from data of the Parkes narrow-band H I survey of the tidal arms of the Magellanic system (Brüns et al. 2000). The column density map of the H I Galactic foreground was obtained by integrating the emission from  $-60$  to  $+50 \text{ km s}^{-1}$ , outside the SMC velocities. The resolution is  $15'$ . Due to side-lobe effects, the map obtained can overestimate the column density by 10 to 20%.

### 3. Photometric consistency

DIRBE provided infrared absolute sky brightness maps in 10 bands in the wavelength range 1.25 to  $240 \mu\text{m}$ . This absolute photometry is used to check ISOPHOT mosaic and IRAS fluxes.

#### 3.1. ISOPHOT data

We checked if the ISOPHOT  $170 \mu\text{m}$  flux is consistent with the spectral energy distributions obtained from the 100, 140 and  $240 \mu\text{m}$  DIRBE fluxes in the SMC. To do this we convolved the ISOPHOT map with the DIRBE beam. This gives 18 ISOPHOT fluxes in the SMC as if they were observed by DIRBE, and we compare ISOPHOT and DIRBE fluxes by plotting the spectral energy distribution and fitting it with a modified black body with a spectral index of 2 on the DIRBE values. Figure 2 shows that the DIRBE-convolved ISOPHOT flux integrated over the 18 positions observed by DIRBE, is consistent within the errors bars with the best modified black-body fit (obtained for a temperature of 20.6 K, an emissivity of  $\epsilon_{\text{H}}(250 \mu\text{m}) = 3 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$  for  $10^{20}$  hydrogen atoms  $\text{cm}^{-2}$ ). Please note that these values correspond to an average over the whole galaxy and were obtained only for calibration purposes.

We have also plotted the individual fit values at  $170 \mu\text{m}$  versus the corresponding 18 ISOPHOT values. This plot shows a significant scatter but is consistent with a linear correlation with unity slope and zero offset.

A comparison with the IRAS high resolution data was also performed to check possible photometric errors introduced by the interpolation process. The correlation between IRAS and ISOPHOT data does not change when we restrict the comparison to the pixels measured by ISOPHOT rather than the full interpolated map. The interpolation required to fill the holes in the measurements does not seem to bias the image comparisons.

#### 3.2. IRAS data

The IRAS HiRes maps have the same photometric calibration as the IRAS ISSA maps. The IRAS detector had a dwell-time dependent responsivity change: the gain changes as a function of source size. This effect is known as the “AC/DC effect”. A first set of corrections was taken into account in the IRAS data products. These corrections were later found to be insufficient. On the basis of a comparison of the IRAS and DIRBE sky brightness for extended emission, Wheelock et al. (1994) recommended applying additional correction factors of 0.88, 1.01, 0.82 and 0.74 at 12, 25, 60 and  $100 \mu\text{m}$  respectively.

However, these correction factors are only valid for spatial scales greater than  $40'$ . In the SMC structures on various spatial scales are present. Stanimirovic et al. (2000) have also compared DIRBE and IRAS data by integrating fluxes over  $6.25''^2$  in the SMC. They found that integrated flux densities measured by DIRBE for 60 and  $100 \mu\text{m}$  are higher than IRAS fluxes by about 10 to 20%, which is the opposite correction to that found by Wheelock et al. (1994).

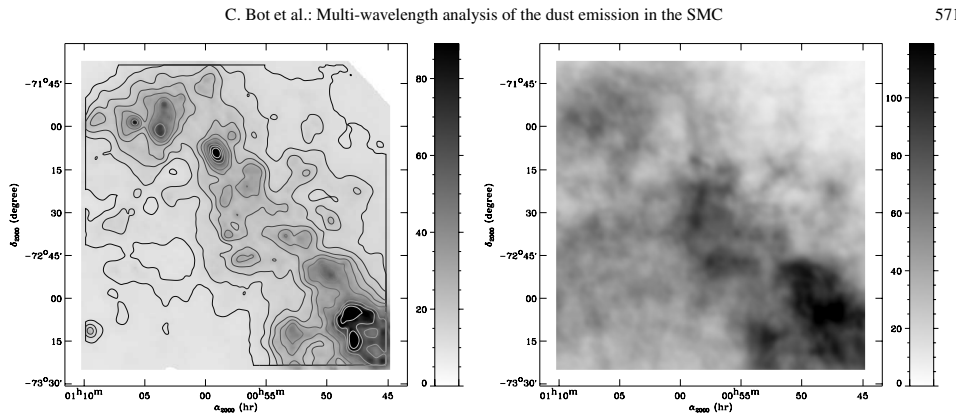
We have compared the IRAS (convolved to the DIRBE resolution) and the DIRBE  $100 \mu\text{m}$  maps on a  $10'' \times 10''$  scale around the SMC to investigate this discrepancy. We see that the Wheelock et al. (1994) correction factor of 0.74 is only truly valid outside the galaxy and increases in the SMC up to a maximum value located in the north of the optical bar (N66 region). For the diffuse medium of the SMC, the Wheelock et al. (1994) correction factor is sufficient. After correction, we estimate that the  $100 \mu\text{m}$  IRAS brightness for the diffuse medium is underestimated by less than 15%.

#### 3.3. Galactic foreground removal

Unlike the ATCA/Parkes H I map, the far-infrared emission maps (ISOPHOT and IRAS) trace both the dust emission in the SMC and the dust in our Galaxy. To disentangle these two components in the far-infrared emission, we used the column density map of the H I Galactic foreground presented in Sect. 2.2.3.

Dust grains absorb energy from the UV/optical radiation field which they re-emit in the infrared as thermal emission. Large grains are at a fixed temperature and their emitted intensity can be expressed as:

$$I_{\nu} = N_{\text{H}} \epsilon_{\text{H}}(\nu) B_{\nu}(T_{\text{dust}}) \quad (1)$$



**Fig. 3.** ISOPHOT map (*left panel*, in MJy/sr) and ATCA/Parkes H I column density map (*right panel*, in  $10^{20}$  hydrogen atom/cm<sup>2</sup>) after projection on the IRAS HiRes grid, and at the same resolutions. For the ISOPHOT map, logarithmic contours are overlotted at fluxes 11.2, 14.1, 17.8, 22.4, 28.2, 35.5, 44.7, 56.2, 70.8 and 89.1 MJy/sr.

where  $N_{\text{H}}$  is the column density of hydrogen and  $\epsilon_{\text{H}}(\nu)$  is the emissivity of grains per hydrogen atom. We assume that the emissivity of dust grains in the far-infrared follows a power law:

$$\epsilon_{\text{H}}(\nu) = \epsilon_{\text{H}}(\nu_0) \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\beta} \quad (2)$$

and we take  $\beta = 2$  (as found for Galactic emission (Lagache et al. 1998, 1999) for wavelengths between 100  $\mu\text{m}$  and 500  $\mu\text{m}$ ).

Using a temperature of 17.5 K and an emissivity per hydrogen atom of  $10^{-25}$  cm<sup>2</sup> (Boulanger et al. 1996a)<sup>4</sup> for the Galactic dust, we computed the Galactic thermal emission and removed this foreground emission from the IRAS and ISOPHOT maps to obtain the emission of the SMC dust only. At 12, 25 and 60  $\mu\text{m}$ , we used the  $I_{12}/I_{100}$ ,  $I_{25}/I_{100}$  and  $I_{60}/I_{100}$  ratios computed from IRAS maps outside the SMC, together with the computed foreground emission map at 100  $\mu\text{m}$  to remove the Galactic foreground emission at these wavelengths. However, this foreground emission remains in the data noise at 12, 25 and 60  $\mu\text{m}$ .

## 4. Spatial image comparison

### 4.1. Projection and resolution

The data set presented in Sect. 2 is composed of maps with different fields of view and different resolutions. We projected all of them onto a common grid: that of IRAS HiRes maps ( $2^{\circ} \times 2^{\circ}$  field of view centered at  $00^{\text{h}}57^{\text{m}}29.12^{\text{s}} - 72^{\circ}32'29.2''$  (J2000) with  $10''$  pixel size). These maps were inter-compared by pairs.

To compare the ISOPHOT map with one of the HiRes maps, the projected and re-sampled ISOPHOT map was convolved with a spatially varying kernel in order to be at the

<sup>4</sup> We checked that the observed IRAS and DIRBE far-infrared ratios around the SMC are consistent with these values.

HiRes resolution when the point spread function of ISOPHOT was smaller than that of HiRes (Kerton & Martin 2001). The HiRes map was also convolved with a spatially varying kernel to match the ISOPHOT resolution when the HiRes beam was smaller than the ISOPHOT one.

To compare the HI column density map with the ISOPHOT map, no convolution was necessary as long as their resolutions were comparable.

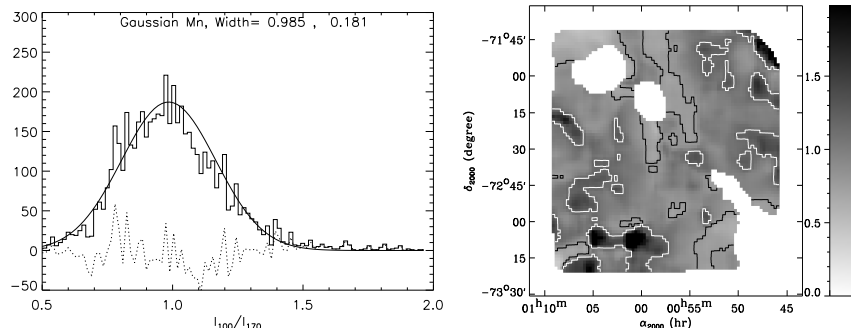
Figure 3 shows two of the transformed maps: the ISOPHOT map degraded to the IRAS 100  $\mu\text{m}$  resolution and the projected ATCA/Parkes map.

### 4.2. Colors from scatter plots

To characterize the SED of the diffuse medium (i.e. the extended region where the infrared emission-H I column density correlation is homogenous), we developed a comparison method that is not biased by point sources and is also not affected by offsets in the data calibration.

We work with two maps (obtained after the treatment presented in Sect. 4). The general correlation between the two maps is first quantified by fitting a straight line to the scatter plot of the pixel-to-pixel comparison. We deduce a first value for the ratio and an error  $\sigma$  given by the dispersion in the correlation, which enables us to filter out localized sources (i.e. star-forming regions) by removing pixels that are  $3\sigma$  above the correlation (there are no points below  $-3\sigma$ ).

From the “filtered” maps, we compute a ratio map by linearly fitting the pixel correlation in the scatter plot for a sliding box of  $50 \times 50$  pixels. This corresponds to a  $5.5 \times 5.5$  beams box which is a minimum size to have independent data points. The size of the box could not be greater, or we would not trace the local variations. In some cases there are too few points inside a box (too many points above  $3\sigma$ ) to do a meaningful fit. We assign no value to these positions. We also skip positions where the correlation coefficient is too low. Adjusting a Gaussian to



**Fig. 4.** Histogram and spatial distribution of the 100–170  $\mu\text{m}$  colors. For the histogram, the Gaussian fit and the residuals are presented as continuous and dotted lines respectively. For the map of the 100–170  $\mu\text{m}$  colors, contours correspond to the 0.8 (black) and 1.2 (white) levels (one sigma limits of the Gaussian fit). It should be noticed that the noise in the color map is not homogeneous.

the histogram of the ratio values gives us a reference ratio and the associated dispersion. This dispersion contains photometric and fitting errors but also a true scatter in the ratio. The two phenomena cannot be easily disentangled.

The spatial distribution and the histogram with the Gaussian fit obtained for the  $I_{100\ \mu\text{m}}/I_{170\ \mu\text{m}}$  ratio are presented in Fig. 4 as an example. We see that the comparison method avoids large areas in the main body (bar) of the SMC. These regions correspond to highly structured star-forming sites. In these regions, either the filtering technique has left too few independent positions in one box to compute a significant correlation or no clear correlation is observed.

## 5. Results

### 5.1. Infrared colors

The method presented in Sect. 4.2 was applied to the IRAS HiRes and ISOPHOT maps to compute the  $I_{100\ \mu\text{m}}/I_{170\ \mu\text{m}}$ ,  $I_{60\ \mu\text{m}}/I_{170\ \mu\text{m}}$ ,  $I_{25\ \mu\text{m}}/I_{170\ \mu\text{m}}$ ,  $I_{12\ \mu\text{m}}/I_{170\ \mu\text{m}}$  ratios. Adjusting a Gaussian to the histograms gives us reference ratios and their associated dispersions:

$$\frac{I_{100\ \mu\text{m}}}{I_{170\ \mu\text{m}}} = 1.0 \pm 0.2 \quad (3)$$

$$\frac{I_{60\ \mu\text{m}}}{I_{170\ \mu\text{m}}} = 0.5 \pm 0.1 \quad (4)$$

$$\frac{I_{25\ \mu\text{m}}}{I_{170\ \mu\text{m}}} = 0.02 \pm 0.01 \quad (5)$$

$$\frac{I_{12\ \mu\text{m}}}{I_{170\ \mu\text{m}}} = 0.011 \pm 0.006. \quad (6)$$

Using Eqs. (1) and (2) we can derive from the  $\frac{I_{100\ \mu\text{m}}}{I_{170\ \mu\text{m}}}$  ratio map the big grain equilibrium temperature distribution in the diffuse medium in the Small Magellanic Cloud. This leads to a reference temperature  $T_{\text{dust}} = 22 \pm 2$  K. Note that this temperature

is different from the one that would be inferred from the ratios of the mean  $I_{100\ \mu\text{m}}$  and  $I_{170\ \mu\text{m}}$  fluxes. Wilke et al. (2004) found a mean temperature for the main body of the SMC of  $20.9 \pm 1.9$  K, which is lower than the temperature we find for the diffuse medium. Their mean value falls within our range of temperatures, which is expected because the regions we study overlap. The difference in mean values could be due to the presence of cold atomic and molecular clouds in the main body of the SMC. Our studies seem to be consistent with each other and are more complementary than comparable.

The large dust grain temperature is related to the radiation field intensity and will be discussed in Sect. 6.

### 5.2. Gas to dust correlation

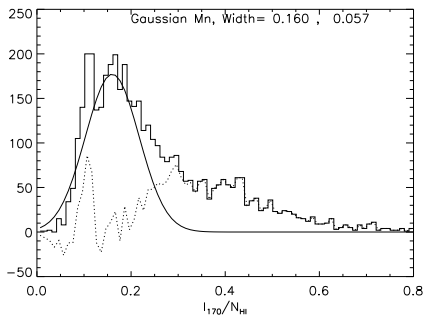
From the ISOPHOT and the ATCA/Parkes maps, using the method described Sect. 4.2, we found the distribution presented in Fig. 5. This distribution exhibits a main peak and a distribution tail. The peak is characterized by:

$$\frac{I_{170\ \mu\text{m}}}{N_{\text{HI}}} = 0.17 \times 10^{-20} \pm 0.06 \times 10^{-20} \text{ MJy sr}^{-1} \text{ cm}^2. \quad (7)$$

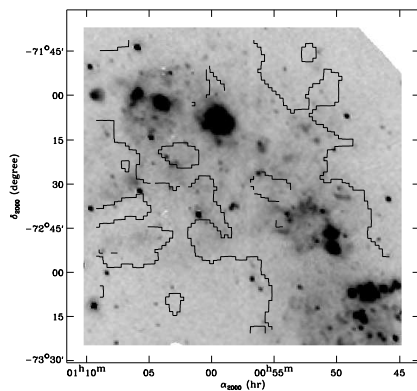
Since the regions used to define the ratios are not exactly the same, the determination of the characteristics of the diffuse medium could be biased. We checked that this is not the case. If we use the region where  $I_{170\ \mu\text{m}}/N_{\text{HI}}$  is computed to determine the colors, we find that the derived quantities are not affected by more than 15%. We see that the characteristics of the diffuse medium are not biased by the definition of the limits of the studied region. Comparing the region defined by Eq. (7) with the  $H\alpha$  distribution, we see in Fig. 6 that the regions corresponding to the tail in the  $I_{170\ \mu\text{m}}/N_{\text{HI}}$  (located mainly in the main body) are regions where the diffuse  $H\alpha$  emission is important. Comparing the maps in Figs. 4 and 6, we also see that the regions where no ratios can be computed correspond to important star-forming sites.

Assuming that all the dust is in the  $\text{H I}$ , we use the  $I_{170\ \mu\text{m}}/N_{\text{HI}}$  ratio map and the temperature map computed above to obtain a histogram of the emissivity per hydrogen atom of

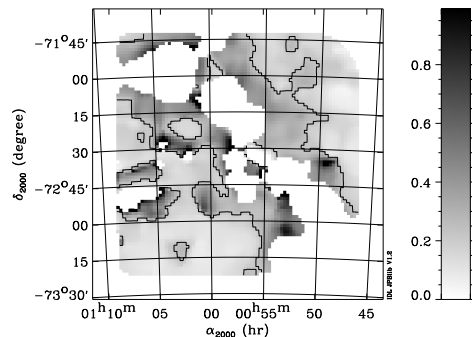




**Fig. 5.** Histogram of the 170 micron flux to H I column density ratio (in  $\text{MJy cm}^2/\text{sr}$ ). The Gaussian fit and the residuals are presented as continuous and dotted lines respectively.



**Fig. 6.** Uncalibrated H  $\alpha$  map. As an illustration, the contour line corresponds to  $I_{170 \mu\text{m}}/N_{\text{HI}} = 0.23 \text{ MJy cm}^2/\text{sr}$  (see Eq. (7)) as in Fig. 7.



**Fig. 7.** Spatial distribution of the  $I_{170 \mu\text{m}}/N_{\text{HI}}$  ratio (in  $\text{MJy cm}^2/\text{sr}$ ). Regions where no ratio is computed (see Sect. 4.2) are left blank. The contour line corresponds to a  $I_{170 \mu\text{m}}/N_{\text{HI}} = 0.23 \text{ MJy cm}^2/\text{sr}$  level. We see that the IR excesses are concentrated near the optical bar.

is thus 30 times greater than in the Galaxy. Stanimirovic et al. (2000) have presented a similar study using the same H I data together with HIRAS data. They came to the same conclusion that the GDR is a factor 30 higher in the SMC than in our Galaxy. However, this agreement might be a coincidence since 1) we did not use the same calibration of the IRAS data; 2) their temperature estimation based on the 60/100  $\mu\text{m}$  color is higher than ours; 3) the GDR they present is averaged over the whole galaxy (including star forming regions); and 4) their GDR is compared to a Galactic GDR of 375 instead of the standard value of 100<sup>5</sup>. Using the standard Galactic GDR value, the average SMC GDR found by Stanimirovic et al. (2000) becomes 100 times higher than in the Galaxy.

Our estimate of the SMC's GDR of 30 times higher than in the Galaxy, is significantly larger than the difference in metallicity, which is less than 10 (Dufour 1984). It is twice the observed difference in the  $\frac{N(\text{H}_1)+N(\text{H}_2)}{E(B-V)}$  values presented by Tumlinson et al. (2002).

the dust grains in the diffuse medium. We find a reference emissivity at 170  $\mu\text{m}$  of:

$$\epsilon_{\text{H}}(\lambda) = 7.3 \times 10^{-27} \pm 3.2 \times 10^{-27} \text{ cm}^2. \quad (8)$$

The error takes into account uncertainties in the temperature and  $I_{170 \mu\text{m}}/N_{\text{HI}}$ . If the emissivity follows a power law with a spectral index of 2, the emissivity per H I atom in the SMC at 250  $\mu\text{m}$  is  $\epsilon_{\text{H}}(\lambda) = 3.4 \times 10^{-27} \pm 1.5 \times 10^{-27} (\lambda/250 \mu\text{m})^{-2} \text{ cm}^2$ . This corresponds to  $\kappa_{\nu} = 0.21 (\lambda/250 \mu\text{m})^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Assuming similar dust optical properties in the SMC and the Galaxy, the emissivity is related to the GDR and the ratio between hydrogen column density and  $E(B-V)$  color excess by:

$$\frac{\epsilon_{\text{H}}(\text{SMC})}{\epsilon_{\text{H}}(\text{Galaxy})} = \frac{\frac{M_{\text{dust}}(\text{SMC})}{M_{\text{gas}}(\text{SMC})}}{\frac{M_{\text{dust}}(\text{Galaxy})}{M_{\text{gas}}(\text{Galaxy})}} = \frac{\frac{N(\text{H}_1)+N(\text{H}_2)}{E(B-V)}(\text{Galaxy})}{\frac{N(\text{H}_1)+N(\text{H}_2)}{E(B-V)}(\text{SMC})}. \quad (9)$$

The solar neighborhood value for the emissivity is  $10^{-25} \text{ cm}^2$  at 250  $\mu\text{m}$  (Boulanger et al. 1996a). The inferred SMC GDR

### 5.3. Infrared excesses

A noticeable result of the ISOPHOT and H I comparison is the presence of a tail in the 170  $\mu\text{m}/\text{H I}$  histogram (see Fig. 5). This tail corresponds to pixels in the SMC optical bar with excess 170  $\mu\text{m}$  emission with respect to  $N_{\text{HI}}$  (see Fig. 7). We checked that the mean temperature for this region of excess is the same as that for the diffuse medium. These excesses may be due either to a variation in the dust abundances between the diffuse medium and the bar, or to the presence of cold H I or H<sub>2</sub> gas. We believe that the excesses are real but it is difficult to infer an amount of cold H I and molecular gas from it. Firstly, it is difficult to disentangle these two possible contributions. Secondly, in the regions where some of these excesses are due to dust in cold H I or H<sub>2</sub> we do not expect them to be

<sup>5</sup> This value can be checked with the interstellar abundance standards taken from Table 2 of Sofia & Meyer (2001b) and Sofia & Meyer (2001a).

correlated with H I emission and another method is needed to quantify them. It is thus beyond the scope of this paper to translate these excesses into an estimate of cold gas that could be compared to other studies where this is attempted (Stanimirovic et al. 2000). Finally, we feel that the photometric uncertainties in the ISOPHOT and IRAS data are an additional difficulty, especially near star-forming regions. Further studies with the Spitzer satellite could address this question with better photometry and angular resolution.

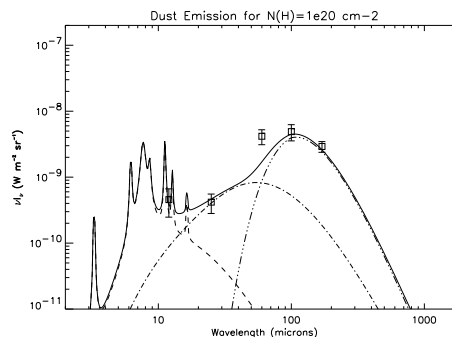
#### 5.4. SMC dust properties in diffuse H I: Modeling the spectral energy distribution

The different intensity ratios obtained in Sect. 5.1 enable us to trace the spectral energy distribution of dust in the diffuse medium of the SMC and to compare it with that of the solar neighborhood. The difference in temperature and in abundances is seen in Fig. 9 as a shift along the wavelength and brightness axis respectively. The error bars include true variations in the dust properties across the SMC diffuse interstellar medium which are correlated over all wavelengths.

We used the dust model of Desert et al. (1990) to quantify the grain dust abundances. To model the spectral energy distribution (SED) we need to estimate the interstellar radiation field (ISRF) in the diffuse medium of the SMC. In Sect. 5.1 we found the big dust grain equilibrium temperature to be 22 K. Using the dust thermal equilibrium temperature in the solar neighborhood of 17.5 K (Boulanger et al. 1996a) as a reference, the dust temperature in the SMC leads to a radiation field  $\chi_{\text{SMC}} = T_{\text{dust}}^{4+\beta}(\text{SMC})/T_{\text{dust}}^{4+\beta}(\text{Galaxy}) = 4$ . This value is consistent with the estimate of the ISRF made from massive star counts by Lequeux (1979). Vangioni-Flam et al. (1980) also found the same ratio from UV measurements. We used the Mathis et al. (1983) 10 kpc Galactic ISRF and scaled it by a factor  $\chi = 4$  for the modeling. We have adjusted only the abundances of PAHs, very small grains (VSG) and big grains. For the other parameters defining the size distribution we have kept the Galactic values. The best fit is presented in Fig. 8; it corresponds to under-abundant PAHs, very small grains (VSG) and big grains (BG) compared to the Galaxy (36, 23 and 30 times less respectively). Mass abundances relative to hydrogen, compared with Galactic values (Desert et al. 1990) are summarized in Table 1.

The modeling confirms the GDR estimated in Sect. 5.2 to be around 30 times greater than in the Galaxy. Within the uncertainties, PAHs and very small grain abundances are also consistent with this factor.

The model is clearly below the 60  $\mu\text{m}$  point. This could be due to our crude estimate of the ISRF. We have used a single ISRF while our data analysis shows temperature variations across the SMC diffuse medium. To take the variations in the radiation field into account, we transformed the temperature distribution obtained in Sect. 5.1 into a  $\chi_{\text{SMC}}$  distribution. For each value of the distribution we computed a spectral energy distribution (SED) of the dust emission with the Desert et al. (1990) model, using the Mathis 10 kpc ISRF multiplied by the corresponding  $\chi$  as an input ( $\chi$  is a constant for the whole



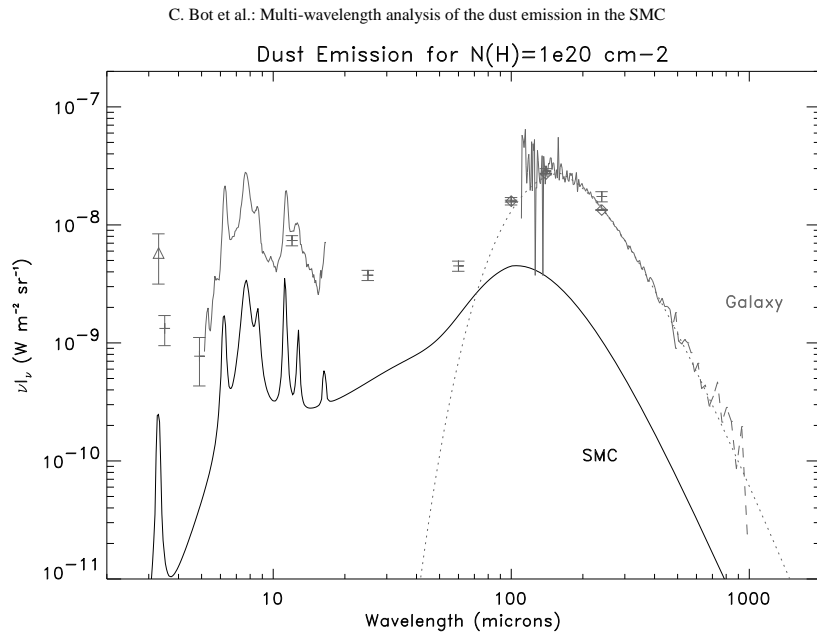
**Fig. 8.** Best fit for the dust infrared emission spectrum, obtained with the Desert et al. model. The brightness corresponds to an interstellar gas column density of  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . The IRAS and ISOPHOT data are represented by squares. The fit obtained with the model (continuous line) corresponds to the emission of three components: PAHs (dashed line), very small grains (mixed line) and big grains (dot-dot-dotted-dashed line).

**Table 1.** Mass abundances relative to hydrogen in the SMC and the Galaxy. The grain size distribution is assumed to be the same in both cases.

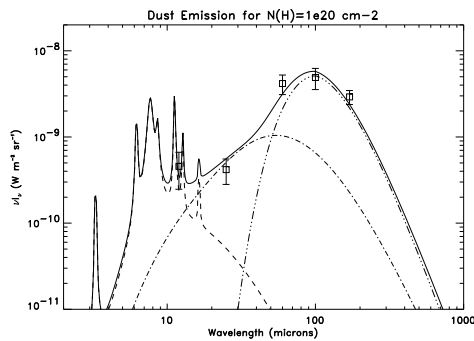
Component	SMC	Galaxy
	$\frac{m}{m_{\text{H}}}$	$\frac{m}{m_{\text{H}}}$
PAH	$1.2 \times 10^{-5}$	$4.3 \times 10^{-4}$
VSG	$2.0 \times 10^{-5}$	$4.7 \times 10^{-4}$
BG	$2.2 \times 10^{-4}$	$6.4 \times 10^{-3}$

spectrum). We then computed the resulting total SED by adding the individual SEDs with weights according to the  $\chi$  distribution shape. The resulting fit is not sufficiently broadened to encompass the 60  $\mu\text{m}$  point. In addition, the mass abundances of dust grains have to be reduced by 8, 5 and 7 for the PAH, VSG and BG components respectively. Due to the high non-linearity of the Planck curve, even a small broadening of the  $\chi$  distribution tends to reduce the abundances of dust grains significantly. These values are thus indicative only but they show that the mass abundances presented in Table 1 are more likely to be upper limits and that the emissivity could be even lower.

It is possible to fit the 60  $\mu\text{m}$  value with a single ISRF scaled by  $\chi = 10$  (see Fig. 10). In this case, the dust grain mass abundances must be reduced by 3, 2 and 2 for the PAHs, very small grains and big grains respectively. Such a high ISRF corresponds to a dust temperature of 25.6 K, which is higher than the estimate obtained in Sect. 5.1 but still compatible with the 100  $\mu\text{m}$  and the 170  $\mu\text{m}$  fluxes. This higher temperature would lead to an emissivity of  $2.4 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$  at 250  $\mu\text{m}$ , which is even lower than the estimate obtained in Sect. 5.2, and results in a GDR 40 times higher than in the Galaxy. A higher radiation field could thus account for the 60  $\mu\text{m}$  excess without contradicting the main conclusion of this study, namely that the GDR



**Fig. 9.** Infrared spectral energy distribution of dust in the diffuse medium for the SMC and the Solar Neighborhood. The brightness corresponds to an interstellar gas column density of  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . The Galactic spectrum (in grey) is composed in the far-IR by COBE/FIRAS data from Boulanger et al. (1996a) (with the corresponding spectrum from grains in thermal equilibrium indicated by the dotted line), and at shorter wavelengths by the COBE/DIRBE (Bernard et al. 1994) and Arome balloon data (triangle at  $3.3 \mu\text{m}$ ) (Giard et al. 1994). An ISOCAM spectrum (Boulanger et al. 1996b) scaled to the  $12 \mu\text{m}$  brightness is also shown. The SMC spectrum (in black) is the best fit obtained with the Desert et al. model, same as in Fig. 8.



**Fig. 10.** Dust infrared emission spectrum fit obtained with the Desert et al. model to adjust the  $60 \mu\text{m}$  excess. The IRAS and ISOPHOT data are represented by squares. This spectrum is obtained with a single ISRF scaled by  $\chi = 10$  and reduced dust grain mass abundances for PAHs (dashed line), very small grains (mixed line) and big grains (dot-dotted-dashed line).

in the diffuse SMC ISM is much lower than the solar neighbourhood value scaled by the difference in metallicity.

The observed  $60 \mu\text{m}$  excess could also be due to a change in the grain size distribution (Galliano et al. 2003). We assumed the Galactic grain size distribution to apply in the SMC. However, by changing the relative mass contributions of the different grain components, we enlarge the discontinuities in the size distribution between the three components of the model. It is necessary to further increase these discontinuities to account for the  $60 \mu\text{m}$  excess.

Further investigations are needed to characterize the SMC ISRF and especially the  $60 \mu\text{m}$  excess. The intensity and spectral shape of the ISRF are likely to be different than the Galactic one.

## 6. Discussion

Studying the gas to dust correlation in the diffuse medium of the SMC (see Sect. 5.2), we found a GDR in mass around 30 times greater than in the solar neighbourhood, larger by a factor of 3 than the difference in metallicity. This result confirms the value found by Stanimirovic et al. (2000) in a similar study. This lower depletion of heavy elements in dust was independently reported by Welty et al. (2001), who found Mg and Si to be essentially undepleted in the SMC. It was also reported for a sample of dwarf irregulars by Lisenfeld & Ferrara (1998).

Our result in the SMC fits with the relation that they observed between GDR and metallicity.

An interpretation of this relation has been proposed by Hirashita et al. (2002). With a chemical evolution model, they illustrated the dependence of the GDR on the star formation history. Stars generate dust but also contribute to its destruction by supernova shocks. Hirashita et al. (2002) propose a scenario in which an intermittent star formation history leads to a time variable GDR. At some epochs of the galaxy evolution, the formation of dust grains is less efficient than the destruction process by supernova shocks, so that the GDR no longer scales with the metallicity. This model could be applied to the SMC with its specific star formation history (Harris & Zaritsky 2003). This model is also necessary to account for a possible difference in the GDR between the diffuse and the denser medium.

Extinction studies lead to a significantly smaller value of the GDR, closer to that expected from the Galactic value for a linear dependence with metallicity. Bouchet et al. (1985) used photometric observations of O-B stars in the SMC to derive their extinction curves. They found a GDR value that is about 8 times the Galactic value, which is consistent with the difference in metallicity. More recently, Tumlinson et al. (2002) measured  $\frac{M(\text{H}_2)+M(\text{H}_2\text{O})}{E(B-V)}$  for a sample of stars observed with FUSE and found a mean value 16 times lower than the Solar neighborhood value. This is closer but still smaller by a factor 2 than our estimate. The difference may be due to the fact that extinction studies are based on lines of sights with high hydrogen column density where a dense interstellar medium is likely to be present. Most of the stars are in the optical bar and/or in star formation regions associated with molecular clouds. The difference in the GDRs inferred in our work and extinction studies might thus point to a dependence on the environment: a decrease of the ratio from the diffuse ISM to star forming regions that might arise from the condensation of heavy elements on dust grains in dense gas and their destruction by supernova shocks in the diffuse ISM. Stanimirovic et al. (2000) have also noted this possibility for the SMC, but it still requires confirmation by further studies.

## 7. Summary and conclusions

This study was made feasible by the availability of 10 ISOPHOT observations at 170  $\mu\text{m}$ , covering most of the SMC, in the ISO Data Archive. After reduction, mapping, and Galactic foreground removal, the ISOPHOT data were compared with IRAS maps and an ATCA/Parkes combined H I column density map to assess the properties of the dust in the diffuse medium of this low-metallicity galaxy.

For the dust in the diffuse medium of the SMC, we found a reference equilibrium temperature of  $22 \pm 2$  K and a reference dust emissivity of  $3.4 \times 10^{-27} \pm 1.5 \times 10^{-27} \left(\frac{\text{cm}^2}{250 \mu\text{m}}\right)$  per hydrogen atom. This leads to a gas-to-dust ratio 30 times greater than in the Galaxy. This high value reflects the SMC low metallicity, but also requires a lower depletion of dust elements than in the Galaxy. This shows that a simple linear dependence between the GDR and the metallicity does not apply for the diffuse medium of the SMC.

The spectral energy distribution is modeled with the Desert et al. (1990) model. The best fit obtained shows a decrease for PAHs and very small grains similar to that for big grains. However, a 60  $\mu\text{m}$  excess remains that cannot be accounted for with simple assumptions. Further constraints, in particular on the ISRF, are needed to understand it.

Our GDR estimate for the diffuse medium of the SMC is a factor 2 to 3 higher than that derived from extinction studies towards bright UV stars with high foreground hydrogen column densities. This difference supports the notion of variations in the GDR, from diffuse regions where grains are more frequently destroyed by supernovae, to denser and more quiescent regions where grains re-accrete heavy elements.

*Acknowledgements.* We thank the referee for useful comments which improved the quality of this paper. We acknowledge S. Stanimirović for providing us with the ATCA/Parkes combined H I data and her help in using it, and C. Brüns for providing us with the Galactic foreground H I map. This study has been supported by the French national program PCMI (Physique et Chimie du Milieu Interstellaire, CNRS).

## References

- Aguirre, J. E., Bezaire, J. J., Cheng, E. S., et al. 2003, *ApJ*, 596, 273  
 Aumann, H. H., Fowler, J. W., & Melnyk, M. 1990, *AJ*, 99, 1674  
 Azzopardi, M., Lequeux, J., & Maeder, A. 1988, *A&A*, 189, 34  
 Bernard, J. P., Boulanger, F., Desert, F. X., et al. 1994, *A&A*, 291, L5  
 Bontekoe, T. R., Koper, E., & Kester, D. J. M. 1994, *A&A*, 284, 1037  
 Bouchet, P., Lequeux, J., Maurice, E., Prevot, L., & Prevot-Burnichon, M. L. 1985, *A&A*, 149, 330  
 Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996a, *A&A*, 312, 256  
 Boulanger, F., Reach, W. T., Abergel, A., et al. 1996b, *A&A*, 315, L325  
 Brüns, C., Kerp, J., & Staveley-Smith, L. 2000, in *Mapping the Hidden Universe: The Universe behind the Milky Way – The Universe in HI*, ASP Conf. Ser., 218, 349  
 Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215  
 Dufour, R. J. 1984, in *Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, IAU Symp., 108, 353  
 Dwek, E. 1998, *ApJ*, 501, 643  
 Gabriel, C., Acosta-Puido, J., & Heinrichsen, I. 1998, ASP Conf. Ser., 145, 165  
 Gabriel, C., Acosta-Puido, J., Kinkel, U., Klaas, U., & Schulz, B. 1997, ASP Conf. Ser., 125, 108  
 Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, *A&A*, 407, 159  
 Giard, M., Lamarre, J. M., Pajot, F., & Serra, G. 1994, *A&A*, 286, 203  
 Harris, J., & Zaritsky, D. 2003 [arXiv:astro-ph/0312100]  
 Hirashita, H. 1999, *ApJ*, 522, 220  
 Hirashita, H., Tajiri, Y. Y., & Kamaya, H. 2002, *A&A*, 388, 439  
 Issa, M. R., MacLaren, I., & Wolfendale, A. W. 1990, *A&A*, 236, 237  
 Kerton, C. R., & Martin, P. G. 2001, *PASP*, 113, 872  
 Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27  
 Lagache, G., & Dole, H. 2001, *A&A*, 372, 702  
 Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., & Puget, J.-L. 1998, *A&A*, 333, 709  
 Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Désert, F. X., & Puget, J.-L. 1999, *A&A*, 344, 322  
 Laureijs, R. J., Klaas, U., Richards, P. J., Schulz, B., & Abraham, P. 2003, *The ISO Handbook, Volume IV – PHT – The Imaging Photopolarimeter*  
 Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J., et al. 1996, *A&A*, 315, L64

- Lequeux, J. 1979, *A&A*, 71, 1
- Li, A., & Draine, B. T. 2002, *ApJ*, 576, 762
- Lisenfeld, U., & Ferrara, A. 1998, *ApJ*, 496, 145
- Lisenfeld, U., & Ferrara, A. 1997, Dwarf Galaxies: Probes for Galaxy Formation and Evolution, Joint Discussion 2, 21 August, Kyoto, Japan, 2
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. 1983, *A&A*, 128, 212
- Pagani, L., Lagache, G., Bacmann, A., et al. 2003, *A&A*, 406, L59
- Rubio, M., Lequeux, J., & Boulanger, F. 1993a, *A&A*, 271, 9
- Rubio, M., Lequeux, J., Boulanger, F., et al. 1993b, *A&A*, 271, 1
- Sauvage, M., & Vigroux, L. 1991, in *The Magellanic Clouds*, IAU Symp., 148, 407
- Sauvage, M., Vigroux, L., & Thuan, T. X. 1990, *A&A*, 237, 296
- Schwering, P. B. W., & Israel, F. P. 1989, *A&AS*, 79, 79
- Sofia, U. J., & Meyer, D. M. 2001a, *ApJ*, 558, L147
- Sofia, U. J., & Meyer, D. M. 2001b, *ApJ*, 554, L221
- Stanimirovic, S., Staveley-Smith, L., Dickey, J. M., Sault, R. J., & Snowden, S. L. 1999, *MNRAS*, 302, 417
- Stanimirovic, S., Staveley-Smith, L., van der Hulst, J. M., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 791
- Staveley-Smith, L., Kim, S., Putman, M., & Stanimirović, S. 1998, *Rev. of Modern Astronomy*, 11, 117
- Tumlinson, J., Shull, J. M., Rachford, B. L., et al. 2002, *ApJ*, 566, 857
- Vangioni-Flam, E., Lequeux, J., Maucherat-Joubert, M., & Rocca-Volmerange, B. 1980, *A&A*, 90, 73
- Welty, D. E., Lauroesch, J. T., Blades, J. C., Hobbs, L. M., & York, D. G. 2001, *ApJ*, 554, L75
- Westerlund, B. E. 1991, in *The Magellanic Clouds*, IAU Symp., 148, 15
- Wheelock, S. L., Gautier, T. N., Chillemi, J., et al. 1994, NASA STI/Recon Technical Report N, 95, 22539
- Wilke, K., Klaas, U., Lemke, D., et al. 2004, *A&A*, 414, 69
- Wilke, K., Stickel, M., Haas, M., et al. 2003, *A&A*, 401, 873

# D

Deuxième article : Mouture et  
destruction de la poussière dans la  
région de formation d'étoiles 30  
Doradus observée par ISO et  
Spitzer

## Dust grinding and destruction in the 30 Doradus star forming region observed by ISO and Spitzer <sup>★</sup>

F. Boulanger<sup>1</sup>, M. Rubio<sup>2</sup>, C. Bot<sup>3</sup>, and F. Viallefond<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud, Bat. 121, 91405 Orsay Cedex, France

<sup>2</sup> Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago

<sup>3</sup> CDS and Observatoire de Strasbourg

<sup>4</sup> LERMA, Observatoire de Paris

Received / Accepted

**Abstract.** We investigate dust processing in the vicinity of the super star cluster R136 at the center of the 30 Doradus star forming region. This study provides insight in the conversion of stellar light into infrared radiation in starburst galaxies. Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF observations are analyzed together with Br<sub>γ</sub> and H<sub>2</sub> near-infrared images. The observations is interpreted within a physical framework where gas and dust emission arises from dense ionized gas and neutral photo-dissociation regions (PDRs) at the surface of molecular clouds heated by the 30 Doradus cluster. We use the spatial correlation between gas and dust emission to determine the mid-infrared spectral energy distribution (SED) from each component. PAH bands are spatially associated with the H<sub>2</sub> emission from the PDR. The SED from the main PDR 1' (15 pc) west of R136 is remarkably similar to that of the Galactic reflection nebula NGC 7023 but the bands are a factor 6 fainter for comparable far-UV radiation fields. The weakness of the bands can be interpreted by a smaller dust mass fraction in PAHs but also within a clumpy picture of the molecular cloud where a small fraction of the UV light incident on the cloud is absorbed. The H II emission in the 3.6 and 4.5 μm IRAC filters is accounted for by the ionized gas emission (free-free, free-bound and H recombination lines). The dust emission in these filters comes from the PDR and not from hot dust in the H II gas. The H II dust emission is characterized by a continuum rising steeply with increasing wavelengths at  $\lambda > 6\mu\text{m}$ , with none of the PAH bands nor the carbon bands seen in Galactic H II regions, but a broad bump around 11 μm similar to the silicate emission feature observed in the Spitzer spectrum of the NGC 3998 active nucleus. We model the dust H II SED and find that (1) all particles smaller than ~ 7000 atoms are destroyed and (2) the fraction of dust in stochastically heated grains is larger than in the Galaxy by a factor of a few. Large grains in the H II gas are being ground at the same time than the smallest dust particles are being destroyed. Dust evolution from the PDR to the H II gas is probably a key for the interpretation of LMC and 30 Doradus extinction curves.

**Key words.** ISM : molecular clouds – ISM : dust, very small grains, PAH – ISM: H2 – ISM : individual object: LMC, R136, 30 Doradus – Infrared: PAH bands

### 1. Introduction

The Spitzer Space Telescope is opening a new perspective on massive star formation from the Galaxy to distant infrared luminous galaxies. Infrared Array Camera (IRAC) images of Galactic star forming regions provided by the Glimpse Galactic

plane survey reveal spectacular structure in the diffuse emission (Churchwell et al. 2004). What is this emission tracing? What are the contribution of gas and dust to the observed emission? What can the images tell us about the interaction of young luminous stars with their environment?

Since the pioneering observations of reflexion nebulae by Sellgren et al. (1983) numerous observations have established that a significant fraction of the dust emission is radiated at near and mid wavelengths by small, stochastically heated dust particles. This emission has been shown to be associated with dust features considered to be characteristic of C-C and C-H bonds in aromatic hydrocarbons (hereafter PAHs) and also continuum emission at the shortest wavelengths (Sellgren et al. (1985), Sellgren (1984)). The spectral range of IRAC bands also includes numerous gas lines, in particular hydrogen recombina-

*Send offprint requests to:* François Boulanger,  
boulanger@ias.u-psud.fr

<sup>★</sup> Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA member states (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA and on observations obtained at Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO), La Serena, Chile. CTIO is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy Inc. (AURA), under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

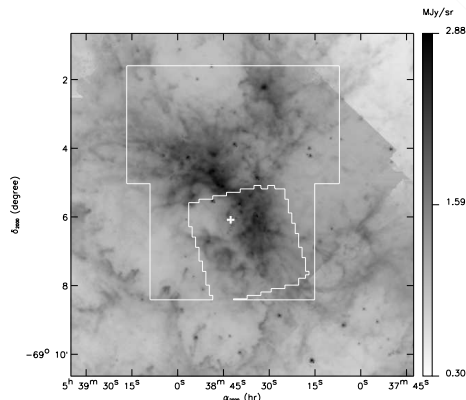
tion lines and ground state rotational lines of  $H_2$  tracing the ionized gas and the heated surfaces of molecular clouds.

Mid-IR dust observations also open a new perspective on massive star formation in distant galaxies. Spectra of star bursts like those of massive star forming regions are a combination of PAH bands and continuum from stochastically heated Very Small Grains (VSGs). The key questions raised in many studies is how can the spectral energy distribution be used to investigate the nature and the evolutionary stage of extragalactic IR sources and to estimate star formation rates (Roussel et al. (2001), Förster Schreiber et al. (2004))? The contrast of the PAH bands has been shown to be a key for the interpretation of the  $24\mu m$  counts carried with the Multi band Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) (Lagache et al. 2004).

To answer these questions it is necessary to understand massive stars impact on dust in star forming regions. Because numerous studies have shown that the PAH bands are absent in AGNs (e.g. Voit (1992)), PAH bands are widely used as a spectroscopic signature to distinguish between infrared galaxies powered by star bursts or an active galactic nucleus (Genzel et al. (1998), Laurent et al. (2000)). But PAH bands are also weak and even absent in low metallicity star forming galaxies (Houck et al. (2004), Engelbracht et al. (2005), Madden et al. (2005)). Does this reflect PAHs destruction in bright H II regions (Giard et al. (1994), Contursi et al. (2000)) or a metallicity effect on dust and/or the interstellar medium? An additional perspective on dust processing associated with massive star formation was opened by Galliano et al. (2003) and Galliano et al. (2005) who showed that the mid-infrared emission from several dwarf galaxies could be accounted only with a large enhancement in small grains. They interpret their results by large dust grains shattering in shocks (Jones et al. 1996).

In this paper, we pursue these investigations on 30 Doradus, the most luminous star forming region in the local group. At the center of 30 Doradus, the R136 star cluster is considered as a prototype of super star clusters, the only example sufficiently close that its massive star content can be studied directly. Massey & Hunter (1998) reported spectroscopy of the bluest and most luminous stars in and near the R136 core and found that the great majority are of O3 type, the hottest, most luminous, and most massive stars known. They consider that the large number of O3 stars reflects its youth ( $< 1\text{-}2$  Myr) and its richness. 30 Doradus is a unique region to study the processing of the radiation in infrared emission in the vicinity of an intense and young star forming region.

Spectacular IRAC images of 30 Doradus have been released early in the Spitzer mission. In this paper we analyze the diffuse emission in these images together with mid-IR spectro-imaging observations obtained with the Infrared Space Observatory (ISO) and near-IR ground based Br $\gamma$  and 1-0 S(1)  $H_2$  images (Section 2). We focus our analysis on a  $3' \times 3'$  field around the R136 cluster covered by the ISO spectroscopic observation. This field encompasses the ionization front and the photo-dissociation region (PDR) at the surface of the large molecular cloud located to the West of the R136 cluster. We set the physical framework of the observations interpretation in Section 3. By correlating gas and dust emission we separate and determine the strikingly different near to mid-IR spectral



**Fig. 1.** IRAC  $8\mu m$  image. The units along the bar are decimal logarithms of the brightness in  $MJy sr^{-1}$ . The field of the Br $\gamma$  and  $H_2$  images in Figs. 2 and 3, and that of the CVF observations are shown.

energy distribution from the H II gas and the PDR (Section 4). PAH emission from the PDR is characterized in Section 5. In Section 6 we compute the gas contribution to the H II emission. Small grains in the H II gas are characterized through modeling of the dust SED in section 7. In section 8, we look at the 30 Doradus emission globally and relate it to observations of more distant star forming regions and star bursts. The main conclusion and perspectives opened by this work are summarized in section 9.

## 2. Observations

### 2.1. IRAC and ISOCAM Observations

The 30 Doradus star forming region was observed by IRAC early in the Spitzer mission over a field  $\sim 30' \times 30'$ . We used the mosaics (post BCD product) produced by co-adding individual exposures and made available on the archive. The calibration of these images is based on point-source fluxes measured in a  $10''$  aperture that miss significant light fraction in the  $5.8\mu m$  and  $8.0\mu m$  filters due to diffuse scattering inside the detector (Section 5.3.2 of the IRAC Data Handbook). Correction factors need to be applied to measure extended (relative to  $10''$ ) emission brightness. These factors determined for emission covering the whole field of view of the camera are 0.94, 0.94, 0.63, 0.69 in channels 1, 2, 3, and 4, respectively (Table 5.7 of the IRAC Data Handbook). Since the 30Dor diffuse emission is not really compact nor fully diffuse, we only applied half of these corrections. This leaves a photometric uncertainty on extended emission of 3%, 3%, 18%, 15% to be added in quadrature with a 5% absolute calibration, making the total photometric uncertainty 6%, 6%, 19%, 16% in channels 1 to 4. Part of



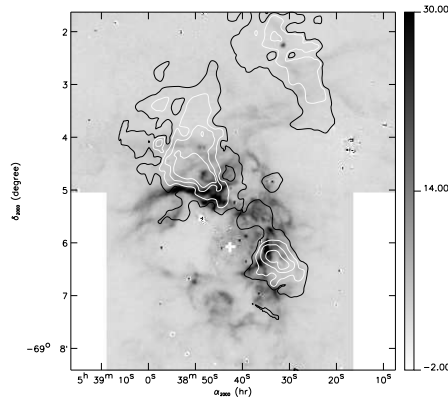
the IRAC band 4 ( $8.0\mu\text{m}$ ) image is shown in Figure 1. It shows several shells shaped by the interaction of massive stars with interstellar matter. We focus our analysis on the  $3' \times 3'$  field drawn on the Figure which corresponds to the field of view of a mid-infrared spectro-imaging observation obtained with the ISO camera (ISOCAM) circular variable filter (CVF). It encompasses the R136 stellar cluster, a large molecular cloud detected in far-IR continuum, C II and CO line observations 1' to the west (Poglitsch et al. (1995), Johansson et al. (1998)) and smaller clouds to the South of R136.

The ISOCAM/CVF observation has been processed with the procedure described in Boulanger et al. (2005). It provides a spectral data-cube of the emission from 5 to  $17\mu\text{m}$  with a spectral resolution ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 40$ ) and a  $6''$  pixel size. The CVF spectra show continuum emission and the emission bands associated with small aromatic hydrogenated carbon particles hereafter referred to as PAH bands. The spectra also include fine structure lines from ArII, H, ArIII, SIV, NeII and NeIII. Uncertainties on the CVF data are discussed in Boulanger et al. (2005). The main photometric uncertainty on extended emission comes from stray light; it is comparable to the 15-20% quoted for IRAC 5.8 and  $8.0\mu\text{m}$  images.

## 2.2. Near-IR Imaging

The IRAC and CVF data are analyzed together with near infrared images taken with the CIRIM 1.5 m CTIO telescope in three narrow band ( $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.01$ ) filters matched in bandwidth and transmission to image the  $2.12\mu\text{m}$  H<sub>2</sub> 1-0 S(1) line and the  $2.17\mu\text{m}$  H Br <sub>$\gamma$</sub>  line. Matching continuum ( $2.14\mu\text{m}$ ) integrations were obtained for each line filter. We obtained multiple dithered images on target and sky for each filter. Optical images, CO and radio continuum maps, and previous infrared images were used to select sky positions free of extended emission for sky subtraction. The data frames were sky subtracted, flat fielded, geometrically aligned and combined. The camera field of view is  $5' \times 5'$  minutes with  $1.16''$  pixels. For each filter, three positions: one towards R136, one to the North East and one to the North West were observed with an integration time per pointing of 1 hour for the H<sub>2</sub> and the continuum filter and 1/2 hour for Br <sub>$\gamma$</sub> . The three overlapping fields were mosaicked together. Residual zero point offsets were determined from several locations around the resulting composite images and applied to obtain zero levels on blank sky. The  $2.12$  and  $2.16\mu\text{m}$  images were then continuum subtracted using the  $2.14\mu\text{m}$  image, multiplicatively scaled by the ratio of integrated flux for a large sample of stars not embedded in extended emission. This subtraction is accurate over most of the surface outside a few bright stars and star clusters including a  $10''$  diameter area around R136.

The diffuse emission in the near-IR continuum image was measured after filtering out stars with a median filter. The absolute calibration of the continuum image was performed with 22 stars with K band magnitudes in the range 8 to 12, selected for being isolated and unconfused with diffuse emission. The Br <sub>$\gamma$</sub>  image correlates well with the the 5 GHz radio map of Peck et al. (1997). The calibration of the Br <sub>$\gamma$</sub>  image is based on



**Fig. 2.** Br <sub>$\gamma$</sub>  image with contours of CO(2-1) emission from observations obtained with the ESO/SEST telescope. The position of the R136 cluster is marked by a white cross. The field of this image is drawn in Fig. 1.

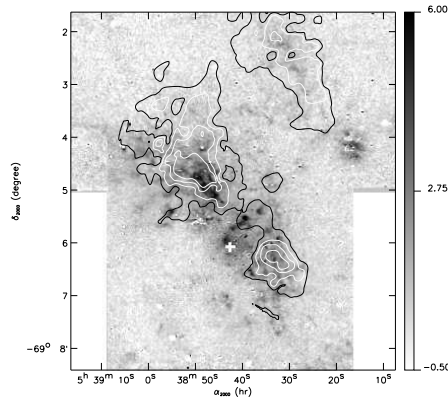
the emission ratio between the two ionized gas emissions, measured over the  $3' \times 3'$  field of the CVF observation, assuming a temperature of  $10^4\text{K}$  (Vermeij & van der Hulst 2002). This calibration assumes that non-thermal emission is negligible and corrects the Br <sub>$\gamma$</sub>  emission for extinction. This extinction correction discussed in Poglitsch et al. (1995) is considered to be small  $A_{2\mu\text{m}} \sim 0.1$ .

We consider that the absolute calibration of the continuum and Br <sub>$\gamma$</sub>  images is good to  $\sim 10\%$ . A cross check on the Br <sub>$\gamma$</sub>  calibration is provided by the CVF measurement of the Pf <sub>$\alpha$</sub> +Hu <sub>$\beta$</sub>  Hydrogen lines. The intensity ratio in Table 2 fits with the value for Case B recombination models (Hummer & Storey 1987). The Br <sub>$\gamma$</sub>  and H<sub>2</sub> 1-0 S(1) line images are presented in Figs. 2, and 3 with contours of CO (J=2-1) emission integrated over velocities overlaid. The CO observations were obtained with the SEST telescope.

## 3. Dust and gas emission

### 3.1. H II/Molecular cloud interfaces around R136

30 Doradus images offer a spectacular view at the impact of massive stars on their environment. The Br <sub>$\gamma$</sub>  and H<sub>2</sub> emission trace ionized and molecular gas exposed to the ionizing and far-UV radiation of R136 stars. We focus on the brightest structures at the center of the image that coincide with large molecular clouds previously observed in the far-IR and in CO (Werner et al. (1978), Poglitsch et al. (1995), and Johansson et al. (1998)). Over this area, Br <sub>$\gamma$</sub>  and H<sub>2</sub> emissions appear

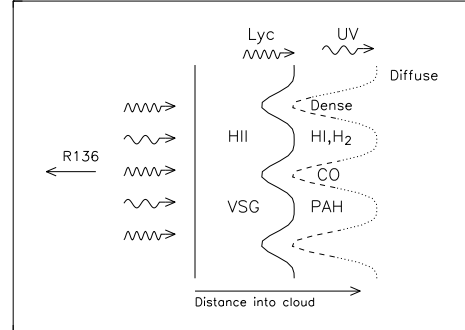


**Fig. 3.**  $H_2$  1-0 S(1) image with contours of the CO(2-1) emission. The position of the R136 cluster is marked by a white cross. The field of this image is drawn in Fig. 1.

closely associated with the CO emission from the molecular clouds (Figs. 2 and 3). This spatial association shows that the molecular clouds are exposed to the radiation of the R136 cluster which creates a surface of ionized and warm  $H_2$  gas at their surface.

A sketch of the H II and neutral Photo-Dissociation Region (PDR) layers at the surface of molecular clouds is presented in Fig. 4. The bright ionization fronts seen in the  $Br\gamma$  image to the North and West of R136 at the edge of the CO emission are likely to correspond to alignments of the ionized layer with the line of sight. The ionized gas temperature and density are estimated to be  $10^4\text{K}$  and  $200\text{cm}^{-3}$  from radio and optical observations (Peck et al. (1997), Vermeij & van der Hulst (2002)). The pressure of the ionized gas layer is high ( $p/k \sim 210^6\text{K cm}^{-3}$ ) but comparable to that estimated from X-ray observations for the hot gas filling the cavity blown by the O stars (Wang 1999). Stellar winds and supernovae explosions must contribute to hold a layer of dense ionized gas at the surface of molecular clouds and also drive shock waves into this H II layer.

Clumpiness in both the  $Br\gamma$  and  $H_2$  images reflect the density structure of the cloud surface. The ionized gas because it is warm is expected to be more dispersed than the colder  $H_2$  gas which accounts for the higher clumpiness in the  $H_2$  image. The thickness of the H II layer is determined by the penetration of the ionizing photons. As illustrated in the Figure, this thickness in terms of column density is the smallest where the gas density is the highest. The PDR thickness is set by the transition from CII to CO which occurs in the densest regions at a depth into the cloud corresponding to  $\tau_{FUV} \sim 1$  (Kopp et al. 2000).



**Fig. 4.** Sketch of the HII-PDR-molecular cloud interface setting the framework of the data interpretation. The radiation penetration length is the shortest where the gas is the densest.

Outside these dense regions, the cloud column density might be low enough to let some of the UV radiation go through.

This general picture sets the framework within which the relation between gas and dust emission is investigated and the observations are interpreted through the paper. In the following sub-sections we characterize the spatial correlation between the dust and gas emission. In the next section we use these correlations to disentangle the contributions from the H II layer and the PDR to the infrared emission.

### 3.2. Mid-IR continuum from the ionized gas

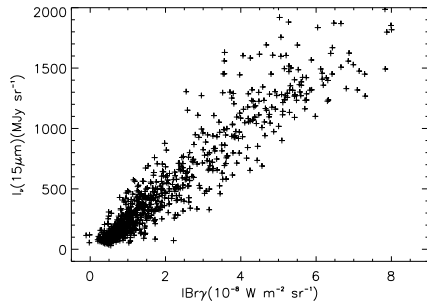
Comparison of the dust and the ionized gas emission show a spatial correlation between the mid-IR dust continuum and gas emission lines:  $Br\gamma$  and also the SIV  $10.51\mu\text{m}$  and Ne III  $15.55\mu\text{m}$  lines (Fig. 5). A tight correlation between the dust continuum emission and the Ne III line has also been pointed out in M17SW by Cesarsky et al. (1996). This correlation is not a straightforward expectation because the two emissions depend differently on physical parameters. The gas line emission scales with the Emission Measure ( $EM = \int_0^l n_e^2 ds$  where  $n_e$  is the electron density) while the dust brightness per unit frequency  $I_d(\nu)$  depends on the stellar radiation:

$$I_d(\nu)d\nu = \frac{S(\nu)}{4\pi} \times \int_0^l \int_0^\infty \sigma_{abs}^H(\nu) I_*(\nu, s) n_H(s) d\nu ds \quad (1)$$

where  $S(\nu)$  is the normalized dust Spectral Energy Distribution (SED) ( $\int_0^\infty S(\nu)d\nu = 1$ ),  $\sigma_{abs}^H(\nu)$  is the dust cross section per H atom and  $I_*(\nu, s)$  the stellar flux at position  $s$  along the line of sight. In this formula we have neglected dust heating by  $Ly\alpha$  photons because it is a minor contribution for bright H II regions such as 30 Doradus. Thus,

$$I_d(\nu)/EM = \langle \sigma_{abs}^H \rangle \chi_{Lyc+FUV} n_e^{-1} S(\nu) \quad (2)$$

where  $\chi_{Lyc+FUV}$  and  $\langle \sigma_{abs}^H \rangle$  are effective values of the stellar flux and dust absorption cross section. The observed correlation indicates that the ratio between the stellar radiation field and gas density ( $\chi_{Lyc+FUV} n_e^{-1}$ ) is roughly constant over



**Fig. 5.** Correlation between the continuum at  $15\mu\text{m}$  versus the Brackett  $\gamma$  line intensity

the emitting volume. This fits within the picture presented in Sect. 3.1 where the R136 stars have emptied a cavity around them, and the ionized gas emission is mainly coming from an ionized layer at the surface of the molecular cloud which to a first approximation can be considered homogeneous.

### 3.3. PAH emission from PDRs

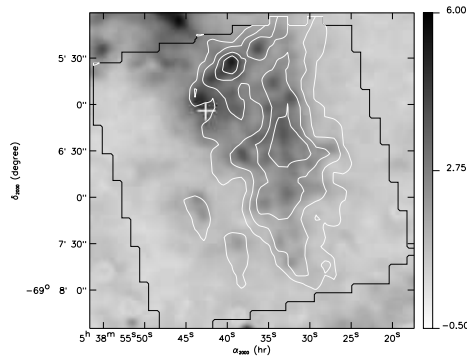
We made maps of the emission in the 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 and 12.7  $\mu\text{m}$  PAH bands by fitting each CVF spectrum with a combination of Lorentz profiles (Boulanger et al. 1998). This decomposition included Gaussian profiles for the main gas lines and a continuum represented by a second order polynomial of the wavelength. In Figure 6, contours of the emission in the 7.7  $\mu\text{m}$  PAH band are overlaid on a gray scale image of the  $\text{H}_2$  emission. Like in Galactic PDRs (e.g. Habart et al. (2003)), we observe in 30Dor a spatial coincidence between the PAH and  $\text{H}_2$  emissions. This correlation is not as tight as that observed between the mid-IR continuum and the emission measure. The figure shows that the  $\text{H}_2$  emission is clumpier than the PAH emission. This reflects the dependence of the ratio between  $\text{H}_2$  and PAH emission on gas density.

The PAH to  $\text{H}_2$  emission ratio depends on several physical parameters including the far-UV field to gas density ratio (Habart et al. (2004)). For high values of this ratio (far-UV field in units of the mean Solar Neighborhood radiation over gas density in  $\text{cm}^{-3} > 0.01$ , the relevant case for the 30Dor PDR), the thickness of the  $\text{H}_2$  1-0 S(1) emitting layer is set by dust attenuation and the  $\text{H}_2$  fluorescent emission scales with the  $\text{H}_2$  formation rate integrated over this UV penetration depth:

$$I_{\text{H}_2} \propto \chi_{\text{FUV}} \times N_{\text{H}_2} \propto R_{\text{f}}(\text{H}_2) \times n_{\text{H}} \times N_{\text{HI}} \quad (3)$$

where  $\chi_{\text{FUV}}$  is the far-UV ( $\lambda \leq 120\text{nm}$ ) radiation field intensity,  $R_{\text{f}}(\text{H}_2)$  is the  $\text{H}_2$  formation rate,  $n_{\text{H}}$  the hydrogen density and  $N_{\text{H}_2}$  and  $N_{\text{HI}}$ , the  $\text{H}_2$  and H I column densities over the UV penetration depth. The PAH emission is given by:

$$I_{\text{PAH}} \propto \chi_{\text{FUV}} \times \langle \sigma_{\text{abs}}^{\text{C(PAH)}} \rangle \times N_{\text{H}} \times [\text{C}/\text{H}]_{\text{PAH}} \quad (4)$$



**Fig. 6.** Contours of 7.7  $\mu\text{m}$  dust feature map overlaid on a gray scale image of the  $\text{H}_2$  emission in the 1-0 S(1) line. The  $\text{H}_2$  map is smoothed to the 6'' (FWHM) resolution of the CVF data.

where  $\chi_{\text{UV}}$  is the mean UV radiation field intensity weighted by the absorption cross section of PAHs,  $\langle \sigma_{\text{abs}}^{\text{C(PAH)}} \rangle$  the effective UV absorption cross section per Carbon in PAHs (averaged over the stellar spectral energy distribution),  $N_{\text{H}}$  the total hydrogen column density and  $[\text{C}/\text{H}]_{\text{PAH}}$  the carbon abundance in PAHs with respect to hydrogen.

The gas is mostly atomic over the UV penetration depth ( $N_{\text{HI}} \sim N_{\text{H}}$ ). By combining the two previous equations, we thus get:

$$I_{\text{PAH}}/I_{\text{H}_2} \propto \alpha(\chi_{\text{FUV}}/n_{\text{H}}) \times \langle \sigma_{\text{abs}}^{\text{C(PAH)}} \rangle \times [\text{C}/\text{H}]_{\text{PAH}} \times R_{\text{f}}(\text{H}_2)^{-1} \quad (5)$$

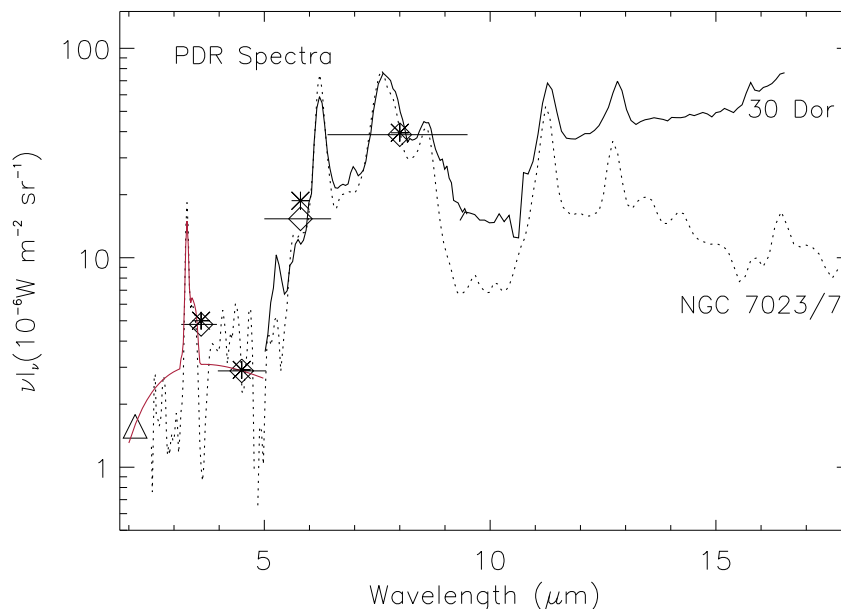
The predicted scaling between  $I_{\text{PAH}}/I_{\text{H}_2}$  and  $(\chi_{\text{FUV}}/n_{\text{H}})$  has been observed in Galactic PDRs (Habart et al. 2004). In 30 Dor, density structure within the PDR layer is traced by the higher clumpiness of the  $\text{H}_2$  image relative to PAHs emission.

### 4. Mid-IR spectral energy distributions

We made use of the spatial correlations between dust mid-infrared continuum with  $\text{Br}_\gamma$  emission and PAH bands with the PDR to separate the contributions of the ionized and neutral gas layers to the infrared images and determine the two infrared SEDs:  $S_{\text{HII}}(\nu)$  and  $S_{\text{PDR}}(\nu)$ . To obtain the SEDs, we performed a double regression where for each infrared image (each Spitzer image, the 2.14  $\mu\text{m}$  continuum filter, and the CVF cube) the spatial distribution of the emission is fitted by a linear combination of the PAH ( $I_{\text{PAH}}$ ) images and the  $\text{Br}_\gamma$  ( $I_{\text{Br}_\gamma}$ ):

$$I(\nu) = S_{\text{PDR}}(\nu) \times I_{\text{PAH}} + S_{\text{HII}}(\nu) \times I_{\text{Br}_\gamma} \quad (6)$$

For  $I_{\text{PAH}}$  we chose the 7.7  $\mu\text{m}$  feature because it is the one measured with the highest signal to noise. The Spitzer and near-IR images were smoothed to the angular resolution of



**Fig. 7.** Mid-IR spectra of 30 Doradus PDR (solid line) compared with an ISO Short Wavelength Spectrometer (SWS) spectrum of NGC 7023 (dotted line). The NGC 7023 spectrum has been smoothed to the spectral resolution of the CVF ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 40$ ) and divided by 7. The diamonds represent the fluxes measured from the IRAC images, the triangle from the near IR image at  $2.14\mu\text{m}$ . The stars represent the sum of the continuum and  $3.3\mu\text{m}$  feature emission within the  $3.6$  and  $4.5\mu\text{m}$  IRAC bands

ISOCAM at  $15\mu\text{m}$  and binned into its  $6''$  pixels. The correlation analysis was performed over a common area within the  $3' \times 3'$  ISOCAM field for all wavelengths. We determined the PDR SED over a smaller field than the HII SED centered on the main PDR  $1'$  to the west of R136 and excluding bright regions in the  $\text{Br}_\gamma$  line.

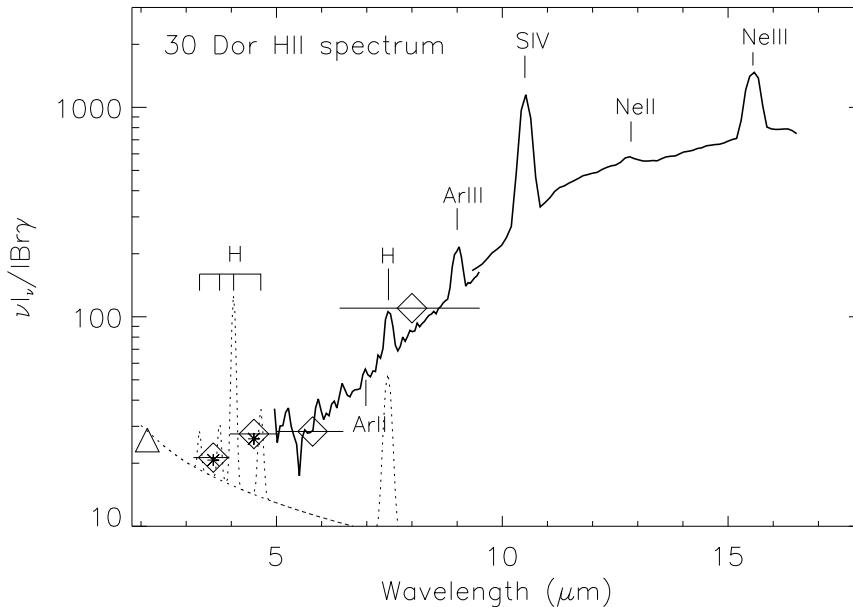
The two SEDs derived from these correlations are shown in Fig. 7, and Fig. 8. Formal error bars given by the correlation analysis are smaller than systematic errors associated with the way the linear regression is performed. We quantified systematic errors by obtaining independent determinations of the two SEDs using, in equation (6), different maps to trace the ionized gas emission measure ( $I_{\text{Br}_\gamma}$  or  $I_{\text{NeIII}}$ ), the PAH emission ( $7.7$  or  $11.3\mu\text{m}$  band) and allowing for a wavelength additive term or not in the regression analysis. Comparing the resulting SEDs, we find systematic scaling differences of up to 20%. Variations in the spectral shape are smaller than 10%. Uncertainties on the CVF spectra at short wavelengths are associated with systematic offsets of  $310^{-6}\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$  for  $S_{\text{PDR}}$  and 5 in  $\nu I_\nu/I_{\text{Br}_\gamma}$  for  $S_{\text{HII}}$ .

The dramatic difference between the SEDs reflects differences in the nature of the emission and dust processing from the PDR to the H II gas that we analyze in the following sections.

## 5. PAHs in the 30 Doradus western PDR

### 5.1. PAHs spectroscopy

The PDR SED is compared to the ISO Short Wavelength Spectrometer (SWS) spectrum of the Galactic reflexion nebula NGC 7023 in Fig. 7. The near-IR  $2.14\mu\text{m}$  point in the SED plus the two short wavelengths IRAC bands complement the spectral information provided by the CVF observations. Following the procedure described by Flagey et al. (2005), we have fitted these three fluxes with a combination of the  $3.3\mu\text{m}$  feature (the feature is assumed to have the same spectral shape than in the SWS NGC 7023 spectrum) and a black body continuum shown as a light solid curve between  $2$  and  $5\mu\text{m}$  in the figure. The color temperature of the continuum  $1000\text{K}$  is in agreement with that measured by Sellgren (1984) in NGC 7023. We measured the



**Fig. 8.** Mid-IR spectrum from the 30 Doradus HII gas (Section 4). The spectrum is normalized per unit  $Br_{\gamma}$  line intensity. The diamonds represent the fluxes derived from the IRAC images, the triangle that from the near IR image at  $2.14\mu\text{m}$ . The dotted line represents the continuum (free-free+free-bound) and the main H-recombination lines emission from the ionized gas (Section 6). The stars represent the gas emission in the  $3.6$  and  $4.5\mu\text{m}$  IRAC filters.

band intensities in the two spectra by fitting them with Lorentz profiles (Table 1).

PAHs in the 30 Doradus PDR, and NGC 7023 have remarkably similar spectroscopic properties. The bands intensity ratios are remarkably similar. The small spectroscopic differences between the two sources (e.g. width and peak position of the  $7.7\mu\text{m}$  feature) are within the spectral variations observed within NGC 7023 (e.g. Rapacioli et al. (2005)). Vermeij et al. (2002) reported ISOPHOT spectra at four positions in 30 Doradus. They also noticed that their 30 Doradus spectra differ from that of Galactic H II regions but are similar to that of NGC 7023. The similarity between the 30 Doradus and NGC 7023 spectra can be explained simply. In 30 Doradus, the carbon bands come exclusively from the PDR while spectra of compact Galactic H II regions combine the PDR bands with distinct bands arising from the H II gas (e.g. M17 in Fig. 10).

The 30 Doradus spectrum appear on top of a strong continuum emission that is not present in the NGC 7023 spectrum. We checked that the 30 Dor spectrum is well reproduced by a NGC 7023 like spectrum plus a continuum with a spectral shape very similar to that observed from the H II gas (Fig. 8).

The difference spectrum (30 Dor - NGC 7023) shows the NeII line at  $12.81\mu\text{m}$  and therefore we believe that the separation between the neutral and ionized gas emission was not perfect and that emission from ionized gas close to the surface of the PDR, traced by lower ionization species such as NeII, is still present in the PDR spectrum. This H II-like continuum in the PDR spectrum corresponds to  $\sim 15\%$  of the total continuum emission observed in the direction of the PDR, and roughly corresponds to the fraction of the total gas emission measure accounted for by the NeII line.

## 5.2. PAHs abundance

The PAH bands integrated intensity is a factor 6 times smaller in 30 Doradus than in NGC 7023. This PAH weakness is unexpected because the far-UV radiation field at the surface of the western 30 Doradus PDR ( $\sim 3500$  in Habing units, Appendix A) is comparable to that for the NGC 7023 reflection nebula ( $\sim 2600$  Chokshi et al. (1988)). Since the two radiation fields have comparable intensity, for a similar fraction of dust mass in PAHs we would expect the two sources to have comparable

**Table 1.** PDR Data

Source	3.3 $\mu\text{m}$ (1)	6.2 $\mu\text{m}$ (1)	7.7 $\mu\text{m}$ (1)	8.6 $\mu\text{m}$ (1)	11.3 $\mu\text{m}$ (1)	12.7 $\mu\text{m}$ (1)	13.5 $\mu\text{m}$ (1)	14.3 $\mu\text{m}$ (1)	$I_{\text{PAH}}$ (2)	$I_{\text{cont}}$ (3)	$G_{\text{UV}}$ (4)
30 Dor PDR	0.021	0.19	0.45	0.13	0.11	0.08	~ 0.02	~ 0.01	25	39	~ 3500
NGC 7023	0.031	0.19	0.47	0.09	0.11	0.07	~ 0.03	~ 0.02	150	71	2600

(1) Fraction of total PAH emission in this band. Due to rounding errors the sum of all numbers is not exactly 1. The 3.3 $\mu\text{m}$  number includes the contribution of the 3.4 $\mu\text{m}$  shoulder.

(2) Total PAH emission in  $10^{-6} \text{ Wm}^2\text{sr}^{-1}$  from Lorentz fit.

(3) Total power in continuum component of fit from 5 to 16 $\mu\text{m}$  in  $10^{-6} \text{ Wm}^2\text{sr}^{-1}$ .

(4) Non ionizing UV flux integrated over the 6 to 13.6 eV range in Habing units (Appendix A). The NGC 7023 value is taken from Chokshi et al. (1988).

PAH bands intensities. PAHs could thus account for a smaller fraction of the dust mass in 30 Doradus. Two interpretations are here plausible. First, the PAH abundance in the LMC could be lower than in the Galaxy due to the difference in metallicity. Second, PAH destruction observed in the H II gas layer could be effective ahead of the ionization front in the PDR. Absorption of hard (~ 1keV) X-rays which penetrate the PDR as deep as non-ionizing UV photons are one possible destruction agent (Voit 1992).

The difference in PAH brightness could also result from a low beam filling factor of the PAH emission in 30 Doradus if the PDR is optically thick to far-UV radiation over a small fraction of the ISOCAM beam. This is a plausible interpretation because, at the LMC distance, the spatial resolution of ISOCAM is rather coarse. Furthermore, due to the reduced metallicity, the far-UV opacity per H is smaller in the LMC than in the Galaxy. If this is the right interpretation, the PDR far-IR dust emission should be reduced by the same fraction than the PAH emission. The far-IR brightness of both sources have been observed to be the same (Werner et al. (1978), Chokshi et al. (1988)) but, in 30 Dor, a dominant fraction of the far-IR emission could come from the ionized gas layer. The existing Far-IR observations do not have the sufficient angular resolution to spatially separate the contributions of the H II and PDR layers. Higher resolution observations to be obtained within the recently accepted LMC mapping Spitzer program may be able to test this interpretation.

## 6. Continuum and line emission from the ionized gas

The H II SED is presented in Fig. 8. The fluxes derived from IRAC and the 2.14 $\mu\text{m}$  are shown as diamonds and triangles, respectively. The SED flattens for  $\lambda < 6\mu\text{m}$  due to the gas contribution (continuum and line emission).

The gas continuum (free-free and free-bound) emission was estimated from the work of Beckert et al. (2000). The fluxes from the main H recombination line within the IRAC filters (P $\delta$  at 3.296 $\mu\text{m}$ , P $\gamma$  at 3.739 $\mu\text{m}$ , Br $\alpha$  at 4.051 $\mu\text{m}$ , P $\beta$  at 4.652 $\mu\text{m}$ , and P $\alpha$  at 7.46 $\mu\text{m}$ ) per unit Br $\gamma$  emission were taken from the Hummer & Storey (1987) Table for an electron tem-

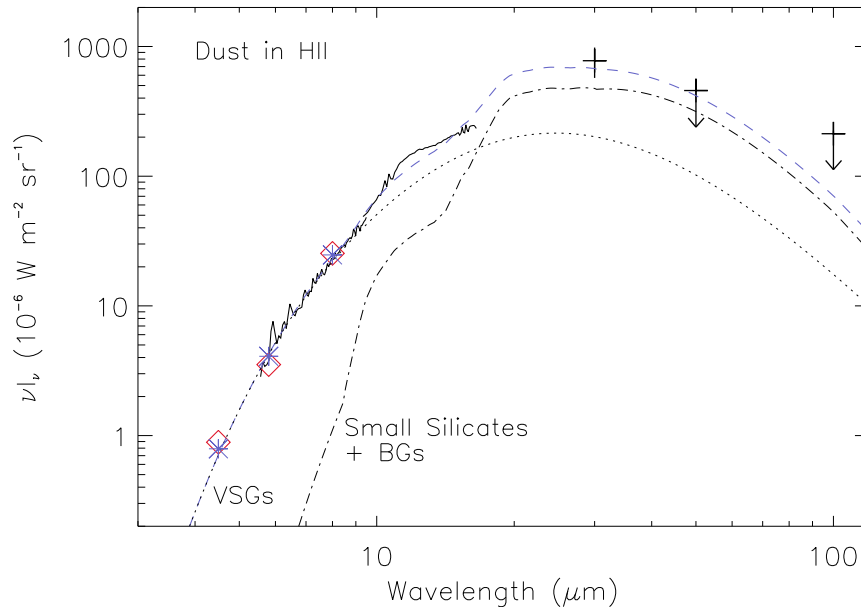
**Table 2.** HII Gas Lines

Ion	$\lambda(\mu\text{m})$	$I/I(\text{Br}\gamma)$
Ar II	6.98	0.13 $\pm$ 0.02
H(P $\delta$ /H $\gamma$ )	7.46/7.50	1.2 $\pm$ 0.05
ArIII	8.99	2.5 $\pm$ 0.2
SIV	10.51	31 $\pm$ 1
NeII	12.81	1.8 $\pm$ 0.2
NeIII	15.55	23 $\pm$ 1

Line intensity relative to the Br $\gamma$  line. Error-bars are  $1\sigma$  fitting uncertainties that do not include absolute uncertainties on the SED determination (20%, Sect. 4) and on the calibration of the Br $\gamma$  and CVF data (~ 10% on each).

perature and density of  $10^4\text{K}$  and  $10^2\text{cm}^{-3}$  (Peck et al. (1997), Vermeij & van der Hulst (2002)), and case B recombination (nebula optically thick to H ionizing photons). The continuum and line emission are shown in Figure 8. The stars symbols in the figure represent the sum of the free-free and free-bound emissions within the 3.6 and 4.5 $\mu\text{m}$  IRAC bands. For each IRAC band we give in Table 3 the fraction of the measured flux accounted by the gas continuum and the H recombination lines. All of the flux in the 2.14, and 3.6 $\mu\text{m}$  channels and almost all of the flux in the 4.5 $\mu\text{m}$  channel are accounted by the gas emission.

At  $\lambda > 5\mu\text{m}$ , several gas lines are present in the H II SED. We list their flux normalized to the Br $\gamma$  line in Table 2. The ratio between the P $\alpha$ +H $\gamma$  lines and Br $\gamma$  1.19  $\pm$  0.05 agrees with the Hummer & Storey (1987) value for electron densities in the range 100 to 1000  $\text{cm}^{-3}$  and gas temperatures in the range 7500- $10^4$  K. We compare our fluxes to those determined from ISO/SWS observations by Vermeij & van der Hulst (2002) which we scaled to Br $\gamma$  intensities using the Hummer & Storey (1987) tables. We find surprising differences of up to 50% for well detected lines such as the SIV and NeIII lines. Using the emissivities of Willner & Nelson-Patel (2002) we estimated from the NeII and NeIII line fluxes the [Ne/H] abundance to be  $6 \times 10^{-5}$ , i.e. half the Solar value.



**Fig. 9.** The 30 Dor HII SED after subtraction of the gas emission combined with KAO observations from Werner et al. (1978). The intensities have been scaled to the  $\text{Br}_\gamma$  intensity within a  $1'$  aperture at the emission peak to the west R136 ( $2.610^{-7} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ). The dust model discussed in the text is shown (Carbon VSGs contribution with a dotted line, and small and large Silicates (BGs) with a dash-dotted line). The dashed line represents the sum of the two dust components. The stars to be compared with the IRAC fluxes (diamonds) represent the model fluxes in the 4.5, 5.8 and  $8.0 \mu\text{m}$  IRAC bands.

## 7. Dust in the H II gas

### 7.1. Dust SED

In Figure 9 we show the H II SED after subtraction of the gas lines and continuum emission (Sect. 6). The IRAC+ISO data are put together with the Kuiper Airborne Observatory (KAO) measurements from Werner et al. (1978). We have normalized the KAO fluxes at the peak position to the west of R136 by the  $\text{Br}_\gamma$  emission computed over the KAO beam. At the  $1'$  resolution of these observations, it is impossible to spatially separate the respective contributions from the ionized gas and the PDR to the observed fluxes. Comparison with NGC 7023 far-IR fluxes show that a significant fraction of the 50 and  $100 \mu\text{m}$  emission could be coming from the PDR. We thus represent these two fluxes as upper limits to the H II emission at these wavelengths. The PDR emission at  $30 \mu\text{m}$  is estimated to be smaller than the error-bar on the observed flux. All of the data have been scaled to a  $\text{Br}_\gamma$  intensity of  $2.610^{-7} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ , the measured brightness at the Western interface over a  $1'$  aperture.

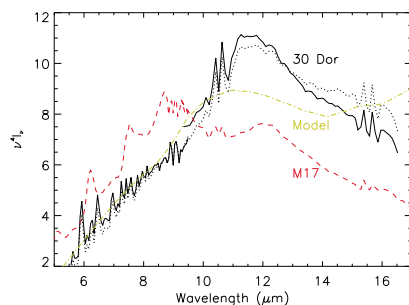
The dust SED is characterized by a power-law continuum rising with increasing  $\lambda$  roughly as  $I_\nu \propto \lambda^4$  from 6 to  $30 \mu\text{m}$ . In Fig. 10, we present the CVF part of the H II SED scaled by  $\nu^4$  to highlight the presence of a broad band centered at  $\lambda \sim 11 \mu\text{m}$ . We have analyzed the M17SW CVF observations (Cesarsky et al. 1996) as the 30 Dor data (Sect. 4). The M17 and 30 Dor H II SEDs are compared in the figure. The M17 SED shows the  $6.2 \mu\text{m}$  feature and a broad feature from 7 to  $9.5 \mu\text{m}$  with two peaks at 7.5 and  $8.6 \mu\text{m}$  which is commonly observed in Galactic H II regions and thought to be associated with very small Carbon grains. It is quite clear that these carbon features are not present in the 30 Doradus spectrum and that the broad  $11 \mu\text{m}$  feature is absent in the M17 spectrum. Obviously the dust in these two H II regions, both powered by hot O stars, have different mid-IR spectral characteristics.

Photometry of extended sources with CVF is known to be hampered by stray light which intensity depends on wavelength with a broad maximum around  $10 \mu\text{m}$ . This stray light is only corrected to a first order in the data reduction (Boulanger et al. 2005). The discontinuity between the two segments of the spec-

**Table 3.** IRAC Colors

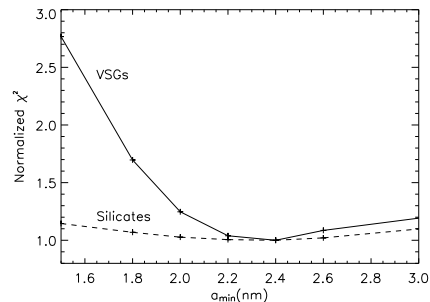
Band (1)	PDR		HII		
	Obs. (2)	Obs. (3)	H lines (4)	FF+FB (4)	Dust (4)
3.6 $\mu\text{m}$	0.44	$7.210^{-3}$	0.15	0.83	0.02
4.5 $\mu\text{m}$	0.26	$1.210^{-2}$	0.41	0.49	0.10
5.8 $\mu\text{m}$	1.4	$1.310^{-2}$	0	0.43	0.57
8.0 $\mu\text{m}$	3.6	$7.110^{-2}$	0.03	0.09	0.88

- (1) Reference wavelength for each of the IRAC bands.
- (2)  $\nu \times I_{\nu}(\lambda)$  per unit intensity of the  $7.7\mu\text{m}$  emission feature derived from the Lorentzian fit of the CVF spectra.
- (3) IRAC  $I_{\nu}(\lambda)$  for the H II emission normalized to  $I_{\nu}(15\mu\text{m})$ .
- (4) Fraction of the IRAC H II emission from the main H recombination lines (P $\alpha$ , P $\gamma$ , Br $\alpha$  and P $\beta$ ), from the free-free and free-bound gas continuum emission and from dust for the model presented in Figure 9.

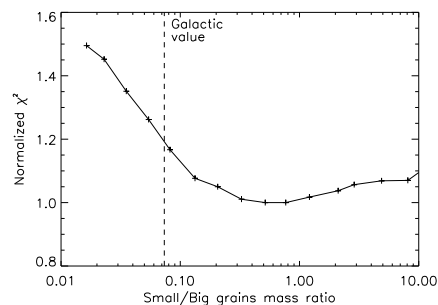


**Fig. 10.** The 30 Dor HII spectrum (black solid line) is compared to that of M17 (dashed line). The spectra are scaled by  $\nu^4$  to highlight the spectral features. The absolute intensity scale and the relative scaling between the M17 and 30 Dor spectra are arbitrary. The spikes at 10.5 and  $15.5\mu\text{m}$  correspond to residuals from the SIV and NeIII lines. The dotted line represents a stray light correction scaled to have the two spectral segments match at  $9\mu\text{m}$  (Boulanger et al. 2005). The model spectrum is shown with a light color dot-dashed line.

tra at  $9\mu\text{m}$  is a stray light effect. In the figure the dotted line represents the SED after a stray light correction scaled to correct for the mismatch between the two CVF segments at  $9\mu\text{m}$ . It quantifies the uncertainties associated with stray light. We are convinced that the  $11\mu\text{m}$  feature is real even if its precise shape may be affected by stray light. We checked that it is present with similar position and width in all of the independent determinations of the H II SED (Sect. 4). The feature is distinct from the Silicate emission feature observed with ISOCAM/CVF data at the center of the Orion nebula (Cesarsky et al. 2000) but similar in position and width to that recently reported in a Spitzer spectrum of the active galactic nucleus of NGC 3998 (Sturm et al. 2005). In this object, the detection of the  $18\mu\text{m}$  feature



**Fig. 11.**  $\chi^2$  divided by the best fit value versus minimum size of VSGs and Silicates.



**Fig. 12.**  $\chi^2$  divided by the best fit value versus small grains (VSGs and small silicates) to BG mass ratio. The value for the standard DBP Galactic model is shown.

leaves little doubt that the  $11\mu\text{m}$  feature must be associated with the Si-O stretching mode of silicates.

## 7.2. SED modeling

To account for the mid-IR dust emission a size distribution of stochastically heated small grains is needed. We used the Desert et al. (1990) model (hereafter DBP) to quantify this statement.

The dust model shown in Fig. 9 represents the dust emission from a slab of ionized gas illuminated by the R136 cluster as sketched in Fig. 4. The mean density of the ionized gas layer is assumed to be  $200\text{cm}^{-3}$  based on values found from the analysis of optical and radio recombination lines (Peck et al. (1997), Vermeij & van der Hulst (2002)). We approximate the stellar radiation by a black body with an effective temperature of 44,000 K and a dilution factor  $1.2 \cdot 10^{-13}$  (Appendix A). The model includes emission from very small carbon grains (the VSGs in DBP) and silicate grains (the BGs in DBP). In DBP, BGs are assumed to be larger than 15nm and are thus at equilib-



**Table 4.** H II dust model

EM pc cm <sup>-6</sup>	< n <sub>e</sub> > cm <sup>-3</sup>	N <sub>H</sub> cm <sup>-2</sup>	VSGs			Small Silicates			BGs		W <sub>dil</sub>
			x <sub>VSG</sub>	a <sub>min</sub> nm	a <sub>max</sub> nm	x <sub>SBGs</sub>	a <sub>min</sub> nm	α	x <sub>BG</sub>	T <sub>eff</sub> K	
(1)	(2)	(3)	(4)	(4)	(4)	(4)	(4)	(4)	(4)	(5)	(5)
2.3 10 <sup>5</sup>	200	3.510 <sup>21</sup>	8.7 10 <sup>-5</sup>	2.4	10	2.2 10 <sup>-4</sup>	2.4	8	5.6 10 <sup>-4</sup>	4.4 10 <sup>4</sup>	1.2 10 <sup>-13</sup>

(1) Emission measure computed from the Br<sub>γ</sub> brightness, measured at the Western interface over a 1' aperture ( $2.6 \cdot 10^{-7} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ), for an electron temperature of 8000 K (Peck et al. 1997).

(2) Mean electron density in cm<sup>-3</sup> estimated from radio recombination lines (Peck et al. 1997).

(3) Gas column density derived from the ratio between the emission measure and the electron density.

(4) Dust model parameters: mass per H, minimum and maximum grain sizes, and power law index  $\alpha$  ( $dn(a)/da \propto a^{-\alpha}$ ) of the size distributions for VSGs, small (<15nm)silicates (SBGs) and BGs (>15nm). We list the parameters which have been optimized. The others are kept to their standard values.

(5) Effective temperature and dilution factor for the stellar radiation field used in the dust modeling.

rium temperature. Following Galliano et al. (2003), we extend the BGs size distribution to smaller grain sizes. The PAH abundance is set to zero since the PAH bands are not present.

The size distribution of each component is characterized by three numbers: the minimum and maximum particle sizes, and the index of the power-law size distribution but we only considered four free parameters: the minimum and maximum VSGs size, the minimum size of the BGs and the index of the power law slope of the BGs size distribution below 15nm. We computed the VSGs and BGs SEDs for a wide range of values of these 4 parameters. The values of three additional parameters: the dust mass per hydrogen in VSGs, small (< 15nm) and large BGs were derived for each combination of the first 4 parameters by fitting the 30 Doradus SED as a linear combination of the three (VSGs, small and large BGs) model SEDs. We have in total 7 free parameters and 77 data points (75 spectrally independent CVF points, the 4.5 $\mu\text{m}$  IRAC and the 30 $\mu\text{m}$  KAO fluxes). For each fit, we computed a  $\chi^2$  based on the error estimates described in Sect. 4. The model shown in Figs. 9 and 10 is the best fit. The parameter values for this model are listed in Table 4.

The present data does not fully constrain the dust composition (mass ratio between carbon and silicate grains) and the size distribution of each of the dust components. Analyzing variations in  $\chi^2$  values, the following conclusions may be derived from the modeling.

- Carbon VSGs are required to account for the short wavelength emission. If this emission was coming from small silicates, we should observe a strong silicate feature shortward to the broad 11 $\mu\text{m}$  feature. As illustrated in Fig. 11, the short wavelength cut-off of the dust SED constrains the minimum size of carbon VSGs, a<sub>min</sub>(VSG), to be larger than  $\sim 2.2\text{nm}$  ( $\sim 7000$ atoms). The minimum size of small silicates is not as strongly constrained.

- The dust fraction in small (< 15nm) grains is larger than in the Galaxy by a factor of a few (Fig. 12). This includes a significant fraction of small silicates. The best  $\chi^2$  for models with only VSGs and large (> 15nm) BGs is 20% larger than for the best fit with small silicates.

- The 11 $\mu\text{m}$  feature may be additional evidence for the grinding of Silicates in grains small enough to be stochastically heated. Large silicate grains are too cold to account for it. But we did not succeed to fit it with a size distribution of small silicates either. If this feature is associated with silicates, as suggested by the similarity with the NGC 3998 spectrum that also shows the 18 $\mu\text{m}$  feature (Sturm et al. 2005), the spectroscopic properties of small silicates in 30 Doradus are distinct from that of Galactic silicates seen in absorption. Sturm et al. conclude their attempt to model the NGC 3998 features with a similar statement.

### 7.3. Small grain production and destruction

We believe that two robust conclusions may be derived from the present data and the model: (1) dust in the H II region including silicates is ground to small sizes, and (2) the smallest carbon grains are destroyed up to a size corresponding to particles with  $\sim 7000$  atoms. Our first conclusion is similar to that derived by Galliano et al. (2003) and Galliano et al. (2005) from the modeling of the dust emission from dwarf galaxies. These conclusions qualitatively match the difference in dust composition between the Galaxy and 30Doradus inferred from the modeling of UV extinction curves (Weingartner & Draine 2001). The far-UV opacity of the ionized gas layer ( $\tau_{\text{FUV}} = 0.35$  Appendix A) is large enough to contribute to the extinction towards 30 Doradus stars. Dust evolution from neutral PDRs to the ionized gas may thus be a key for the interpretation of the extinction curves measured towards LMC and SMC massive star forming regions, and to explain difference in UV extinction between 30 Doradus and non-30 Doradus stars in the LMC (Misselt et al. 1999).

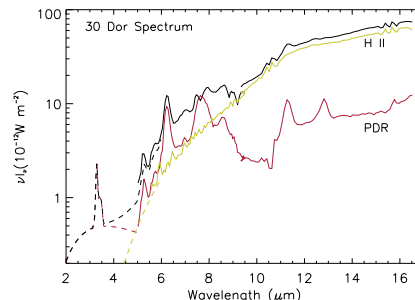
Several destruction mechanisms of small particles have been proposed: chemisputtering by protons and photo-thermo dissociation and/or Coulomb explosion associated with absorption of high energy photons (Omont 1986) and discussed in the context of galaxies with active nuclei and ionization fronts near O stars (Giard et al. 1994). The difference between the M17 and 30 Dor spectra shows that distinct dust processing is occur-

ring in these two sources and thereby that stellar photons and chemi-sputtering cannot be the only processes at work because the hardness of the stellar radiation, the gas density and temperature are similar in both H II regions. In their NGC 1569 paper, Galliano et al. (2003) propose that the VSGs abundance enhancement and the presence of small silicates result from shattering of large dust grains in shocks (Jones et al. 1996). Numerous shells at different velocities around the R 136 cluster are direct evidence for shocks in 30 Doradus (Chu & Kennicutt 1994). Shocks might contribute to both the production of small grains by shattering large grains and to the destruction of the smallest grains. Destruction of the smallest dust grains has been associated with X-ray absorption around active galactic nuclei (Voit 1992). The impact of X-rays on dust may also need to be considered in the 30 Doradus context.

### 8. 30 Doradus a star burst template

The physical framework used to analyze 30 Doradus observations (Sect. 3.1) is relevant to luminous star forming regions in general. The dynamical action from massive stars pushes away the gas, forming shells which becomes molecular wherever the column density is large enough to shield it from far-UV photons. Radiation from the stars creates an ionization front and a neutral PDR at the surface of molecular clouds. Stars are surrounded by hot X-ray emitting gas. Thermal pressure from the hot gas and also the ram pressure of the hot gas accelerated by stellar winds and supernovae explosion contribute to hold and shock a dense ionized gas layer against the molecular gas. The ionization front moves forward into the PDR as the H II gas fragments and flows into the hot gas. Dust evolution from the PDR to the H II layer occurs within this time scale. The dominant physical conditions in the H II gas and PDR may be quite similar from one luminous massive star forming region to another. The dust characteristics established for 30 Doradus could thus apply to luminous massive star forming in general and be relevant to discuss the conversion of stellar light into infrared radiation in starbursts. In this section, we discuss what we learn from 30 Doradus observations in this perspective.

In Figure 13 we show the global emission spectrum integrated over the  $3' \times 3'$  CVF field of view with the respective contributions from dust in the H II gas and in the PDR. This decomposition is likely to apply to star forming regions and star burst galaxies in general with PAH bands from PDRs, and the mid-IR continuum from the H II gas as generic emission components possibly characterized by an emission spectrum similar from source to source. The similarity of the 30 Doradus CVF spectrum with that of star forming dwarf galaxies (Madden et al. 2005) supports this simplifying view. Within this perspective, the observed variations in the PAH bands contrast with respect to the underlying continuum and in the relative strength of the mid-IR continuum with respect to the far-IR emission (Peeters et al. 2004) would mainly reflect changes in the relative contributions of the two components to the mid-IR emission. In 30 Doradus, the bands contrast is weak because both a significant fraction of the infrared emission is coming from the ionized gas layer and the PAH brightness from is



**Fig. 13.** Global 30 Doradus spectrum (black solid line) obtained by integrating the data over the  $3' \times 3'$  CVF field of view with the contribution from the H II gas (light color solid line) and the PDR (grey solid line). The spectra at  $\lambda < 5\mu\text{m}$  are shown with dashed lines because they are inferred from models.

low. This may account for the Spitzer colors of low metallicity galaxies in general (Engelbracht et al. 2005).

Near-IR dust emission is identified as an emission component of normal galaxies (Lu et al. (2003), Helou et al. (2004)). They found this continuum to be correlated with the PAH emission. In 30 Doradus, we also find that a non zero near-IR continuum in addition to the PAH bands is necessary to account for the Spitzer/IRAC colors of the PDR emission but globally the near-IR continuum from 30 Dor is dominated by continuum and Hydrogen recombination line emission from the H II gas. Gas emission is a small fraction of the IRAC emission from normal galaxies (Flagey et al. 2005) but this may not be true for starbursts.

### 9. Conclusion

We have analyzed Spitzer/IRAC images and ISOCAM/CVF spectroscopic observations of the 30 Doradus star forming region in the vicinity of the R136 super star cluster. We have separated the contribution from the H II gas and the molecular cloud surfaces to the IR emission and found that the mid-infrared dust spectral energy distribution of the two components are strikingly different.

The infrared emission spectrum from the molecular cloud located  $1'$  to the west of R136 is remarkably similar to that of the Galactic reflexion nebula NGC 7023 but the bands intensity is a factor 6 fainter for comparable far-UV radiation fields. We propose two plausible interpretations to this difference in intensity. (1) The PAHs in the 30 Doradus PDR are less abundant (relative to the total dust mass) than in NGC 7023. The low PAH abundance could be an intrinsic characteristic of low metallicity dust or reflect PAH destruction ahead of the ionization front in the neutral PDR by X-rays from the R136 cluster. (2) The low PAH brightness reflects the cloud clumpiness with a small UV optical depth outside clumps covering a small fraction of the overall cloud surface. Such a clumpy picture of 30

Doradus molecular clouds was proposed earlier to account for their low CO brightness (Poglitsch et al. 1995).

For the H II gas, we find that the emission up to  $5\mu\text{m}$  is dominated by continuum (free-free+free-bound) and line emission from the gas. The dust emission at longer wavelengths show none of the PAH bands nor the carbon bands seen in Galactic H II regions but a broad bump around  $11\mu\text{m}$  that we identify with the Si-O stretch feature from small silicates. The absence of the carbon features and the presence of the silicate feature in emission are evidence for both dust destruction and grinding. Modeling of the dust emission shows that very small grains up to 7000 atoms are destroyed and that above this size cut-off a larger dust fraction in small ( $< 15\text{nm}$ ) grains including small silicates.

This paper opens the path for diverse studies.

- The separation of the Spitzer emission into H II and PDR components could be extended to analyze a larger area of 30 Doradus and more generally to interpret Spitzer observations of star forming regions in the Galaxy and the Magellanic clouds.
- MIPS 30 Doradus observations will soon permit to test whether the weakness of the PDR PAH emission is due to a low PAH abundance or the cloud clumpiness. For the H II dust, these data will complement the present SED to better constrain the dust size distribution. The presence of small silicates needs to be confirmed by Spitzer spectroscopy.
- Our conclusions on dust evolution from PDRs to the H II layer provide new insight to understand variations in the extinction curve between 30 Doradus and LMC stars and the difference with those measured in the Solar Neighborhood (Misselt et al. 1999). Further constraints on the dust composition and size distribution will be obtained by modeling dust emission and extinction together. For this, the Spitzer images should be analyzed around the stars for which extinction curves have been measured.
- Differences in the H II and PDR SEDs should be taken into account in the interpretation of near to mid-infrared observations from star forming regions too distant to be spatially resolved. The contribution of ionized gas emission (continuum and lines) to the 3.6 and  $4.5\mu\text{m}$  emission also needs to be taken into account.

*Acknowledgements.* We thank Emilie Habart for discussions on the H<sub>2</sub> emission from Photo-Dissociation Regions. M.R. wishes to acknowledge CNRS (France) for supporting a 3 months visit at IAS in 2002 during which this work was initiated. M.R. is supported by the Chilean Center for Astrophysics FONDAF No. 15010003.

## References

- Beckert, T., Duschl, W. J., & Mezger, P. G. 2000, *A&A*, 356, 1149
- Boulanger, F., Boissel, P., Cesarsky, D., & Ryter, C. 1998, *A&A*, 339, 194
- Boulanger, F., Lorente, R., & Miville Deschênes, M. A. e. a. 2005, *A&A*, 111, z1
- Cesarsky, D., Jones, A. P., Lequeux, J., & Verstraete, L. 2000, *A&A*, 358, 708
- Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996, *A&A*, 315, L309
- Chokshi, A., Tielens, A. G. G. M., Werner, M. W., & Castelaz, M. W. 1988, *ApJ*, 334, 803
- Chu, Y. & Kennicutt, R. C. 1994, *ApJ*, 425, 720
- Churchwell, E., Whitney, B. A., Babler, B. L., et al. 2004, *ApJS*, 154, 322
- Contursi, A., Lequeux, J., Cesarsky, D., et al. 2000, *A&A*, 362, 310
- Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Rieke, G. H., et al. 2005, *ApJ*, 628, L29
- Förster Schreiber, N. M., Roussel, H., Sauvage, M., & Charmandaris, V. 2004, *A&A*, 419, 501
- Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., et al. 2005, *A&A*, 000, 000
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., Wilson, C. D., & Bernard, J.-P. 2005, *A&A*, 434, 867
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, *A&A*, 407, 159
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579
- Giard, M., Bernard, J. P., Lacombe, F., Normand, P., & Rouan, D. 1994, *A&A*, 291, 239
- Habart, E., Boulanger, F., Verstraete, L., et al. 2003, *A&A*, 397, 623
- Habart, E., Boulanger, F., Verstraete, L., Walmsley, C. M., & Pineau des Forêts, G. 2004, *A&A*, 414, 531
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
- Helou, G., Roussel, H., Appleton, P., et al. 2004, *ApJS*, 154, 253
- Houck, J. R., Charmandaris, V., Brandl, B. R., et al. 2004, *ApJS*, 154, 211
- Hummer, D. G. & Storey, P. J. 1987, *MNRAS*, 224, 801
- Hunter, D. A., O'Neil, E. J., Lynds, R., et al. 1996, *ApJ*, 459, L27+
- Johansson, L. E. B., Greve, A., Booth, R. S., et al. 1998, *A&A*, 331, 857
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 740
- Kopp, M., Roueff, E., & Pineau des Forêts, G. 2000, *MNRAS*, 315, 37
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., et al. 2004, *ApJS*, 154, 112
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887
- Lu, N., Helou, G., Werner, M. W., et al. 2003, *ApJ*, 588, 199
- Madden, S. C., Galliano, F., Jones, A. P., & Sauvage, M. 2005, *A&A*, 000, 000
- Massey, P. & Hunter, D. A. 1998, *ApJ*, 493, 180
- Misselt, K. A., Clayton, G. C., & Gordon, K. D. 1999, *ApJ*, 515, 128
- Omont, A. 1986, *A&A*, 164, 159
- Peck, A. B., Goss, W. M., Dickel, H. R., et al. 1997, *ApJ*, 486, 329
- Peeters, E., Spoon, H. W. W., & Tielens, A. G. G. M. 2004, *ApJ*, 613, 986
- Poglitsch, A., Krabbe, A., Madden, S. C., et al. 1995, *ApJ*, 454, 293

- Rapacioli, M., Joblin, C., & Boissel, P. 2005, *A&A*, 429, 193
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Savage, B. D., Fitzpatrick, E. L., Cassinelli, J. P., & Ebbets, D. C. 1983, *ApJ*, 273, 597
- Sellgren, K. 1984, *ApJ*, 277, 623
- Sellgren, K., Allamandola, L. J., Bregman, J. D., Werner, M. W., & Wooden, D. H. 1985, *ApJ*, 299, 416
- Sellgren, K., Werner, M. W., & Dinerstein, H. L. 1983, *ApJ*, 271, L13
- Sturm, E., Schweitzer, M., & et al., L. D. 2005, *ApJ*, 629, L21
- Vermeij, R., Peeters, E., Tielens, A. G. G. M., & van der Hulst, J. M. 2002, *A&A*, 382, 1042
- Vermeij, R. & van der Hulst, J. M. 2002, *A&A*, 391, 1081
- Voit, G. M. 1992, *MNRAS*, 258, 841
- Wang, Q. D. 1999, *ApJ*, 510, L139
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- Werner, M. W., Becklin, E. E., Gatley, I., et al. 1978, *MNRAS*, 184, 365
- Willner, S. P. & Nelson-Patel, K. 2002, *ApJ*, 568, 679

## Appendix A: Radiation field at the eastern ionization front and PDR

The radiation field is a key input of the dust model presented in section 7.1. We describe here how we estimate it.

### A.1. Ionization front

Following the approach set by Poglitsch et al. (1995) (their section 3.1), we determined the stellar radiation field at the surface of the molecular cloud from the ionized gas emission measure and UV observations. The mean Br $\gamma$  brightness within a 1' aperture centered at the emission peak is  $2.5 \cdot 10^{-7} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  which gives an emission measure EM of  $2.3 \cdot 10^5 \text{ pc cm}^{-6}$  for an electron temperature of 8000 K (Peck et al. 1997). The equilibrium between H ionization and recombination writes:

$$N_{\text{Lyc}} \times f_{\text{HII}} = \text{EM} \times a_2 \Lambda^{-1} \quad (\text{A.1})$$

where  $a_2$  is the recombination rate to levels other than the ground state,  $\Lambda$  is a geometrical factor combining the effective beam filling of the ionized gas layer and the viewing angle, and  $f_{\text{HII}} = e^{-\tau_d(\text{Lyc})}$  the fraction of the incident Lyman continuum photons absorbed by the gas taking into account the Lyc photons absorbed by dust;  $\tau_d(\text{Lyc})$  is the dust absorption optical depth for Lyman continuum photons across the ionized gas layer (see Fig. 4). We get  $N_{\text{Lyc}} = 2.2 \cdot 10^{11} (f_{\text{HII}} \times \Lambda)^{-1} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^2$ .

The IUE spectra for the large  $15'' \times 20''$  aperture (Savage et al. 1983) give a far-UV (from 6 to 13.6 eV) flux corrected for extinction of  $\sim 4 \text{ erg/s/cm}^2$  for a cluster-cloud distance of 10 pc corresponding to the  $45''$  angular separation with a distance to the LMC of 50 kpc. Hunter et al. (1996) found from visible observations that the half luminosity radius of the R136 cluster is  $7''$ . We thus have to double this flux to take into account stars outside the IUE aperture. The far-UV is often expressed

in units of the Solar Neighborhood field as measured by Habing (1968) ( $1.610^{-3} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ ). In these units, the far-UV field at the surface of the ionized gas layer (Fig. 4) is  $G_{\text{FUV}}(\text{HII}) \sim 5000$ .

Like Poglitsch et al. (1995) we assume an effective temperature of 44000 K, slightly higher than the 40000 K temperature measured on the IUE spectra (Savage et al. 1983) to take into account the large number of O3 stars observed by Massey & Hunter (1998). For this temperature,  $G_{\text{FUV}} \sim 5000$  corresponds to a dilution factor for the black body approximation of the radiation field of  $1.2 \cdot 10^{13}$  (Table 4) and  $N_{\text{Lyc}} \sim 3.6 \cdot 10^{11} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^2$  which coincides with the direct estimate from the Br $\gamma$  brightness for  $f_{\text{HII}} \times \Lambda \sim 0.6$ . The column density across the ionized gas layer was estimated to be  $N_{\text{H}}(\text{HII}) = 3.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  from the dust modeling presented in Sect. 7.2. Using the model extinction curve we computed that  $f_{\text{HII}} = 0.64$  and thus  $\Lambda \sim 1$ .

### A.2. PDR radiation field

At the surface of the PDR all Lyman continuum photons has been absorbed and the non-ionizing far-UV radiation is attenuated by extinction through the ionized gas layer:  $G_{\text{FUV}}(\text{PDR}) = G_{\text{FUV}}(\text{HII}) \times e^{-\tau_{\text{FUV}}}$ , where  $e^{-\tau_{\text{FUV}}}$  is an extinction factor averaged over the far-UV. With the model extinction curve, we computed  $e^{-\tau_{\text{FUV}}} = 0.70$ . We thus find that  $G_{\text{FUV}}(\text{PDR}) \sim 3500$ .





Troisième article : Analyse d'images multi-longueurs d'ondes du Petit Nuage de Magellan en utilisant une segmentation markovienne hierarchique.

## MULTIWAVELENGTH IMAGE ANALYSIS OF THE SMALL MAGELLANIC CLOUD USING HIERARCHICAL MARKOVIAN SEGMENTATION

Mireille Louys<sup>b</sup>, Anaïs Oberto<sup>b</sup>, Caroline Bot<sup>b</sup>, Christophe Collet<sup>b</sup>

<sup>b</sup>Université Strasbourg I, LSIT : UMR CNRS 7005

LSIT, Pole API, Bd S. Brant - 67400 Illkirch - France

<sup>b</sup>Observatoire astronomique de Strasbourg, UMR CNRS 7550

<http://astro.u-strasbg.fr/Obs.html>, <sup>b</sup><http://picabia.u-strasbg.fr/lsiit/> name@lsiit.u-strasbg.fr

### Abstract

This paper addresses the segmentation of astronomical multiband images with missing data. We present some results obtained on Multiwavelength images of the Small Magellanic Cloud, by using the Marginal Posterior Mode (MPM) estimator on a quadtree structure under Markovian assumption : the estimation of the model parameters is then addressed with Expectation-Maximization (EM)-type algorithms, allowing unsupervised hyperparameter estimation. The main interest of this modeling effort lies in its generality : the algorithm handles multiwavelength data (possibly with missing data) in a single Causal-in-scale Markovian model. It is an interesting tool for astronomical image analysis, which exhibits very large dynamic range of intensities and missing data on the sampling grid in this case.

### 1. MULTIBAND IMAGES IN ASTRONOMY

The study of star formation mechanisms and their relationship with interstellar medium is one of the most dynamic fields of research in astronomy. The interstellar medium is composed of a mixture of gas (mainly hydrogen and helium) in different phases and dust grains (mainly carbon and silicium). Stars are forming from the gas in the heart of molecular Hydrogen complexes. The molecular clouds themselves result from the formation of molecules via chemical reactions in dense atomic gas. The ultra violet emission of massive newborn stars ionizes the surrounding gas, giving birth to the so-called HII regions. Observations at various wavelengths are necessary to study the different states of gas and dust and their mutual relationships as well as their links to star formation. The emission line at 21cm in the radio wavelength range gives the column density of atomic hydrogen (HI), which is the number of hydrogen atoms in an unitary section cylinder along the line of sight. Emissions in the far Infrared at 100 or 170 microns are directly due to the thermic emission of big dust grains. The H $\alpha$  emission, at 656.3nm, is the strongest Hydrogen recombination line in the HII regions and is generally superimposed on the optical continuum of stars[1]. Molecular Hydrogen is difficult to detect, but estimation of their density can be inferred from the intensity of the CO lines at millimeter wavelengths, assuming that this CO and molecular hydrogen are formed at quite the same time[2].

### 2. OBSERVATIONS

The region observed here is the Small Magellanic Cloud (SMC), a close satellite galaxy showing physical properties different of that of the Milky Way but close enough to allow high resolution maps to be

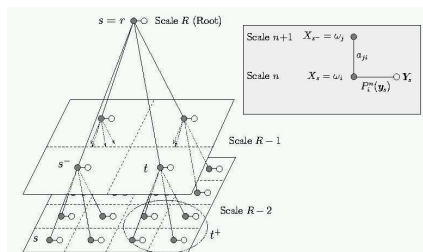
obtained. The images we studied here are centered at equatorial coordinates : 00h52m07s -72d49m ( $J2000$ ) covering a large fraction of the SMC. These are the following :

- The "HI image", Figure 2, observed at 21.1cm is obtained from both the Australian Telescope Compact Array (ATCA) radio interferometer and from the Parkes telescope. These combined observations allow a good spatial frequency coverage ;
- The "PHOT image", Figure 3, coding the luminosity value recorded at 170 $\mu$ m by the ISOPHOT photometer on board of ISO, the Infrared Space Observatory operated by the European Space Agency (ESA). On this particular image, some missing pixels appear as a regular lattice of undefined pixels values. These gaps come from accidental undersampling of the observations ;
- The "H $\alpha$  image", Figure 4, observed at 656.3nm for the same region is used as explanatory data in order to examine correlation with the star forming regions ;
- The "IRAS100 image", Figure 5, observed at 100 $\mu$ m from the IRAS instrument (Infrared Astronomical Satellite) is used in conjunction with the PHOT image to estimate the temperature of regions of different components.

All these images have been registered and resampled with respect to the ISOPHOT image. The goal consists in using "HI image" and "PHOT image" to segment the SMC cloud into different classes, in order to be able to estimate physical parameters such as the temperature for each of them. In order to do that, we use a bi-wavelength Markovian-in scale segmentation.

### 3. IMAGE ANALYSIS WITH THE MARKOVIAN HIERARCHICAL METHOD

For segmentation tasks, with strongly noisy images, Markovian assumption allows the description of global behaviors by considering, on a predetermined spatial neighborhood around each pixel, statistical relationships between observation field and label field (*i.e.*, segmented image). Nevertheless, Markov Random Fields (MRFs) lead to robust but iterative procedures (*i.e.*, computing demanding due to slow convergence[3]). To avoid such difficulties, hierarchical modeling allows the definition of different coarse-to-fine strategies, under (spatially or/and in-scale) Markovian assumptions[4]. Since 1995, hierarchical framework has been extensively studied with success for a large variety of applications[5, 6, 7] requiring restoration, segmentation or classification steps. In this way, we consider a special class of Markov models, which helps to circumvent the latter drawbacks (*i.e.*, iterative often computational intensive estimation algorithms). Indeed, the Causal-in-scale Markov Random models,



**Fig. 1.** Quadtree structure and its dependency graph. The upper-right gray box shows the Markovian link in scale ( $d_{ij}$  stands for the probability of down-transition from class  $\omega_j$  to class  $\omega_i$ ) whereas  $P_i^n(y_s)$  corresponds to the Gaussian likelihood linking observation  $y_s$  and class label  $x_s = \omega_i$ .

attached to the nodes of a quadtree, are defined in a general manner, allowing to analyse simultaneously multiband and/or multiresolution images [8, 9]. The great interest of this model results in an interesting causality property through scale, which allows the design of exact and non-iterative inference algorithms which are similar to those used in the context of Markov Chain Models (MCM).

In our example, on both HI and ISOPHOT images, we applied the markovian quad-tree segmentation [9]. We obtain the 8-classes segmentation map given in Figure 6(a) and the corresponding edge map overlaid on top of the H $\alpha$  image, in Figure 6(b). The noise statistics are supposed to be gaussian for each class. We drove the analysis in 2 steps :

1. First, we segmented the pixel population in 2 classes only, and derived a mask focusing on the high response regions in both bands ;
2. Then for each of these 2 classes, we applied a 4-class segmentation ;
3. We finally obtained a map with 8 classes, Figure 7(a), more efficient to discriminate the pixels in the region of interest than the straightforward 8-class segmentation on the original image shown on Figure 6(a).

One important point of the Markovian quad-tree segmentation, is its capability to overcome the missing zones. Indeed, it could be interesting having a map of segmentation without superimposed missing pixels : the quad-tree propagation of the labels and transitions laws in the method, allows to overcome the missing pixels problem and spacing artefacts, as shown on Figure 6(a).

All the regions identified here are homogeneous with respect to their spectrophotometrical information. Further analysis of physical properties in the classes can then take place, particularly the class by class correlated temperature assumption with the IRAS map.

#### 4. RESULTS ON BISPECTRAL ASTRONOMICAL IMAGES

Thus, by combining the segmentation map and the missing pixels list, we derive a tool for selecting the valid pixels of the different classes. For each of them, statistical, geometrical or physical parameters can be evaluated. For example, the correlation between IRAS100 $\mu$ m and PHOT170 $\mu$ m intensities is computed and the regression line is drawn for each class on Figure 7(c). Each line, fitted

for each cloud of points corresponding to one segmented class, provides a reasonable assumption of the temperature of the corresponding region. Higher is the slope of the regression line, colder is the temperature in the related region.

We can also see on Figure 7(b) that the class 8 associated to excess of infrared emission, also presents the highest slope in the temperature graph. That implies that this region is cold, and then may contain molecular hydrogen. Moreover, our results are confirmed by recent CO observations of the SMC [2]. This confirms the validity of the segmentation obtained with the Markovian quad-tree.

As a conclusion, the Markovian hierarchical approach using a quad-tree offers here an effective way to identify the different compositions of regions in the SMC. In each class, the interpretation of physical properties is focused on the adequate pixels and is therefore more accurate, even if some observations are missing on "PHOT image" (i.e., spatial filtering methods are inadequate in that case).

**Acknowledgments:** The following figures can be viewed in color at <http://picabia.u-strasbg.fr/lait/perso/collet/Images/PSIP2003.htm>. The authors thank F. Boulanger for fruitful discussions and F. Bonnarel, (CDS - Strasbourg Astronomical Observatory) for astronomical image interpretation and management. This research is supported by the French government (ACI-Grid / IDHA project: Action Concertée Incitative-Globalisation des Ressources Informatiques et des Données / Images Distribuées Hétérogènes pour l'Astronomie, 2001-2003)

#### 5. REFERENCES

- [1] C. Bot, F. Boulanger, K. Okumura, and B. Stepnik, "Multi-wavelength analysis of the dust emission in the small magellanic cloud." *Proc. of symp. "Exploiting the ISO data archive - Internet Astronomy in the Internet Age*, vol. C. Gry et al. eds., ESA SP 511, 24-27 June 2002.
- [2] N. Mizuno, M. Rubio, A. Mizuno, R. Yamaguchi, and al., "First results of a CO survey of small magellanic cloud with nanten," *Publ. Astron. Soc. Japan*, vol. 53, pp. L45-L49, 25 December 2001.
- [3] S. Geman and D. Geman, "Stochastic relaxation, Gibbs distributions and the Bayesian restoration of images," *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. PAMI-6, no. 6, pp. 721-741, November 1984.
- [4] C. Graffigne, F. Heitz, P. Pérez, F. Prêteux, M. Sigelle, and J. Zérubia, "Hierarchical Markov random field models applied to image analysis : a review," in *SPIE Neural Morphological and Stochastic Methods in Image and Signal Processing*, San Diego, 10-11 July 1995, vol. 2568, pp. 2-17.
- [5] C.A. Bouman and M. Shapiro, "A multiscale random field model for Bayesian image segmentation," *IEEE Trans. on Image Processing*, vol. 3, no. 2, pp. 162-177, 1994.
- [6] Z. Kato, M. Berthod, and J. Zérubia, "A hierarchical Markov random field model and multitemperature annealing for parallel image classification," *Graphical Models and Image Processing*, vol. 58, no. 1, pp. 18-37, 1996.
- [7] M. Mignotte, C. Collet, P. Pérez, and P. Bouthemy, "Sonar image segmentation using an unsupervised hierarchical mrf model," *IEEE Trans. on Image Processing*, vol. 9, no. 7, pp. 1-17, July 2000.
- [8] M.R. Luetzgen, W.C. Karl, A.S. Willsky, and R. Tenney, "Multiscale representation of markov random fields," *IEEE Trans. Image Process.*, vol. 41, no. 12, pp. 3377-3395, December 1993.
- [9] P. Rostaing, J.-N. Provost, and C. Collet, "Unsupervised multispectral image segmentation using generalized Gaussian noise model," in *Proc. International Workshop EMMCVPR '99 : Energy Minimisation Methods in Computer Vision and Pattern Recognition*, Springer Verlag - Lecture Notes in Computer Science, York, UK, July 1999, vol. 1654, pp. 141-156.

Acronyms: ATCA : Australian Telescope Compact Array.

Other references :

IRAS <http://space.gsfc.nasa.gov/astro/iras/intro.html>

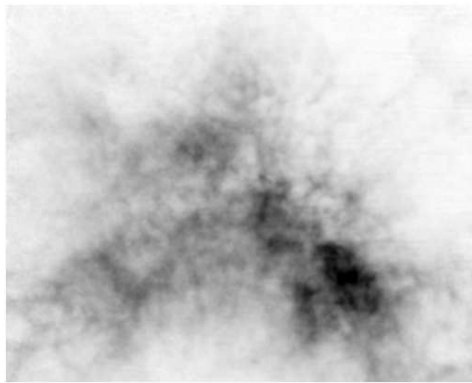
ISO : <http://isowww.estec.esa.nl/>

Some links for more information about the SMC:

<http://www.obspm.fr/actual/communique/1998-07-24-Heydari.fr.shtml>

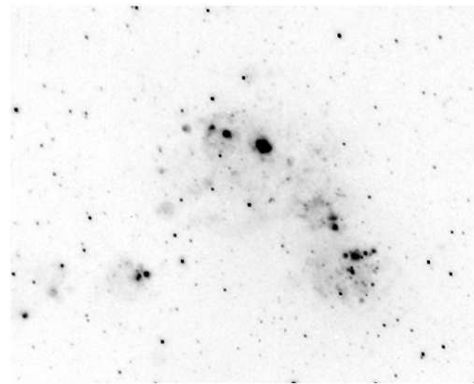
<http://heritage.stsci.edu/2000/30/table.html>



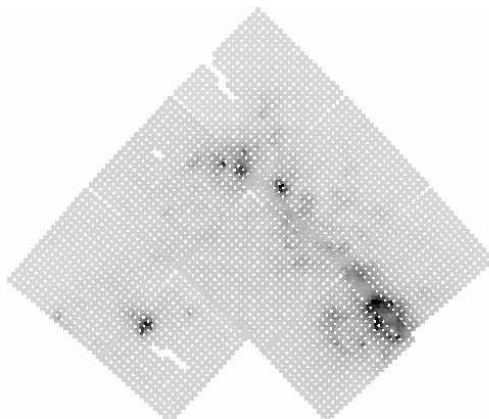


"HI image"

**Fig. 2.** The image have been resampled to provide a pixels grid of 30" spacing compliant to the PHOT image (Figure 3).

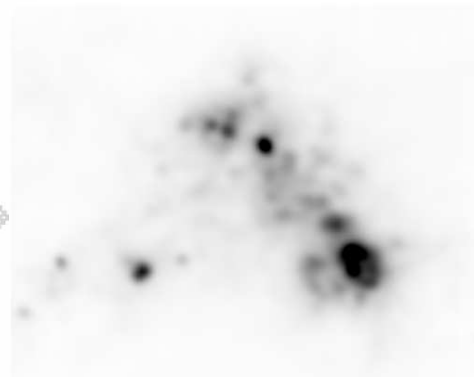
"H $\alpha$  image"

**Fig. 4.** The same region in the H $\alpha$  band resampled to 30" per pixel in order to match the PHOT image resolution (Figure 3).



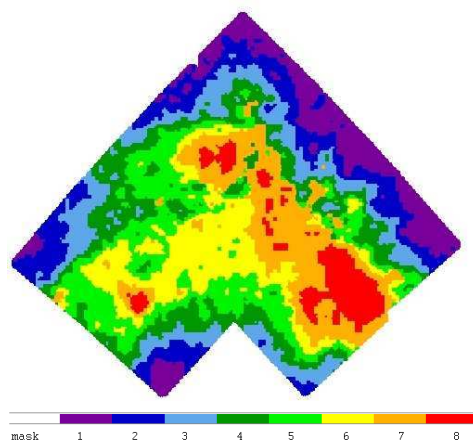
"PHOT image"

**Fig. 3.** On this picture, composed of a mosaic of 9 observations, the missing pixel data, due to sampling adjustment problems, appear as a regular lattice of white dots.



"IRAS100 image"

**Fig. 5.** The images have been resampled to provide a pixels grid of 30" spacing compliant to the PHOT image (Figure 3).



(color used for each class)

Fig 6(a)

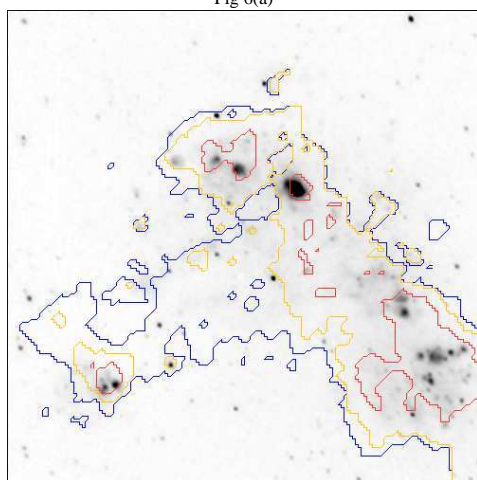


Fig 6(b)

**Fig. 6.** Figure (a) displays the 8-classes segmented picture using a Markovian-in-scale analysis taking into account simultaneously the HI and PHOT images. This analysis takes into account simultaneously the 2 spectral bands (HI and PHOT) for the segmentation task whereas the missing data on "PHOT image" (figure 3) are completed on the segmentation map (fig. (a)) by the label propagation thanks to the transition laws  $a_{ij}$  (Figure 1) up to the leaves of the tree. Figure (b) shows the edges of the segmentation map superimposed on the  $H\alpha$  image.

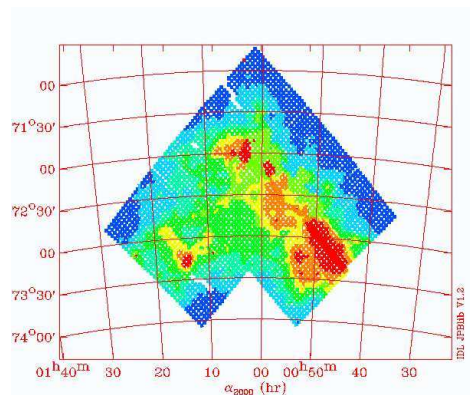


Fig 7(a) Segmented picture using a Markovian analysis taking into account simultaneously the HI image and PHOT image.

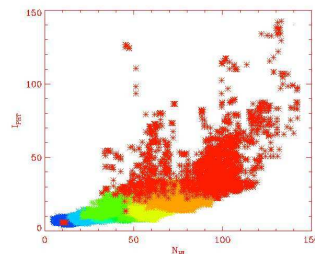


Fig 7(b) Coupled distribution by class on PHOT versus HI intensities.

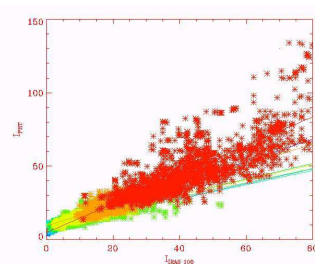


Fig 7(c) Coupled distribution by class on PHOT versus IRAS100 intensities

**Fig. 7.** Class 8 associated to excess of infrared emission in (b), is also associated to a higher slope in the temperature graph (c), suggesting that this region is cold, and probably contains molecular hydrogen.





Quatrième article : Modèle de Markov pour l'analyse des images multi-spectrales : application à la segmentation du Petit Nuage de Magellan

## MARKOV MODEL FOR MULTISPECTRAL IMAGE ANALYSIS : APPLICATION TO SMALL MAGELLANIC CLOUD SEGMENTATION

Christophe Collet<sup>b</sup>, Mireille Louys<sup>b</sup>, Anaïs Oberto<sup>b</sup>, Caroline Bot<sup>a</sup>

<sup>b</sup>Université Strasbourg I, LSIT - UMR CNRS 7005

Pole API, Bd S. Brant - BP 10413 - 67412 Illkirch Cedex - France

<sup>a</sup>Observatoire astronomique de Strasbourg, UMR CNRS 7550

<http://astro.u-strasbg.fr/Obs.html>

<http://picabia.u-strasbg.fr/lisit/perso/collet/Collet.htm>

### Abstract

This paper deals with the unsupervised segmentation of astronomical multiband images. Most of these images have the particularity to be quantized on float numbers with large luminance range, on different wavelengths. These characteristics require to manipulate large amount of extremely accurate data on each spectral band, which is very different to the case of 8-bits-integer coded pixels. We present some results obtained on Multiwavelength images of the Small Magellanic Cloud, by using the Marginal Posterior Mode (MPM) estimator on a quadtree structure under Markovian assumption. The estimation of the model parameters is then addressed with Expectation-Maximization (EM)-type algorithms, allowing unsupervised hyperparameter estimation. The main interest of this modeling effort lies in its generality : the algorithm handles multiwavelength floating data in a single upward and downward scan on the quadtree. A new aspect in this paper concerns the noise statistics that are supposed to be lognormal for each class. Another new aspect, is the in-scale-coding of the label map.

### 1. MULTIWAVELENGTH IMAGES IN ASTRONOMY

The study of star formation mechanisms and their relationship with interstellar medium is one of the most dynamic fields of research in astronomy. The interstellar medium is composed of a mixture of gas (mainly hydrogen and helium) in different phases and dust grains (mainly carbon and silicium). Stars are forming from the gas in the heart of molecular Hydrogen complexes. The molecular clouds themselves result from the formation of molecules via chemical reactions in dense atomic gas. The ultra violet emission of massive newborn stars ionizes the surrounding gas, giving birth to the so-called HII regions. Observations at various wavelengths are necessary to study the different states of gas and dust and their mutual relationships as well as their links to star formation. The emission line at 21cm in the radio wavelength range gives the column density of atomic hydrogen (HI), which is the number of hydrogen atoms in a unitary section cylinder along the line of sight. Emissions in the far Infrared at 100 or 170 microns are directly due to the thermic emission of big dust grains. The H $\alpha$  emission, at 656.3nm, is the strongest Hydrogen recombination line in the HII regions and is generally superimposed on the optical continuum of stars[1]. Molecular Hydrogen are difficult to detect, but estimation of their density can be inferred from the intensity of the

CO lines at millimeter wavelengths, assuming that this CO and molecular hydrogen are formed at quite the same time.

The images studied here are centered at equatorial coordinates : 00h52m07s -72d49m (*J*2000) covering a large fraction of the SMC. These are the following :

- The "HI image", Figure 3a, observed at 21.1cm is obtained from both the Australia Telescope Compact Array (ATCA) radio interferometer and from the Parkes telescope. These combined observations allow a good spatial frequency coverage ;
- The "PHOT image", Figure 3b, coding the luminosity value recorded at 170 $\mu$ m by the ISOPHOT photometer on board ISO, the Infrared Space Observatory operated by the European Space Agency (ESA). On this particular image, some missing pixels appear as a regular lattice of undefined pixels values. These gaps come from accidental undersampling of the observations ;
- The "H $\alpha$  image", Figure 3c, observed at 656.3nm for the same region is used as explanatory data in order to examine correlation with the star forming regions ;
- The "IRAS100 image", observed at 100 $\mu$ m from the IRAS instrument (Infrared Astronomical Satellite) is used in conjunction with the PHOT image to estimate the temperature of regions of different components.

All these images have been registered and resampled with respect to the ISOPHOT image. The goal consists in using "HI image" and "PHOT image" to segment the SMC cloud into different classes, in order to be able to estimate physical parameters such as the temperature for each of them[2]. In order to allow that, we use a bi-wavelength Markovian-in scale segmentation in order to generate a segmentation map labelling the pixel in the different classes.

### 2. IMAGE ANALYSIS WITH THE MARKOVIAN HIERARCHICAL METHOD

For segmentation tasks, with strongly noisy images, Markovian assumption allows the description of global behaviors by considering, on a predetermined spatial neighborhood around each pixel, statistical relationships between observation field and label field (*i.e.*, segmented image). Nevertheless, Markov Random Fields

(MRFs) lead to robust but iterative procedures (*i.e.*, computationally demanding due to slow convergence[3]). To avoid such difficulties, hierarchical modeling allows the definition of different coarse-to-fine strategies, under (spatially or/and in-scale) Markovian assumptions[4]. In this way, we consider a special class of Markov models, which helps to circumvent the latter drawbacks (*i.e.*, iterative often computational intensive estimation algorithms). Indeed, the Causal-in-scale Markov Random models, attached to the nodes of a quadtree, are defined in a general manner, allowing to analyse simultaneously multiband and/or multiresolution images [5]. The great advantage of this model results in an interesting causality property through scale, which allows the design of exact and non-iterative inference algorithms which are similar to those used in the context of Markov Chain Models (MCM). Indeed, another possible approach consists in scanning the image with a fractal path (scan of Hilbert-Peano for example) : in the case of multiband pictures, the chain is composed of a succession of multiwavelength observations on which a Markovian chain model is applied[6].

Nevertheless, the Markov Chain approach is not suited in the case of missing observations on the sampled grid (Figure 2), whereas hierarchical approach on the quadtree can deal with such unobserved samples[2]. Indeed, the Markovian quadtree segmentation has the capability to overcome missing zones on the observations (data likelihood equals one for such pixels) and even to provide a segmentation map without missing labels : the quadtree propagation of the labels and transitions laws in the method, allows to overcome the missing pixels problem and spacing artefacts, as shown on "PHOT image", Figure 3(b).

In our example, on both HI and ISOPHOT images, we applied a markovian quadtree segmentation. A new aspect in this paper concerns the noise statistics that are supposed to be lognormal for each class. The data-driven model follows a lognormal probability density function, whose parameters are estimated by using an ICE procedure[7] using the Maximum Likelihood estimators which are presented in the next section. We obtain the 8-classes segmentation map given in Figure 4(a). Another new aspect, is the coding of the label map. In fact, we code the obtained segmentation map at  $s = 8$  different scales for a maximum of 16 classes (4 bits) for each, from the finest resolution  $s = 0$ . Thus, each site receives a label coded on 32 bits : 4 bits per scale on 8 scale levels. The observation of the different map in scale is of great interest in the context of astronomy where a single site should belong to a class which depends of the scale level : for example a star at full resolution belongs to a galaxy at a coarser resolution and so on...

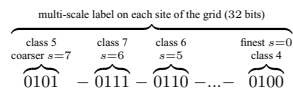


Figure 5(a-d) present the label maps for four different coarser scales. All the regions identified here are homogeneous with respect to their spectrophotometrical information. Further analysis of physical properties in the classes can then take place, particularly the class by class correlated temperature assumption with the IRAS map[2].

### 3. LOGNORMAL PDF FOR THE DATA-DRIVEN TERM

The lognormal distribution  $f_Y$  is used extensively in reliability applications to model failure times and in astronomy to model noisy

observations  $y$  for a given class : the formula below are with location parameter equals to  $a$ , scale parameter equals to  $m$  and shape parameter equals to  $\sigma$  :

$$f_Y(y) = \frac{1}{(y-a)\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(y-a)-m)^2}{2\sigma^2}\right); y > a$$

with

$$E[y] = \exp^{m+\frac{\sigma^2}{2}} + a$$

and

$$Var[y] = \exp^{2m+\sigma^2}(\exp^{\sigma^2} - 1)$$

A variable  $Y = \exp^{(\sigma X+m)} + a$  is lognormally distributed if  $X$  is normally distributed with 'ln' denoting the natural logarithm. The maximum likelihood estimates for the scale parameter  $m$ , the shape parameter  $\sigma$  and the location parameter  $a$ , are

$$\hat{m} = \frac{\sum_{i=1}^N \ln(y_i)}{N} \quad \text{and} \quad \hat{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [\ln(y_i) - \frac{\sum_{j=1}^N \ln y_j}{N}]^2}{N-1}}$$

$$\hat{a} = \min(y_i)_{y_i \in [1, N]}$$

If the location parameter is known, it can be subtracted from the original data points before computing the maximum likelihood estimates of the shape and scale parameters. The segmentation maps Figure 5 are generated with such a data-driven model, which fits with a large variety of distributions as shown in Figure 1.

### 4. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

We can see on Figure 5 the label map obtained for different scales : this allows an in-scale labelling process and open the way to the definition of a vector of labels for each site on the grid, corresponding to the class associated to each multiwavelength pixels, at different scales of resolution.

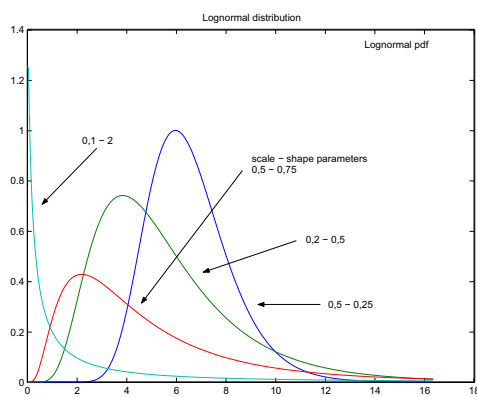
This approach is of major interest in astronomy, where each pixel has to be labelled according to the scale of observation. Thus, by combining the segmentation map and the missing pixels list, we derive a tool for selecting the valid pixels of the different classes. For each of them, statistical, geometrical or physical parameters can be evaluated, at different scale.

**Acknowledgments:** The authors thank C. Bot and F. Bonnarel for fruitful discussions, (CDS - Strasbourg Astronomical Observatory) about astronomical image interpretation and management. This research is supported by the French government (ACI-Grid / IDHA project. Action Concertée Incitative-Globalisation des Ressources Informatiques et des Données / Images Distribuées Hétérogènes pour l'Astronomie, 2001-2003)

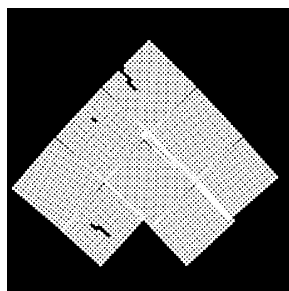
### 5. REFERENCES

- [1] C. Bot, F. Boulanger, K. Okumura, and B. Stepnik, "Multi-wavelength analysis of the dust emission in the small magellanic cloud," *Proc. of symp. "Exploiting the ISO data archive - Internet Astronomy in the Internet Age*, vol. C. Gry et al. eds., ESA SP 511, 24-27 June 2002.
- [2] M. Louys, A. Oberto, C. Bot, and C. Collet, "Hierarchical markovian inference for astronomical multiband images segmentation," *Physics in Signal and Image Processing, PSIP 2003*, vol. 1, pp. 61-64, January 2003, Grenoble, France.
- [3] S. Geman and D. Geman, "Stochastic relaxation, Gibbs distributions and the Bayesian restoration of images," *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. PAMI-6, no. 6, pp. 721-741, November 1984.

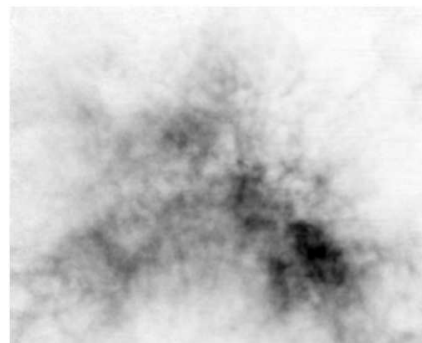
- [4] P. Pérez and F. Heitz, "Restriction of a markov random field on a graph and multiresolution statistical image modeling," *IEEE Trans. Information Theory*, vol. 42:1, pp. 180–190, 1996.
- [5] J.-M. Laferté, P. Pérez, and F. Heitz, "Discrete markov image modeling and inference on the quad-tree," *IEEE Trans. Image Process.*, vol. 9, no. 3, pp. 390–404, March 2000.
- [6] N. Giordana and W. Pieczynski, "Estimation of generalized multisensor hidden Markov chains and unsupervised image segmentation," *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 19, no. 5, pp. 465–475, 1997.
- [7] W. Pieczynski, "Statistical image segmentation," *Machine Graphics and Vision*, vol. 1, no. 2, pp. 261–268, 1992.



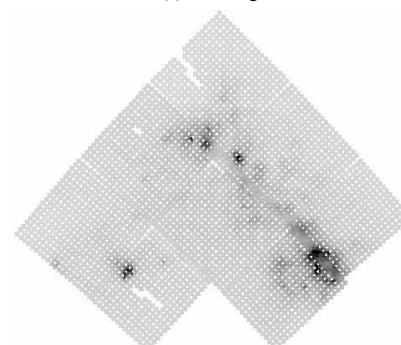
**Fig. 1.** Variety of Lognormal distributions for different shape and scale parameters



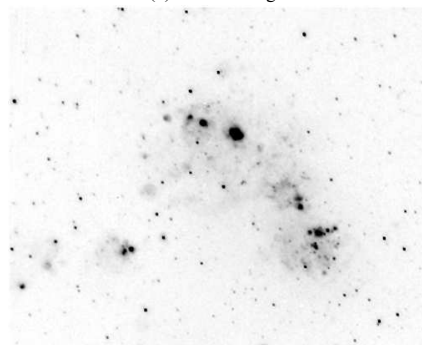
**Fig. 2.** Mask corresponding to missing observations on PHOT channel (black dots)



(a) "HI image"

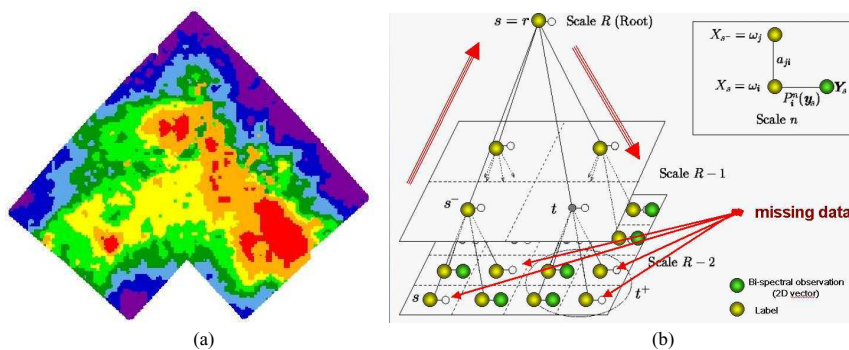


(b) "PHOT image"

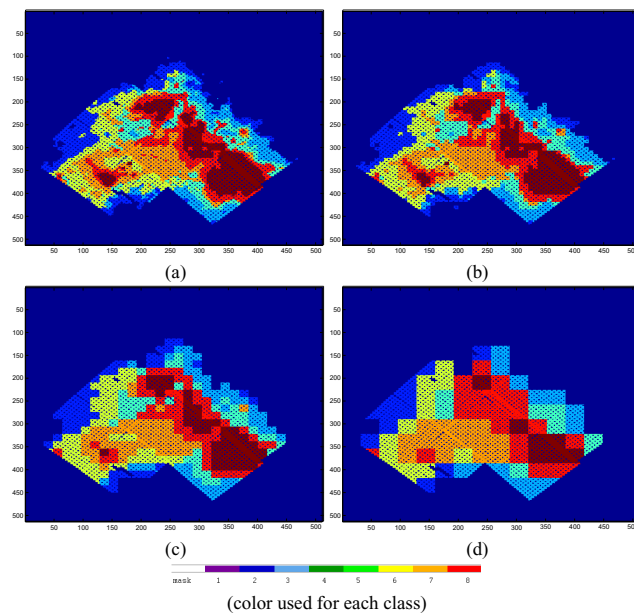


(c) "H $\alpha$ "

**Fig. 3.** (a) "HI image" : The image have been resampled to provide a pixels grid of 30" spacing compliant to the PHOT image. (b) "PHOT image" : On this picture, composed of a mosaic of 9 observations, the missing pixel data (white dots), due to sampling adjustment problems, appear as a regular lattice of white dots. (c) "H $\alpha$  image" : The same region in the H $\alpha$  band resampled to 30" per pixel in order to match the PHOT image resolution.



**Fig. 4.** (a) displays the 8-classes segmented pictures (finest scale :  $s = 0$ ) using a Markovian-in-scale analysis taking into account simultaneously the HI and PHOT images. This analysis takes into account simultaneously the 2 spectral bands (HI and PHOT) for the segmentation task whereas the missing data on "PHOT image" (figure 3(b)) are completed on the full resolution segmentation map by the label propagation thanks to the Markovian transition laws  $a_{ij}$  up to the leaves of the tree as shown on part (b) of the figure[2].



**Fig. 5.** Segmentation maps (a,b,c,d) at scales  $s = 1, 3, 4$  and  $5$  respectively, obtained with PHOT and HI images. One observes the progressive construction of the label map, with lack of labels due to missing observations on PHOT sensor.





# Bibliographie

- Abergel, A., Boulanger, F., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1994, *ApJ Lett.*, 423, L59
- Abgrall, H., Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., et al. 1992, *A&A*, 253, 525
- Aguirre, J. E., Bezaire, J. J., Cheng, E. S., et al. 2003, *ApJ*, 596, 273
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1985, *ApJ Lett.*, 290, L25
- André, M. K., Le Petit, F., Sonnentrucker, P., et al. 2004, *A&A*, 422, 483
- Arendt, R. G., Odegard, N., Weiland, J. L., et al. 1998, *ApJ*, 508, 74
- Arimoto, N., Sofue, Y., & Tsujimoto, T. 1996, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 48, 275
- Aumann, H. H., Fowler, J. W., & Melnyk, M. 1990, *AJ*, 99, 1674
- AVO Science Working Group. 2005, European Southern Observatory
- Azzopardi, M., Lequeux, J., & Maeder, A. 1988, *A&A*, 189, 34
- Böttner, C., Klein, U., & Heithausen, A. 2003, *A&A*, 408, 493
- Bernard, J. P., Boulanger, F., Desert, F. X., et al. 1994, *A&A*, 291, L5
- Bertoldi, F. & McKee, C. F. 1992, *ApJ*, 395, 140
- Bianchi, S., Davies, J. I., Alton, P. B., Gerin, M., & Casoli, F. 2000, *A&A*, 353, L13
- Blaauw, A. 1964, *ARA&A*, 2, 213
- Blitz, L. 1991, in *NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, 3
- Blitz, L. 1993, in *Protostars and Planets III*, 125–161
- Blitz, L. & Williams, J. P. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, 3
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132

- Bolatto, A. D., Jackson, J. M., & Ingalls, J. G. 1999, *ApJ*, 513, 275
- Bolatto, A. D., Leroy, A., Israel, F. P., & Jackson, J. M. 2003, *ApJ*, 595, 167
- Bonazzola, S., Heyvaerts, J., Falgarone, E., Perault, M., & Puget, J. L. 1987, *A&A*, 172, 293
- Bonazzola, S., Perault, M., Puget, J. L., et al. 1992, *Journal of Fluid Mechanics*, 245, 1
- Bontekoe, T. R., Koper, E., & Kester, D. J. M. 1994, *A&A*, 284, 1037
- Boselli, A., Gavazzi, G., Lequeux, J., et al. 1997, *A&A*, 327, 522
- Boselli, A., Lequeux, J., & Gavazzi, G. 2002, *A&A*, 384, 33
- Bouchet, P., Lequeux, J., Maurice, E., Prevot, L., & Prevot-Burnichon, M. L. 1985, *A&A*, 149, 330
- Boulanger, F. 2004, in *Penetrating Bars through Masks of Cosmic Dust*, Vol. 319
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996a, *A&A*, 312, 256
- Boulanger, F., Cox, P., & Jones, A. P. 2000, in *Infrared Space Astronomy, Today and Tomorrow*, 251
- Boulanger, F., Falgarone, E., Puget, J. L., & Helou, G. 1990, *ApJ*, 364, 136
- Boulanger, F., Lorente, R., Miville Deschênes, M. A., et al. 2005a, *A&A*, 436, 1151
- Boulanger, F. & Perault, M. 1988, *ApJ*, 330, 964
- Boulanger, F., Reach, W. T., Abergel, A., et al. 1996b, *A&A*, 315, L325
- Boulanger, F., Rubio, M., Bot, C., & Viallefond, F. 2005b, *A&A*
- Brüns, C., Kerp, J., & Staveley-Smith, L. 2000, in *ASP Conf. Ser. 218 : Mapping the Hidden Universe : The Universe behind the Milky Way - The Universe in HI*, 349
- Braine, J., Guélin, M., Dumke, M., et al. 1997, *A&A*, 326, 963
- Brogan, C. L., Troland, T. H., Roberts, D. A., & Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 515, 304
- Cambrésy, L., Boulanger, F., Lagache, G., & Stepnik, B. 2001, *A&A*, 375, 999
- Cambrésy, L., Jarrett, T. H., & Beichman, C. A. 2005, *A&A*, 435, 131
- Caselli, P. & Myers, P. C. 1995, *ApJ*, 446, 665

- Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996, *A&A*, 315, L32
- Chin, Y.-N., Henkel, C., Millar, T. J., Whiteoak, J. B., & Marx-Zimmer, M. 1998, *A&A*, 330, 901
- Collet, C., Louys, M., Bot, C., & Oberto, A. 2003, in International Conference on Image Processing ICIP'03, Barcelona, Spain
- Contursi, A., Lequeux, J., Cesarsky, D., et al. 2000, *A&A*, 362, 310
- Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Dahmen, G., Huttemeister, S., Wilson, T. L., & Mauersberger, R. 1998, *A&A*, 331, 959
- Dale, D. A. & Helou, G. 2002, *ApJ*, 576, 159
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- Davies, R. D., Elliott, K. H., & Meaburn, J. 1976, *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 81, 89
- Digel, S. W. & Grenier, I. A. 2001, in *AIP Conf. Proc. 587 : Gamma 2001 : Gamma-Ray Astrophysics*, 538–+
- Digel, S. W., Grenier, I. A., Heithausen, A., Hunter, S. D., & Thaddeus, P. 1996, *ApJ*, 463, 609
- Digel, S. W., Hunter, S. D., & Mukherjee, R. 1995, *ApJ*, 441, 270
- Dufour, R. J. 1984, in *IAU Symp. 108 : Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, 353–360
- Dunne, L., Eales, S., Edmunds, M., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 115
- Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., et al. 2003, *A&A*, 404, L11
- Dwek, E. 1998, *ApJ*, 501, 643
- Elmegreen, B. G. 1989, *ApJ*, 338, 178
- Elmegreen, B. G. 1997, *ApJ*, 477, 196
- Falgarone, E., Phillips, T. G., & Walker, C. K. 1991, *ApJ*, 378, 186
- Finkbeiner, D. P. 2003, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 146, 407
- Fitzpatrick, E. L. 1985, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 59, 77

- Flitti, F., Collet, C., Vollmer, B., & Bonnarel, F. 2005, EURASIP journal on Applied Signal Processing, special issue on Applications of Signal Processing in Astrophysics and Cosmology
- Florsch, A., Marcout, J., & Fleck, E. 1981, A&A, 96, 158
- Franco, J. & Cox, D. P. 1986, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 98, 1076
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, A&A, 407, 159
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P. and Wilson, C. D., & Bernard, J. P. 2005, astro-ph, 0501632
- Gardiner, L. T., Sawa, T., & Fujimoto, M. 1994, MNRAS, 266, 567
- Giard, M., Lamarre, J. M., Pajot, F., & Serra, G. 1994, A&A, 286, 203
- Gordon, K. D. & Clayton, G. C. 1998, ApJ, 500, 816
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, ApJ, 594, 279
- Grenier, I. A., Casandjian, J., & Terrier, R. 2005, Science, 307, 1292
- Greve, A., Becker, R., Johansson, L. E. B., & McKeith, C. D. 1996, A&A, 312, 391
- Guelin, M., Zylka, R., Mezger, P. G., et al. 1993, A&A, 279, L37
- Habart, E., Verstraete, L., Boulanger, F., et al. 2001, A&A, 373, 702
- Harris, J. & Zaritsky, D. 2003, arXiv :astro-ph, 0312100
- Heikkila, A., Johansson, L. E. B., & Olofsson, H. 1998, A&A, 332, 493
- Helou, G. 1986, ApJ Lett., 311, L33
- Henize, K. G. 1956, Astrophysical Journal Supplement Series, 2, 315
- Hirashita, H. 1999, ApJ, 522, 220
- Hirashita, H., Tajiri, Y. Y., & Kamaya, H. 2002, A&A, 388, 439
- Hodge, P. W. 1974a, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 86, 263
- Hodge, P. W. 1974b, ApJ, 192, 21
- Hunt, L., Bianchi, S., & Maiolino, R. 2005, A&A, 434, 849
- Hunter, S. D., Bertsch, D. L., Catelli, J. R., et al. 1997, ApJ, 481, 205

- Hunter, S. D., Digel, S. W., de Geus, E. J., & Kanbach, G. 1994, *ApJ*, 436, 216
- Israel, F. 2000, in *Molecular hydrogen in space*, Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2001. xix, 326 p.. Cambridge contemporary astrophysics. Edited by F. Combes, and G. Pineau des Forêts. ISBN 0521782244, p.293, 293
- Israel, F. 2005, astro-ph, 0504569
- Israel, F. P. 1988, in *Millimetre and Submillimetre Astronomy*, 281–305
- Israel, F. P. 1997, *A&A*, 328, 471
- Israel, F. P. & Baas, F. 1999, *A&A*, 351, 10
- Israel, F. P., Johansson, L. E. B., Lequeux, J., et al. 1993, *A&A*, 276, 25
- Israel, F. P., Johansson, L. E. B., Rubio, M., et al. 2003, *A&A*, 406, 817
- Israel, F. P., Tilanus, R. P. J., & Baas, F. 1998a, *A&A*, 339, 398
- Israel, F. P., van der Werf, P. P., Hawarden, T. G., & Aspin, C. 1998b, *A&A*, 336, 433
- Israel, F. P., van der Werf, P. P., & Tilanus, R. P. J. 1999, *A&A*, 344, L83
- Issa, M. R., MacLaren, I., & Wolfendale, A. W. 1990, *A&A*, 236, 237
- Joblin, C., Leger, A., & Martin, P. 1992, *ApJ Lett.*, 393, L79
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 740
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
- Kennicutt, R. C., Bresolin, F., Bomans, D. J., Bothun, G. D., & Thompson, I. B. 1995, *AJ*, 109, 594
- Kerton, C. R. & Martin, P. G. 2001, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 113, 872
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
- Klessen, R. S., Heitsch, F., & Mac Low, M. 2000, *ApJ*, 535, 887
- Knapp, G. R. 1990, in *ASSL Vol. 161 : The Interstellar Medium in Galaxies*, 3–7
- Kohle, S. 1999, Ph.D. Thesis
- Koornneef, J. 1982, *A&A*, 107, 247
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Désert, F. X., & Puget, J.-L. 1999, *A&A*, 344, 322

- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., & Puget, J.-L. 1998, *A&A*, 333, 709
- Lagache, G. & Dole, H. 2001, *A&A*, 372, 702
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Laureijs, R. J., Clark, F. O., & Prusti, T. 1991, *ApJ*, 372, 185
- Laureijs, R. J., Klaas, U., Richards, P. J., Schulz, B., & Abraham, P., eds. 2003, *The ISO Handbook, Volume IV - PHT - The Imaging Photo-Polarimeter*
- Lavezzi, T. E. & Dickey, J. M. 1998, *AJ*, 115, 405
- Leger, A. & Puget, J. L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J., et al. 1996, *A&A*, 315, L64
- Lequeux, J. 1979, *A&A*, 71, 1
- Lequeux, J. 1989, in *Recent Developments of Magellanic Cloud Research. A European Colloquium, held in Paris, France, May 9-11, 1989*. Editors, K.S. de Boer, F. Spite, G. Stasinska ; Publisher, Observatoire de Paris, Section Astrophysique de Meudon, Meudon, France, 1989. LC # QB858.5.M33 R42 1989. ISBN # NONE. P.119, 1989, 119
- Lequeux, J. 1994, *A&A*, 287, 368
- Lequeux, J. 2003, *Le milieu interstellaire* (EDP Sciences)
- Lequeux, J., Le Bourlot, J., Des Forets, G. P., et al. 1994, *A&A*, 292, 371
- Lequeux, J., Maurice, E., Prevot-Burnichon, M.-L., Prevot, L., & Rocca-Volmerange, B. 1982, *A&A*, 113, L15
- Li, A. & Draine, B. T. 2002, *ApJ*, 576, 762
- Lisenfeld, U. & Ferrara, A. 1997, *Dwarf Galaxies : Probes for Galaxy Formation and Evolution, Joint Discussion 2, 21 August 1997, Kyoto, Japan.*, 2
- Lisenfeld, U. & Ferrara, A. 1998, *ApJ*, 496, 145
- Lisenfeld, U., Isaak, K. G., & Hills, R. 2000, *MNRAS*, 312, 433
- Lisenfeld, U., Israel, F. P., Stil, J. M., & Sievers, A. 2002, *A&A*, 382, 860
- Louys, M., Oberto, A., C., B., & C., C. 2003, in *Third workshop on Physics in Signal and Image Processing, Grenoble, January 29-31*
- MacLaren, I., Richardson, K. M., & Wolfendale, A. W. 1988, *ApJ*, 333, 821

- Madden, S. C. 2001, *The Promise of the Herschel Space Observatory*. Eds. G.L. Pilbratt, J. Cernicharo, A.M. Heras, T. Prusti, & R. Harris. ESA-SP 460, p. 159, 460, 159
- Madden, S. C., Galliano, F., Jones, A. P., & Sauvage, M. 2005, *A&A*
- Madden, S. C., Poglitsch, A., Geis, N., Stacey, G. J., & Townes, C. H. 1997, *ApJ*, 483, 200
- Maiolino, R., Ruiz, M., Rieke, G. H., & Papadopoulos, P. 1997, *ApJ*, 485, 552
- Martin, N., Maurice, E., & Lequeux, J. 1989, *A&A*, 215, 219
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. 1983, *A&A*, 128, 212
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- McGee, R. X. & Newton, L. M. 1981, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 4, 189
- McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 345, 782
- McKee, C. F. & Zweibel, E. G. 1992, *ApJ*, 399, 551
- McKee, C. F., Zweibel, E. G., Goodman, A. A., & Heiles, C. 1993, in *Protostars and Planets III*, 327
- Meyssonnier, N. & Azzopardi, M. 1993, *A&As*, 102, 451
- Miville-Deschênes, M. & Lagache, G. 2005, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 157, 302
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Joncas, G., & Falgarone, E. 2002, *A&A*, 381, 209
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Abergel, A., & Bernard, J.-P. 2000, *A&As*, 146, 519
- Mizuno, N., Rubio, M., Mizuno, A., et al. 2001, *PASJ*, 53, L45
- Mouschovias, T. C. 1976a, *ApJ*, 206, 753
- Mouschovias, T. C. 1976b, *ApJ*, 207, 141
- Murai, T. & Fujimoto, M. 1980, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 32, 581
- Myers, P. C. & Goodman, A. A. 1988a, *ApJ Lett.*, 326, L27
- Myers, P. C. & Goodman, A. A. 1988b, *ApJ*, 329, 392



- Okumura, K., Viallefond, F., Viton, M., & Rice, W. 1993, LNP Vol. 416 : New Aspects of Magellanic Cloud Research, 416, 53
- Padovani, P., Allen, M. G., Rosati, P., & Walton, N. A. 2004, A&A, 424, 545
- Payne, J. L., Filipović, M. D., Reid, W., et al. 2004, MNRAS, 408
- Pendleton, Y. J. & Allamandola, L. J. 2002, Astrophysical Journal Supplement Series, 138, 75
- Pohl, M. 1993, A&A, 279, L17
- Prevot, M. L., Lequeux, J., Prevot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, A&A, 132, 389
- Purcell, E. M. 1969, ApJ, 158, 433
- Putman, M. E., Gibson, B. K., Staveley-Smith, L., et al. 1998, Nature, 394, 752
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., et al. 2002, ApJ, 577, 221
- Reach, W. T., Boulanger, F., Contursi, A., & Lequeux, J. 2000, A&A, 361, 895
- Rolleston, W. R. J., Venn, K., Tolstoy, E., & Dufton, P. L. 2003, A&A, 400, 21
- Rosado, M., Le Coarer, E., & Georgelin, Y. P. 1994, A&A, 286, 231
- Rosolowsky, E., Engargiola, G., Plambeck, R., & Blitz, L. 2003, ApJ, 599, 258
- Rubio, M., Boulanger, F., Rantakyro, F., & Contursi, A. 2004, A&A, 425, L1
- Rubio, M., Lequeux, J., & Boulanger, F. 1993a, A&A, 271, 9
- Rubio, M., Lequeux, J., Boulanger, F., et al. 1993b, A&A, 271, 1
- Rubio, M., Lequeux, J., Boulanger, F., et al. 1996, A&As, 118, 263
- Salzenstein, F., Collet, C., & Petremand. 2004, Traitement du signal, 21, 37
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Soifer, B. T. 1991, ApJ, 370, 158
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., Young, J. S., et al. 1986, ApJ Lett., 305, L45
- Sauty, S., Gerin, M., & Casoli, F. 1998, A&A, 339, 19
- Sauvage, M. & Vigroux, L. 1991, in IAU Symp. 148 : The Magellanic Clouds, 407
- Sauvage, M., Vigroux, L., & Thuan, T. X. 1990, A&A, 237, 296
- Schwering, P. B. W. & Israel, F. P. 1989, A&As, 79, 79
- Sofia, U. J. & Meyer, D. M. 2001a, ApJ Lett., 558, L147

- Sofia, U. J. & Meyer, D. M. 2001b, *ApJ Lett.*, 554, L221
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Stanimirović, S., Staveley-Smith, L., Dickey, J. M., Sault, R. J., & Snowden, S. L. 1999, *MNRAS*, 302, 417
- Stanimirović, S., Staveley-Smith, L., & Jones, P. A. 2004, *ApJ*, 604, 176
- Stanimirović, S., Staveley-Smith, L., van der Hulst, J. M., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 791
- Staveley-Smith, L., Kim, S., Putman, M., & Stanimirović, S. 1998, *Reviews of Modern Astronomy*, 11, 117
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
- Stevens, J. A., Amure, M., & Gear, W. K. 2005, *MNRAS*, 357, 361
- Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., et al. 1988, *A&A*, 207, 1
- Strong, A. W. & Mattox, J. R. 1996, *A&A*, 308, L21
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Reimer, O., Digel, S., & Diehl, R. 2004, *A&A*, 422, L47
- Taylor, C. L., Hüttemeister, S., Klein, U., & Greve, A. 1999, *A&A*, 349, 424
- Trundle, C., Lennon, D. J., Puls, J., & Dufton, P. L. 2004, *A&A*, 417, 217
- Tumlinson, J., Shull, J. M., Rachford, B. L., et al. 2002, *ApJ*, 566, 857
- Vangioni-Flam, E., Lequeux, J., Maucherat-Joubert, M., & Rocca-Volmerange, B. 1980, *A&A*, 90, 73
- Volk, K. 2000, *Astrophysics 503 courses. Winter term 2000*, 358, 481
- Walter, F., Taylor, C. L., Hüttemeister, S., Scoville, N., & McIntyre, V. 2001, *AJ*, 121, 727
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- Welty, D. E., Lauroesch, J. T., Blades, J. C., Hobbs, L. M., & York, D. G. 2001, *ApJ Lett.*, 554, L75
- Westerlund, B. E. 1991, in *IAU Symp. 148 : The Magellanic Clouds*, 15
- Westerlund, B. E. 1997, *The Magellanic Clouds (Book)*

Wheelock, S. L., Gautier, T. N., Chillemi, J., et al. 1994, NASA STI/Recon Technical Report N, 95, 22539

Wilke, K., Stickel, M., Haas, M., et al. 2002, in Exploiting the ISO Data Archive. Infrared Astronomy in the Internet Age

Willner, S. P. & Nelson-Patel, K. 2002, ApJ, 568, 679

Wilson, C. D. 1995, ApJ Lett., 448, L97+

Witt, A. N., Clayton, G. C., & Draine, B. T., eds. 2004, Astrophysics of Dust

Zaritsky, D. & Harris, J. 2004, ApJ, 604, 167

# Table des figures

1.1.	Cycle de vie du milieu interstellaire . . . . .	14
1.2.	Cycle intra milieu interstellaire . . . . .	16
3.1.	Illustration de la méthode des paires pour mesurer la courbe d'extinction interstellaire. . . . .	25
3.2.	Courbe d'extinction standard du milieu interstellaire de l'infrarouge à l'ultra-violet. Figure extraite de Volk (2000) . . . . .	25
3.3.	Spectre d'émission théorique de la poussière interstellaire . . . . .	28
3.4.	Caractéristiques des différentes composantes de grains dans le modèle de Désert et al. (1990) pour le voisinage solaire. . . . .	32
4.1.	Les nuages de Magellan et la galaxie, observés dans le visible. Un zoom sur le petit nuage de Magellan montre le corps principal sous forme de « barre ». La composition colorée est faite dans les bandes U, B et R. . . . .	34
4.2.	Composition colorée de l'émission du milieu interstellaire du Petit Nuage de Magellan. Le rouge représente l'émission de HI (Stanimirović et al. 1999). L'émission dans le l'hydrogène ionisé ( $H\alpha$ ) est représentée en jaune, et l'émission de la poussière à $100\mu\text{m}$ (données IRAS) est codée en bleu. Les principales régions de formation d'étoiles du SMC ainsi que les caractéristiques morphologiques de cette galaxie sont labellées. . . . .	37
5.1.	Corrélation entre l'émission infrarouge des gros grains de poussière (FIRAS à $1.2\text{mm}$ ) et l'émission HI dans les cirrus Galactiques à haute latitude. L'émission du fond infrarouge extragalactique est observé par une ordonnée à l'origine positive. La ligne droite représente l'ajustement pour $W_{HI} < 300\text{K.km/s}$ . Au dessus de ce seuil, la corrélation n'est plus linéaire car la contribution de l'hydrogène moléculaire devient non négligeable. . . . .	42
6.1.	Schéma d'observation du SMC par l'instrument ISOPHOT. Les différentes observations correspondent à des couleurs différentes. Pour chacune d'entre elles, le chemin parcouru au cours du temps est tracé. . . . .	49

6.2.	La carte ISOPHOT à 170 $\mu\text{m}$ après les étapes de réduction et une interpolation bilinéaire. Le champ plat a été corrigé efficacement pour les parties diffuses de la carte, mais on peut toujours voir de faibles effets dans les parties les plus brillantes. Les contours de l'avant-plan Galactique vu en HI sont superposés pour des densités de colonne de 2.6, 2.8, 3., 3.2, 3.4 et $3.6 \times 10^{20}$ atomes d'hydrogène.cm <sup>-2</sup> . . . . .	50
6.3.	cartes IRAS HiRes à 60 et 100 $\mu\text{m}$ (gauche et droite) du champ central du SMC. . . . .	51
6.4.	Mosaiques des données Spitzer/MIPS à 24, 70 et 160 $\mu\text{m}$ dans le SMC	52
6.5.	Comparaison des flux DIRBE aux flux ISOPHOT à 170 $\mu\text{m}$ et MIPS à 160 $\mu\text{m}$ convolués à la résolution DIRBE (en MJy.sr <sup>-1</sup> ), après intégration sur tout le SMC. Le corps noir modifié est ajusté sur les valeurs DIRBE uniquement et montre la validité de la photométrie ISOPHOT de même que le problème de calibration photométrique des données MIPS à 160 $\mu\text{m}$ . . . . .	53
6.6.	Comparison des valeurs à 160 $\mu\text{m}$ calculées à partir des flux DIRBE aux flux MIPS observés à 160 $\mu\text{m}$ . La corrélation est ajustée par une droite de pente 1.78 et un offset de -3.06 qui vont servir à recalibrer les données. . . . .	55
6.7.	Carte ISOPHOT à 170 $\mu\text{m}$ (à gauche) et carte ATCA/Parkes de la densité de colonne de HI en unité de $10^{20}$ atome d'hydrogène cm <sup>-2</sup> (à droite), après projection sur la grille HiRes et convolution pour être à la même résolution. Pour la carte ISOPHOT, les contours logarithmiques permettent de mieux voir les faibles structures et correspondent aux brillances à 11.2, 14.1, 17.8, 22.4, 28.2, 35.5, 44.7, 56.2, 70.8, 89.1 MJy/sr. . . . .	57
6.8.	Carte et histogramme des couleurs 100–170 $\mu\text{m}$ . Le fit gaussien et les résidus sont représentés par les lignes continues et pointillées. . . . .	59
6.9.	Carte et histogramme du rapport entre le flux à 170 microns et la densité de colonne de HI. Les régions vides correspondent aux régions où aucun rapport n'est calculé. Le contour correspond à $I_{170\mu\text{m}}/N_{HI} = 0.23\text{MJy}\text{cm}^2/\text{sr}$ . Les excès infrarouges sont concentrés près du corps principal du SMC. . . . .	59
6.10.	Histogramme du rapport entre le flux à 160 microns et la densité de colonne de HI. . . . .	61

6.11.	Distribution spectrale en énergie de l'émission de la poussière dans le milieu diffus du SMC et du voisinage solaire. Les brillances sont normalisées à une densité de colonne de gaz de $10^{20}\text{cm}^{-2}$ . Le spectre Galactique, représenté en bleu est composé des données COBE/FIRAS dans l'infrarouge lointain (Boulanger et al. 1996a) (avec le spectre correspondant des grains à l'équilibre thermique en ligne pointillée) et aux plus courtes longueurs d'ondes par les données COBE/DIRBE (Bernard et al. 1994) et Arome (données ballon; triangle à $3.3\mu\text{m}$ ; (Giard et al. 1994)). Un spectre ISOCAM (Boulanger et al. 1996b) normalisé à $12\mu\text{m}$ est aussi tracé. Le spectre du SMC contient les données Spitzer/MIPS (triangles), ISOPHOT (diamant) et IRAS (carrés) et le corps noir modifié ajusté sur les brillances à 100, 160 et $170\mu\text{m}$ .	62
6.12.	Meilleur ajustement du modèle de Désert et al. (1990) au spectre de l'émission de la poussière dans le milieu diffus du SMC. Les brillances sont normalisées à une densité de colonne du gaz de $10^{20}\text{cm}^{-2}$ . Les données IRAS, MIPS et ISOPHOT sont représentées par des carrés. L'ajustement du modèle (ligne continue) correspond à l'émission de 3 composantes de poussière : les PAHs (ligne en tirets), les très petits grains (ligne mixte), et les gros grains (lignes trois points-tiret).	63
7.1.	Carte ISOCAM dans le filtre LW2 de la région SMCB1. Les régions de formations d'étoiles étudiées, SMCB1 n°1 et 2 sont repérées par rapport à la carte ISOPHOT à $170\mu\text{m}$ de tout le SMC.	69
7.2.	Spectres CVF des régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 et n°2. Les bandes aromatiques des PAHs observées en émission sont mentionnées par des traits verticaux verts. Les raies du néon sont marquées par des traits verticaux bleus.	70
7.3.	Extraits du relevé Spitzer du SMC autour des régions SMCB1 n°1 et 2 : données MIPS à 160, 70 et $24\mu\text{m}$ (de gauche à droite)	71
7.4.	Distributions spectrales en énergie obtenues pour les régions de formation d'étoiles SMCB1 n°1 (en bleu) et n°2 (en rouge). La distribution spectrale obtenue pour le milieu diffus est affichée pour comparaison (en jaune).	72
8.1.	Abondances de différents ions et molécules pour un modèle de nuage moléculaire du SMC illuminé par un champ de rayonnement égal à dix fois celui du voisinage solaire. Les abscisses donnent l'extinction dans le visible et la distance par rapport à la surface du nuage. Les ordonnées donnent les abondances en nombre par rapport à la quantité totale d'atomes d'hydrogènes pour un modèle de faible densité (en haut) et un modèle de plus forte densité (en bas). Figure extraite de Lequeux et al. (1994)	90

9.1.	Profils en longitude de l'émission de la poussière à 1.2mm totale observée (trait plein noir, échelle de l'axe à droite) et de l'émission CO (ligne grise pointillée ; échelle de l'axe à gauche) pour l'anneau moléculaire Galactique. . . . .	99
9.2.	Rapports de l'émission millimétrique et de l'émission CO, $R$ , en fonction du flux millimétrique dans les environnements extragalactiques de la littérature (diamants bleus). La moyenne obtenue sur l'anneau moléculaire de la Voie Lactée (ligne pleine rouge) ainsi que les barres d'erreur à $1\sigma$ (traits pointillés rouges) sont tracés pour comparaison. . . . .	100
9.3.	Mosaïque SIMBA du sud du SMC. Les contours CO des régions étudiées sont superposés (en trait plein quand CO(2-1) existe, avec des traits mixtes quand on ne dispose que des données CO(1-0)). Les noms des régions de formation d'étoiles étudiées ici sont marquées. . . . .	101
9.4.	Spectre FIRAS du nuage moléculaire géant d'Orion. Ce spectre est bien ajusté par un corps noir modifié avec un indice spectral de 1.6 au dessus de $500 \mu\text{m}$ (courbe bleue). Une température est déterminée à partir du pic d'émission autour de $100 \mu\text{m}$ et est mentionné à la table 9.3. Le point rouge correspond à la valeur adoptée pour le flux à 1.2 mm. . . . .	104
9.5.	Rapports de l'émission millimétrique et de l'émission CO, $R$ , en fonction du flux millimétrique dans les nuages moléculaires du SMC (carrés verts) et leurs équivalents Galactiques locaux (triangles jaunes). La moyenne obtenue sur l'anneau moléculaire de la Voie Lactée (ligne pleine rouge) ainsi que les barres d'erreur à $1\sigma$ (traits pointillés rouges) sont tracés pour comparaison. . . . .	110
11.1.	Architecture de l'Observatoire Virtuel. L'observatoire virtuel regroupe tous les niveaux d'interaction représentés entre les chercheurs (en haut) et les données et services (en bas). La signification des principaux niveaux est décrite dans le texte . . . . .	133

11.2. Observations du plan de la Voie lactée à différentes longueurs d'onde (le centre Galactique est au centre de chaque image) à partir de divers relevés tout le ciel : télescopes radio au sol (Jodrell Bank, Bonn et Parkes), relevé Leiden-Dwingeloo à 21 cm, télescopes radio de Bonn et Parkes, relevé CO de Dame et al. (2001), données IRAS, MSX, OBE/DIRBE, relevé photographique de A. Mellinger, relevé du satellite ROSAT et enfin du satellite EGRET (de haut en bas). De haut en bas, ces cartes montrent principalement l'émission de particules énergétiques (dans le continuum radio), le gaz interstellaire neutre (raie de l'hydrogène neutre), le gaz chaud et ionisé, le gaz moléculaire (la densité d'hydrogène moléculaire est déduite de la raie CO(J=1-0)), la poussière interstellaire, l'émission diffuse des PAHs interstellaires et des étoiles particulières (jeunes enfouies, nébuleuses planétaires, ...), les géantes froides du disque et du bulbe, les étoiles proches et la diffusion interstellaire, le gaz chaud choqué et l'absorption par le gaz froid, et enfin des particules ou des événements très énergétiques (comme les pulsars). On observe clairement la différence structurelle de l'émission dans les différents domaines spectraux, traçant différents environnements et/ou différentes facettes du milieu observé. On voit aussi la différence instrumentale suivant les longueurs d'ondes : résolution, sensibilité, profondeur, couverture spatiale, ... Adapté d'un poster de l'ADF-NASA . . . . .	137
11.3. Logiciel prototype de l'AVO basé sur le logiciel Aladin . . . . .	138
12.1. Vérification photométrique de la carte IRAS HiRes à 100 $\mu\text{m}$ par comparaison à la carte IRIS correspondante après reprojexion sur la même grille, en utilisant Aladin et VOPlot. . . . .	148





# Liste des tableaux

1.1.	Cinq phases différentes du milieu interstellaire avec leur propriétés physique moyennes et les principaux traceurs de ces milieux . . . . .	10
1.2.	Abondances interstellaires standards normalisées à un million d'atomes d'hydrogène. Les abondances de la phases poussière sont déduites de la différence des abondances du Soleil (abondances cosmiques) et du gaz. Table construite à partir de Sofia & Meyer (2001a) . . . . .	12
1.3.	Contributions respectives des principales sources de production de poussière. Table adaptée de Boulanger et al. (2000). . . . .	15
6.1.	Abondances en masse par rapport à l'hydrogène dans le SMC et dans la Galaxie. La distribution de taille des grains est supposée être la même dans les deux cas. . . . .	63
7.1.	Flux des sources SMCB1 n° 1 et 2 mesurés dans les bandes MIPS à la résolution de 35". . . . .	72
7.2.	Paramètres et spectres correspondants aux meilleurs ajustement pour différentes densités de colonne d'hydrogène . . . . .	77
9.1.	Rapports des émissions de la poussière à 1.2mm et de l'émission CO calculés à partir de données de la littérature : (a) Dunne et al. (2000) (b) Lisenfeld et al. (2000) (c) Bianchi et al. (2000) (d) Böttner et al. (2003) (e) Kohle (1999) (f) Lisenfeld et al. (2002) . . . . .	98
9.2.	Caractéristiques des régions de formation d'étoiles étudiées telles qu'observées par SIMBA à 1.2 mm : pour chaque région, la taille et l'intensité à 1.2 mm sont marqués, de même que la contribution de l'émission libre-libre à 1.2 mm estimée à partir des données radio (quand une source radio est détectée à cette position) et la contribution de la raie CO(2-1) (avec l'intensité CO(2-1) à partir de laquelle la contribution est calculée). . . . .	102
9.3.	Flux millimétriques et CO(1-0) des nuages moléculaires géants dans notre Galaxie. La température de la poussière déduite de l'ajustement du spectre FIRAS est aussi indiquée. . . . .	104
9.4.	Flux millimétriques émis par les poussières et CO observés et rapport de ces flux pour chaque région (du SMC en haut et Galactiques en bas) . . . . .	108

- 10.1. Pour chaque nuage moléculaire, deux estimations différentes des masses des nuages sont montrées : la masse à partir des observations CO en utilisant le facteur  $X$  de conversion donné §10.1.2.1, et la masse déduite de l'émission de la poussière aux longueurs d'ondes millimétriques. Le rapport de ces deux estimations de la masse,  $f$ , à la dernière colonne met en valeur ces différences. . . . . 118
- 10.2. Pour chaque nuage moléculaire et pour chaque raie CO observée, deux estimations différentes des masses des nuages sont montrées : la masse virielle obtenue à partir des observations CO, et la masse déduite de l'émission de la poussière aux longueurs d'ondes millimétriques. Le rapport de ces deux estimations de la masse,  $f$ , à la dernière colonne met en valeur ces différences. Notes : (a) la carte CO était incomplète et donc le rayon de la région est inconnu. Dans le cas de LIRS36, on utilise le rayon observé pour la raie de CO(1-0) pour estimer la masse virielle. Dans le cas de Hodge 15, on utilise le rayon observé, même si le nuage n'est pas complètement échantillonné. (b) pour SMCB2 Nord et Sud les masses virielles sont obtenues pour chaque sous-nuage individuellement puis sommées. . . . . 120
- 10.3. Pour chaque nuage moléculaire, le rapport des énergies magnétique et gravitationnelle est obtenu à partir des facteurs  $f = M_{1.2mm}/M_{vir}$ . A partir de ces valeurs, on calcule les forces des énergies magnétiques  $|B|$  nécessaires pour supporter les nuages. Ces forces des champs magnétiques sont vues à la lumière des densités moyennes des nuages  $\langle n_H \rangle$ , calculées à partir de l'émission millimétrique observée et du rayon du nuage. . . . . 124
- 12.1. Tableau récapitulatif des outils non disponibles actuellement et nécessaires au traitement des sources étendues dans l'OV. Les fonctionnalités de ces outils sont rappelées et la dernière colonne indique si ces fonctionnalités sont spécifiques ou non aux études d'objets étendus. 152

## Résumé

Cette thèse est consacrée à la caractérisation du milieu interstellaire (MIS) dans le Petit Nuage de Magellan (SMC). Cette galaxie, modèle proche des galaxies aux premiers stades d'évolution, a une faible métallicité et un fort taux de formation d'étoiles.

Mes travaux sont consacrés en particulier à la définition des propriétés des poussières, du milieu diffus aux régions de formation stellaire du SMC. L'analyse et la modélisation de l'émission infrarouge dans ces environnements montre que (1) les grains sont globalement détruits dans le milieu diffus ; (2) la destruction des PAHs ne serait pas systématique dans le MIS de faible métallicité.

La seconde partie est dédiée à l'étude de l'émission millimétrique des poussières comme traceur du gaz moléculaire dans les nuages denses. La comparaison de ce traceur avec l'émission CO indique une dépendance linéaire avec la métallicité du facteur de conversion CO-vers-H<sub>2</sub>. D'autre part, les masses de nuages moléculaires locaux déduites de ce traceur sont compatibles avec celles obtenues à partir des observations CO. Cependant, dans le SMC on observe un excès systématique par rapport aux masses virielles. L'ajout d'un champ magnétique comme support partiel de ces nuages permet d'expliquer l'excès observé.

L'ensemble de mes travaux met en évidence une évolution du rapport gaz-sur-poussières dans le SMC. Dans le milieu diffus, les grains sont détruits par les nombreuses explosions de supernovae. Les éléments lourds réaccrètent sur les grains dans les régions plus denses.

Ces études se placent comme cas scientifiques d'utilisation de l'Observatoire Virtuel (OV). Dans ce cadre, j'ai construit une base de données sur les nuages de Magellan, prototype des bases de données d'équipe de l'OV. De plus, la formalisation des étapes de traitement et d'analyse effectuées me permet de spécifier les développements nécessaires à l'inclusion des objets étendus dans l'OV et de proposer des outils génériques.

## Abstract

This thesis is dedicated to the depiction of interstellar medium (ISM) in the Small Magellanic Cloud (SMC). This galaxy, a nearby template of galaxies at their early stages, has a low metallicity and a high star formation rate.

This work focuses on dust properties from the diffuse medium to star forming regions in the SMC. Analysis and modelling of the infrared emission in these environments show that (1) the grains are globally destroyed in the diffuse medium ; (2) PAHs destruction could not be a systematic characteristic of low metallicity ISM.

A second part aims at studying the millimeter dust emission as a molecular gas tracer in dense clouds. Its comparison with CO observations, points towards a linear evolution of the CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor with metallicity. Masses obtained from this tracer for the local molecular clouds agree with those obtained from CO observations. For the molecular clouds of the SMC, a systematic excess is observed with respect to virial masses. It can be explained by an additional support of the cloud by magnetic fields.

Jointly, these studies show an evolution of the gas-to-dust ratio in the SMC. In the diffuse medium, grains are destroyed by the numerous supernovae explosions. Heavy elements reaccumulate on dust in the denser regions.

These studies stand as scientific cases of the Virtual Observatory (VO) use. In this context, a data base on the Magellanic Clouds was build, which is a prototype of team's data bases in the VO. Furthermore, describing the processing and analysis steps allows the statement of necessary developments for the inclusion of extended objects in the VO and generic tools were proposed.