

Ecole Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

THÈSE

présentée pour obtenir
le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD 11
spécialité : ASTROPHYSIQUE

par

MATHIEU COMPIÈGNE

ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION DES POUSSIÈRES
INTERSTELLAIRES DANS LES RÉGIONS DOMINÉES PAR LE
RAYONNEMENT



Soutenue à l'Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

Illustration de couverture :

Région environnante du nuage moléculaire L1630 dans le complexe moléculaire d'Orion B.



Ecole Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

THÈSE

présentée pour obtenir
le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD 11
spécialité : ASTROPHYSIQUE

par

MATHIEU COMPIÈGNE

ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION DES POUSSIÈRES
INTERSTELLAIRES DANS LES RÉGIONS DOMINÉES PAR LE
RAYONNEMENT

Soutenue le 9 mars 2007 devant le jury :

Guillaume Pineau des Forêts	Président
François-Xavier Désert	Rapporteur
Malcolm Walmsley	Rapporteur
Martin Giard	Examineur
Suzanne Madden	Examinatrice
Alain Abergel	Directeur de thèse

Remerciements

Je suis très fier et très heureux d'avoir accompli ce projet qui a tenu une place importante dans ma vie durant sa réalisation et qui constitue la fin de mes études. Je voudrais remercier ici les personnes qui ont contribué à cet aboutissement.

Alain est évidemment la personne qui a le plus participé à la réussite de mon travail de thèse. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée lorsque je me suis présenté à la fin du DEA pour commencer une thèse sur le sujet qu'il proposait. Alain a été un directeur de thèse très présent et très attentif. Il m'a enseigné le métier de chercheur et particulièrement la rigueur scientifique en m'apprenant à remettre en question mes résultats et mes idées. Je te remercie Alain de m'avoir aidé durant ce bout de chemin qui a été pour moi enrichissant tant sur le plan personnel que professionnel.

Je tiens également à remercier Suzanne Madden qui a encadré mon stage de fin de DEA. Ce stage a constitué ma première expérience en tant que chercheur. Merci Suzanne de m'avoir encadré durant ces premiers pas.

Je remercie tous les chercheurs du groupe « milieu interstellaire et cosmologie » de l'IAS. Ce groupe offre un environnement de travail tout aussi motivant qu'agréable. Je remercie en particulier Laurent Verstraete, Emilie Habart, François Boulanger, Anthony Jones, Emmanuel Dartois, Marc-Antoine Miville-Deschênes et Olivier Forni qui ont été disponibles lorsque j'avais besoin de discuter, de confronter mon point de vue ou lorsque j'avais besoin d'une impulsion nouvelle pour avancer. La complémentarité de leurs connaissances et de leurs compétences constitue une manne intellectuelle très précieuse pour un thésard.

Je remercie aussi les nombreux autres chercheurs qui m'ont écouté et aidé durant ces années. En particulier, je remercie Christine Joblin avec laquelle j'ai pu avoir des discussions enrichissantes et qui pilote le programme m'ayant permis d'obtenir les observations qui ont constituées le "carburant" de ma thèse.

Je remercie les membres de mon jury d'avoir accepté d'examiner mon travail et d'y avoir consacré du temps. Je remercie en particulier mes rapporteurs Malcolm Walmsley et François-Xavier Désert dont les critiques constructives m'ont permis de prendre du recul sur mon travail et ainsi de l'améliorer.

Un grand merci à tous les enseignants qui m'ont aidé jusqu'ici. Je remercie tout particulièrement Robert Bouzerar et Jean-Luc Dellis pour la motivation et l'ambition qu'ils m'ont communiquées. Je n'en serais pas là sans eux et leur en suis reconnaissant.

La thèse étant un marathon qui se termine par un sprint très long, les relations et soutiens mutuels entre thésards sont primordiaux. Je remercie donc tous ceux que j'ai côtoyés pendant cette épreuve et particulièrement mes collègues de bureau, Nicolas, Pierre, Maud et Aline et de café, Alex. Une mention spéciale à Doug et Seb qui sont devenus des amis chers, présents durant les bons et les moins bons moments de cette thèse.

Je remercie également tous mes amis (non astrophysiciens), particulièrement Émilien, Cédric, les Dos, et autres Grand-Laverois ou Amienois pour leur attention et les moments passés avec eux qui sont une source intarissable de bonne humeur et de joie de vivre.

Tout au long de mes études, mes parents m'ont soutenu dans mes décisions sans les remettre en question marquant ainsi la confiance qu'ils ont en moi. Cela peut se résumer par « Fais ce que tu veux, mais fais le bien ». Mon frère, ma soeur et mes parents m'ont toujours épaulé et encouragé durant mes études (surtout pendant la période des examens...) et pendant la rédaction. Papa, maman, Thomas, Pauline, je vous aime.

Enfin, Camille a été la première touchée par mes baisses de moral ou mes sautes d'humeur lorsque l'avancement de mon travail se faisait plus difficile. Elles m'ont donné un soutien indispensable dans ces moments pénibles et en particulier pendant la rédaction de ce manuscrit qu'elle a relu entièrement. Tu es ma force, je t'aime.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 Le milieu interstellaire	5
1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire	5
1.2 Les régions dominées par le rayonnement	8
1.2.1 Les régions HII	9
1.2.2 Les régions de photodissociation	9
1.3 Abondance et déplétion des éléments	12
Chapitre 2 Les poussières interstellaires	15
2.1 Extinction du rayonnement	15
2.1.1 Diffusion du rayonnement	19
2.1.2 Les “bandes interstellaires diffuses”	20
2.1.3 Absorption infrarouge et manteaux de glace	21
2.2 Émission des poussières	21
2.2.1 Les grains à l’équilibre thermique avec le rayonnement	22
2.2.2 Le chauffage stochastique ou impulsif	24
2.2.3 Les bandes d’émission infrarouge	25
2.2.4 L’émission rouge étendue	28
2.3 Polarisation et alignement des grains	29
2.4 Cycle des poussières interstellaires	29
2.4.1 Formation des poussières	30
2.4.2 Processus d’évolution des poussières dans le milieu interstellaire	31
2.4.3 Evolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire	32
2.4.4 Variation du spectre IR moyen dans les PDRs	33
Chapitre 3 Le télescope spatial Spitzer	35
3.1 Le satellite Spitzer	36
3.1.1 Le lancement “à chaud” et l’assemblage cryogénique	36

3.1.2	L'orbite "Earth trailing", contraintes de pointage	38
3.1.3	Le pointage : Fonctionnement et précision	39
3.1.4	La répartition du temps d'observation	40
3.2	Le télescope et les instruments	40
3.2.1	L' "Infrared Array Camera" (IRAC)	42
3.2.2	Le "Multiband Imaging Photometer for Spitzer" (MIPS)	45
3.2.3	L' "Infrared Spectrograph" (IRS)	45
Chapitre 4 Les données IRS		53
4.1	Le traitement des données IRS par le "Spitzer Science Center"	54
4.1.1	Description de la chaîne de traitement "Basic Calibrated Data"	54
4.2	La chaîne de traitement "IAS"	59
4.2.1	Construction de cube de spectro-imagerie	59
4.2.2	La soustraction de l'émission zodiacale	61
4.2.3	L'étalonnage photométrique	62
4.3	Inter-étalonnage IRS - ISOCAM	64
Chapitre 5 Émission des bandes aromatiques dans les régions HII		69
5.1	Les PAHs dans les régions HII	69
5.2	Article : l'émission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval	70
5.3	Résultats et conclusion	80
Chapitre 6 Modélisation de l'émission des poussières		83
6.1	Introduction aux modèles de poussières	83
6.2	Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)	85
6.3	Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS	89
6.3.1	Évolution des sections efficaces des PAHs	89
6.3.2	Évolution des sections efficaces des VSGs	92
6.3.3	Le modèle DUSTIAS	92
6.4	Perspectives d'évolution du modèle DUSTIAS	95
Chapitre 7 Modélisation de l'émission des poussières dans les PDRs		99
7.1	Modèle plan-parallèle de transfert de rayonnement	100
7.2	Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval	104
7.2.1	Description de la Tête de Cheval et définition des paramètres du modèle	104
7.2.2	Comparaison des coupes modélisées et observées	106
7.2.3	Comparaison des spectres modélisé et observé	109
7.2.4	Interprétation des différences d'abondance relative	112

7.2.5	Différences spectroscopiques entre le modèle et les données	116
7.3	Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023	117
7.3.1	Modèle à géométrie sphérique	118
7.3.2	NGC2023 nord, contrainte sur le profil de densité	119
7.3.3	Modélisation d'une coupe dans les données ISOCAM-LW, définition du profil de densité	122
7.3.4	Rapport d'émission 5-8.5 μm / 12-18 μm	127
7.3.5	Evolution du spectre 5 et 35 μm	130
7.3.6	Interprétation des variations d'abondance relative	135
7.4	Conclusion	138
7.4.1	La Tête de Cheval	138
7.4.2	NGC2023 nord	138
7.4.3	Les processus responsables des variations	139
Conclusion		141
Annexes		145
Annexe A Intégration des grandeurs physiques en géométrie sphérique pour NGC2023		145
A.1	Intégration de l'émissivité	145
A.2	Intégration des paramètres physiques (n_{H} , χ)	146
Annexe B Liste des acronymes		149
Annexe C Publications et communications		151
C.1	Publications dans des revues à comité de lecture	151
C.2	Publications suite à des conférences	151
C.3	Communications	152
C.3.1	Orales	152
C.3.2	Posters	152
Table des figures		153
Bibliographie		157

Introduction

Les quelques milliers d'étoiles visibles à l'oeil nu ne représentent qu'une très petite fraction de la centaine de milliards dont est constituée notre galaxie, la Voie Lactée. Ces étoiles forment un disque en rotation qui mesure environ 30 kpc de diamètre pour une épaisseur d'environ 1 kpc. Elles représentent $\sim 90\%$ de la masse visible de la Galaxie et n'occupe qu'une infime fraction de son volume qui est occupé par les $\sim 10\%$ de la masse restante : le milieu interstellaire. Le milieu interstellaire est donc la matière diffuse qui baigne les étoiles d'une galaxie. Ce milieu diffus constitué de gaz et de poussière intimement mélangés joue un rôle fondamental dans l'évolution de la matière. Il est le réservoir duquel naissent les étoiles et dans lequel celles-ci rejettent, à leur mort, la matière qu'elles ont enrichie en éléments lourds par réaction thermonucléaire.

L'évolution du milieu interstellaire est fortement reliée à la formation et à l'évolution stellaire. Les poussières évoluent selon les conditions physiques dans lesquelles elles se trouvent. L'étude des propriétés des poussières et de leur évolution est essentiel, car bien qu'elles ne représentent qu'environ 1% de la masse du milieu interstellaire, ces dernières jouent un rôle très important dans les processus physiques et chimiques du milieu interstellaire. Près de la moitié de l'énergie rayonnée par les étoiles dans l'ultraviolet, le visible et l'infrarouge proche est absorbée par les poussières et réémise à des longueurs d'onde plus grandes. Une chimie complexe se développe à la surface des poussières et notamment la formation de la molécule H_2 qui est la plus abondante de l'Univers. Les poussières dominent le chauffage du gaz dans le milieu interstellaire diffus via l'effet photoélectrique. Elles écrantent le rayonnement dissociant des étoiles, permettant ainsi la survie des molécules. Les très petites particules sont particulièrement importantes pour ces processus.

Les régions de photodissociation (PDR pour Photodissociation Region) sont des nuages moléculaires éclairés par une ou plusieurs étoiles jeunes. Ces régions sont intéressantes à plus d'un titre pour l'étude de la matière interstellaire. D'abord, la densité de matière élevée et le champ de rayonnement intense en font des objets brillants dont l'émission des différentes espèces de gaz et de poussière est facilement détectable. Ensuite, ces régions présentent de forts gradients des conditions physiques (densité et état de la matière, intensité et dureté du rayonnement). Elles sont donc a priori le lieu où des processus d'évolution

de la matière sont très actifs. Le gaz est successivement ionisé¹, atomique et moléculaire en fonction de la profondeur dans le nuage. Au travers de ces couches successives, il faut s'attendre à ce que les propriétés des poussières évoluent dans les PDRs. L'observation de cette évolution reliée aux conditions physiques dans lesquelles elle a lieu, constitue une opportunité de mieux comprendre (i) les processus qui en sont responsables, (ii) le lien qui unit les différentes populations des poussières, (iii) la nature de chacune de ces populations ou encore (iv) les processus d'interaction gaz-grains tels que la formation de H₂ et le chauffage photoélectrique.

Les très petites particules sont chauffées stochastiquement à des températures élevées et émettent dans le domaine de l'infrarouge proche et moyen. Le satellite "Infrared Space Observatory" (ISO) lancé en 1995 par l'agence spatiale européenne a fourni durant ses 2.5 ans d'exploitation une moisson d'observations des très petites particules et en particulier des bandes d'émission aromatiques entre 5 et 17 μm . Ces observations ont notamment permis de mettre en évidence l'évolution du spectre d'émission des très petites particules au travers des PDRs. Successeur d'ISO, le satellite Spitzer qui a été lancé en août 2003 par la NASA, offre la possibilité d'étendre l'observation des ces très petites particules grâce à une meilleure sensibilité et à ses capacités spectroscopiques fournies par l'instrument "Infrared Spectrograph" (IRS). Cet observatoire nous a permis de construire un programme d'observation de spectro-imagerie d'un grand nombre de PDRs entre 5 et 35 μm en incluant des PDRs peu brillantes. La richesse de cette gamme de longueur d'onde (bandes aromatiques et continuum des très petites particules, raies d'émission de H₂, raies de structure fine du gaz ionisé) permet l'étude de l'évolution des propriétés du gaz et des très petites particules dans ces objets.

Ma thèse qui a commencée en octobre 2003 à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) a pour objet l'étude de l'évolution des poussières, notamment des très petites particules, dans les régions dominées par le rayonnement. La réduction, l'étalonnage, l'interprétation et la modélisation d'observations spectroscopiques du satellite Spitzer a constitué le cœur de mon travail de thèse. Les données IRS avec lesquelles j'ai travaillé sont issues du programme d'observation "SPEC-PDR" que je décrirai au chapitre 4. J'ai pris la responsabilité de la modélisation de l'émission des poussières dans les PDRs, en lien avec ce programme. Cette modélisation est principalement motivée par la compréhension et la prise en compte des effets liés au transfert de rayonnement dans les variations du spectre d'émission des très petites particules observées au travers des PDRs. J'ai mis à jour le modèle d'émission des poussières de Désert et al. (1990) et développé un modèle de transfert de rayonnement qui utilise les propriétés optiques des poussières du modèle d'émission. J'ai ainsi pu mettre en évidence les variations des propriétés des très petites particules dans les PDRs

¹Nous parlons de région HII quand l'hydrogène est ionisé et de PDR quand il est atomique ou moléculaire.

en comparant les résultats du modèle aux données IRS et ISOCAM. Les données IRS m'ont également amené à travailler sur la présence et les propriétés des porteurs de bandes aromatiques dans les régions HII.

Le premier chapitre présente le milieu interstellaire et plus particulièrement les régions de photodissociation, les régions HII et les notions d'abondance et de déplétion des éléments. Le chapitre 2 est une introduction aux poussières interstellaires, notamment à leurs propriétés d'extinction et d'émission et à leur évolution dans le milieu interstellaire. Dans le chapitre 3, je décris la mission Spitzer et ses trois instruments, notamment IRS dont j'ai utilisé les données. Le chapitre 4 est consacré aux données IRS. J'y présente le traitement des données effectué par le "Spitzer Science Center" ainsi que la chaîne de traitement développée à l'IAS qui permet la construction de cubes de spectro-imagerie et l'étalonnage photométrique de l'émission des sources étendues. Je présente également l'inter-étalonnage de ces données avec les données ISOCAM en bandes larges, qui a permis de valider la chaîne de traitement. Le chapitre 5 traite de l'étude des porteurs de bandes aromatiques dans la région HII à l'avant de la Tête de Cheval. Ce chapitre s'articule autour de l'article qui rapporte la détection de ces porteurs et l'étude de leurs propriétés dans cette région HII. Les chapitres 6 et 7 sont consacrés au travail de modélisation. Le chapitre 6 décrit les mises à jour apportées au modèle de Désert et al. (1990). Dans le chapitre 7, je présente le modèle de transfert de rayonnement que j'ai développé et la modélisation de l'émission des poussières au travers des PDRs de la Tête de Cheval et NGC2023 nord. Les résultats du modèles sont comparés aux données IRS et ISOCAM et permettent de mettre en évidence l'évolution des propriétés des très petites particules dans ces PDRs ainsi que de tester différents processus physiques qui pourraient expliquer cette évolution.

Chapitre 1

Le milieu interstellaire

Sommaire

1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire	5
1.2 Les régions dominées par le rayonnement	8
1.2.1 Les régions HII	9
1.2.2 Les régions de photodissociation	9
1.3 Abondance et déplétion des éléments	12

Le milieu interstellaire (MIS) est structuré sur une très large gamme d'échelles spatiales qui va de quelques unités astronomiques ($\sim 10^{13}$ cm) au millier de parsecs ($\sim 10^{21}$ cm, bras spiraux de la Galaxie). Constitué de gaz et de poussière presque toujours intimement mêlés, le MIS présente une large gamme de conditions physiques. Les propriétés du MIS sont gouvernées par l'interaction avec le rayonnement stellaire, les rayons cosmiques, les chocs, les champs magnétique et gravitationnel et la turbulence. Sa structuration est indissociable de l'évolution stellaire. Ainsi les structures les plus denses et froides qui s'effondrent gravitationnellement donnent naissance à de nouvelles étoiles et les structures les plus ténues et chaudes sont le résultat de l'explosion de supernovae. Cette introduction au milieu interstellaire est très inspirée des ouvrages de Dopita & Sutherland (2003) et Lequeux (2005b).

1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire

Suivant le travail de McKee & Ostriker (1977) (pour une revue, on pourra se reporter à Cox, 2005), on considère de façon très schématique que le milieu interstellaire est séparé en différentes composantes caractérisées par leur température et densité ainsi que par l'état dans lequel se trouve l'hydrogène : ionisé, atomique ou moléculaire. L'hydrogène constitue en effet 70% de la masse du MIS. Ces composantes, aussi appelées "phases", et leurs pro-

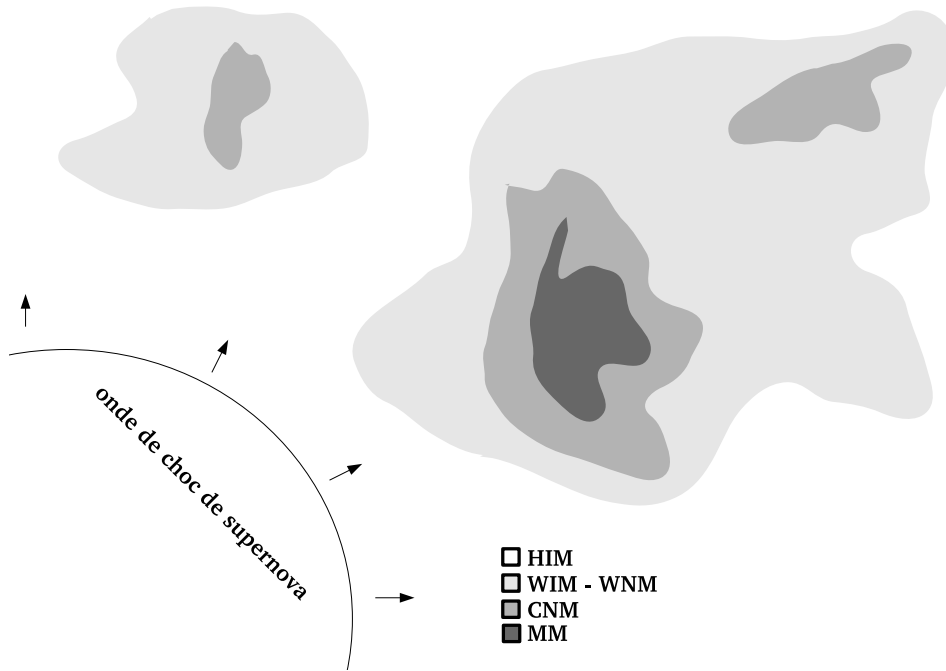


FIG. 1.1 – Représentation idéalisée de la structure des milieux diffus et denses du milieu interstellaire. Ce schéma est plutôt représentatif du MIS proche du plan galactique car le MIS de haute latitude galactique est dominé en volume par le HIM.

Phase	T(K)	n_H (cm ⁻³)	Volume %	principaux traceurs
Milieu moléculaire (MM)	5 - 30	$> 10^3$	~ 1	CO
Milieu neutre froid (CNM)	10 - 100	$10 - 10^3$	1 - 4	HI absorption
Milieu neutre tiède (WNM)	~ 6000	~ 0.3	30 - 60	HI émission
Milieu ionisé tiède (WIM)	~ 10^4	~ 0.3	~ 20	H α
Milieu ionisé chaud (HIM)	~ 10^6	$< 10^{-2}$	20 - 50	rayons X, UV

TAB. 1.1 – Cinq phases du MIS avec leurs propriétés et leurs principaux traceurs.

propriétés physiques sont résumées dans le tableau 1.1 et schématisées sur la figure 1.1. Nous pouvons distinguer :

- Le milieu moléculaire (MM). Bien que n'occupant qu'une faible fraction du volume du MIS, cette phase en constitue une fraction importante de la masse (~ 30%) en raison de sa densité élevée. Elle est froide et on la trouve sous la forme de nuages qui peuvent avoir une taille de plusieurs dizaines de parsecs au maximum. Ces nuages sont souvent liés gravitationnellement et peuvent s'effondrer sur eux-mêmes pour former de nouvelles étoiles lorsque leur masse dépasse une masse critique (masse de Jeans). Les profondeurs de ces nuages sont écrantées du rayonnement stellaire et le

1.1. Les différentes phases du milieu interstellaire

chauffage est alors principalement dû aux rayons cosmiques et aux collisions grains-gaz. Notons que le MM a généralement une pression plus élevée que celle des autres phases. Notons enfin que dans les parties les plus denses, des manteaux de glace se forment à la surface des poussières faisant ainsi diminuer l'abondance des molécules impliquées dans la phase gazeuse (§ 2.1.3).

- Le milieu neutre froid (CNM). Cette phase est distribuée en nuages et filaments assez denses et froids qui occupent quelques pourcents du volume du MIS. On la trouve également autour des nuages moléculaires. Elle n'est pas gravitationnellement liée et est approximativement à l'équilibre de pression avec les autres phases. Cette phase comme la phase WNM est chauffée principalement par l'effet photoélectrique sur les grains.
- Le milieu neutre tiède (WNM). Cette phase occupe une partie importante du volume. La séparation entre celle-ci et la phase WIM est plutôt floue et ne tient qu'à la fraction d'ionisation de l'hydrogène. Notons que si la densité de cette phase est généralement de $\sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$, elle peut être plus élevée dans un volume restreint autour des régions HII qui entourent les étoiles jeunes (régions de photodissociation).
- Le milieu ionisé tiède (WIM). Cette phase occupe également un volume assez important ($\sim 15\%$) quand elle est détectée loin des régions de formation d'étoiles. Elle peut être plus particulièrement associée aux régions HII (2-4% du volume) qui sont photo-ionisées par le rayonnement d'étoiles jeunes proches et qui peuvent être assez denses.
- Le milieu ionisé chaud (HIM). Cette phase très peu dense qui occupe une fraction importante du volume est chauffée par les ondes de chocs de supernova à des températures supérieures au million de degrés. Les chocs se propagent en effet plus facilement dans un milieu peu dense et peuvent alors chauffer un volume considérable du MIS. Le temps de refroidissement de cette phase est très long en raison de sa faible densité. Cette phase occupe une fraction relativement restreinte du volume près du plan de la galaxie. Hors du plan, elle occupe la majeure partie du volume.

Il ne faut pas perdre de vue que dans la réalité, la séparation entre ces composantes n'est pas claire, en particulier comme nous l'avons déjà mentionné, pour les phases WNM et WIM. Le MIS est en effet agité par des vents stellaires ou autres supernovae, ce qui provoque un certain mélange de ces phases.

Pour un gaz parfait, nous avons $P/k = nT$ où P est la pression, n est la densité, k est la constante de Boltzmann et T est la température. Ainsi à l'équilibre de pression entre les différentes phases nous devrions trouver une valeur constante de nT . On observe en

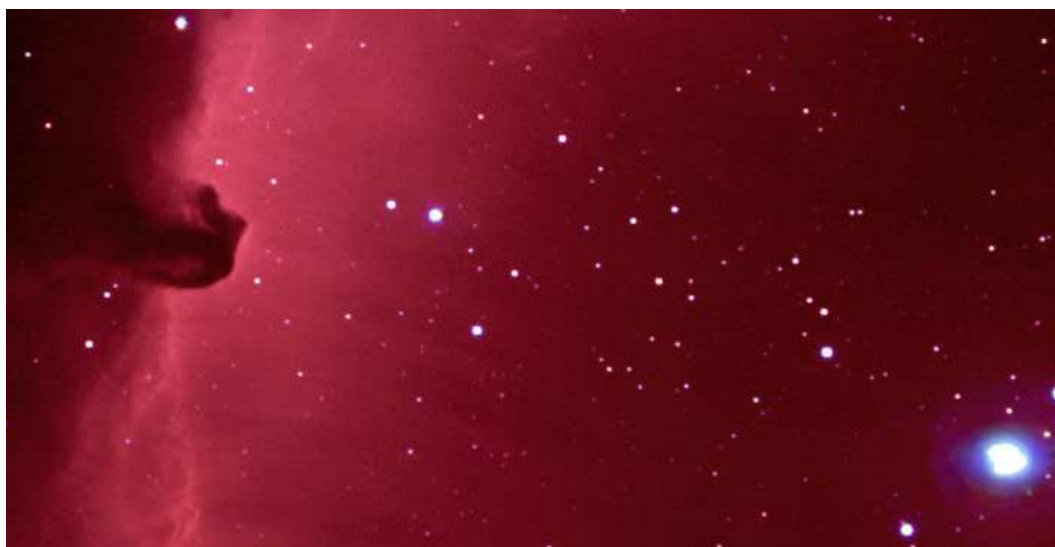


FIG. 1.2 – La Tête de Cheval et le système binaire σ Orionis (en bas à droite sur la photo) en visible. Le gaz situé entre le nuage dense et l'étoile se trouve sous forme ionisé. L'émission rouge est l'émission $H\alpha$ (transition α de la série de Balmer, 6563 Å) qui trace la recombinaison électronique de l'hydrogène. Le nuage moléculaire L1630 dont la Tête de Cheval fait partie se trouve à gauche. Il apparaît sombre en raison de l'extinction du rayonnement par les poussières.

moyenne dans le MIS une valeur de $\sim 2000 - 6000 \text{ K cm}^{-3}$. Cependant, l'équilibre de pression n'est généralement pas établi. De plus, la pression magnétique peut être du même ordre de grandeur que la pression thermique. Notons que si les nuages de la phase MM peuvent être liés gravitationnellement, les nuages des phases CNM, WNM et WIM sont maintenus par la pression (magnétique, thermique, turbulente) du milieu qui les entoure.

1.2 Les régions dominées par le rayonnement

Dans cette thèse, nous nous intéresserons particulièrement à l'évolution des poussières dans les régions dominées par le rayonnement que sont les régions de photodissociation et les régions HII. L'appellation de région de photodissociation (PDR pour Photodissociation Region)² désigne de manière générale toutes les régions neutres du MIS où les processus chimiques et physiques sont gouvernés par les photons d'énergie $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$. Là encore, nous entendons par région neutre, les régions pour lesquelles l'hydrogène n'est pas ionisé. La désignation PDR englobe donc une grande partie du gaz atomique et moléculaire. Pour une revue sur les PDRs, on pourra se reporter à Hollenbach & Tielens (1997, 1999). Nous nous intéresserons en particulier aux PDRs denses et régions HII associées qui apparaissent lorsque'un nuage moléculaire est éclairé par une (ou plusieurs) étoile(s) jeune(s). La figure 1.2 donne une illustration de ce type de région.

²Notons que l'acronyme PDR est parfois utilisé pour *PhotoDominated Region*, ce qui n'est pas le cas ici.

1.2. Les régions dominées par le rayonnement

1.2.1 Les régions HII

Une région HII est le résultat de la présence d'une (ou plusieurs) étoile(s) chaude(s) (étoiles O et B) qui émet(tent) un flux important de photons d'énergie $h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$ capables d'ioniser l'hydrogène. Comme nous l'avons déjà mentionné, ce type de région est associée à la phase WIM. Les régions HII ont généralement une pression supérieure à celle des phases voisines et sont donc en expansion. Le volume de gaz qu'une étoile peut maintenir ionisé est limité par le taux de recombinaison qui à l'équilibre est égal au taux de photoionisation. Ce volume dépend du taux d'émission de photons ionisants S_* ($h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$) émis par l'étoile. Dans le cas idéal d'une étoile plongée dans un gaz de densité uniforme n , ce volume est une sphère (la sphère de Strömgen) dont le rayon est

$$R_S = \left[\frac{3 S_*}{4\pi n^2 \alpha} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (1.1)$$

où

$$\alpha = 1.627 \cdot 10^{-13} T_4^{-1/2} (1 - 1.657 \log T_4 + 0.584 T_4^{1/3}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.2)$$

est le coefficient de recombinaison et $T_4 = T/10^4 \text{ K}$ (Hummer & Seaton, 1963). La température d'une région HII est typiquement de 10^4 K , si bien que nous avons alors $\alpha \sim 2.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Pour les valeurs de S_* en fonction du type spectral de l'étoile, on peut se reporter à Schaerer & De Koter (1997). A titre indicatif, pour une densité de $n_H = 10^3 \text{ H cm}^{-3}$ et une étoile de type O5V ($T_{\text{eff}} \sim 46000 \text{ K}$, $S_* = 3 \cdot 10^{49} \text{ s}^{-1}$), on a $R_S = 3.03 \cdot 10^{18} \text{ cm} \sim 1 \text{ pc}$. Au-delà de la sphère de Strömgen, il n'y a plus de photon ionisant ($h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$) et nous nous trouvons alors dans la région de photodissociation.

La température du gaz dans une région HII dépend au premier ordre de la température de l'étoile excitatrice et de la métallicité. En effet, le chauffage y est dominé par la photoionisation de l'hydrogène. Or le taux de photoionisation et l'énergie moyenne des photoélectrons dépendent du type spectrale de l'étoile. Le refroidissement quant à lui y est dominé par l'émission dans les raies de transitions interdites des ions d'éléments lourds (e. g. Ferland, 2003).

1.2.2 Les régions de photodissociation

Les régions de photodissociation sont caractérisées observationnellement par une forte intensité de l'émission IR et submillimétrique, particulièrement des raies de structure fine [CII] $158 \mu\text{m}$ et [OI] $63 \mu\text{m}$, des raies de rotation-vibration et de rotation pure de H_2 , des raies de CO, des bandes aromatiques et du continuum des poussières (voir section 2.2 pour l'émission des poussières). Les raies de structure fine de [CII] et [OI] sont de bons agents de refroidissement car les niveaux de structure fine sont proches du niveau fondamentale, donc facilement excitables et que l'oxygène et le carbone sont abondants. La forte intensité de l'émission IR des PDRs est le résultat de la présence simultanée d'une forte densité et

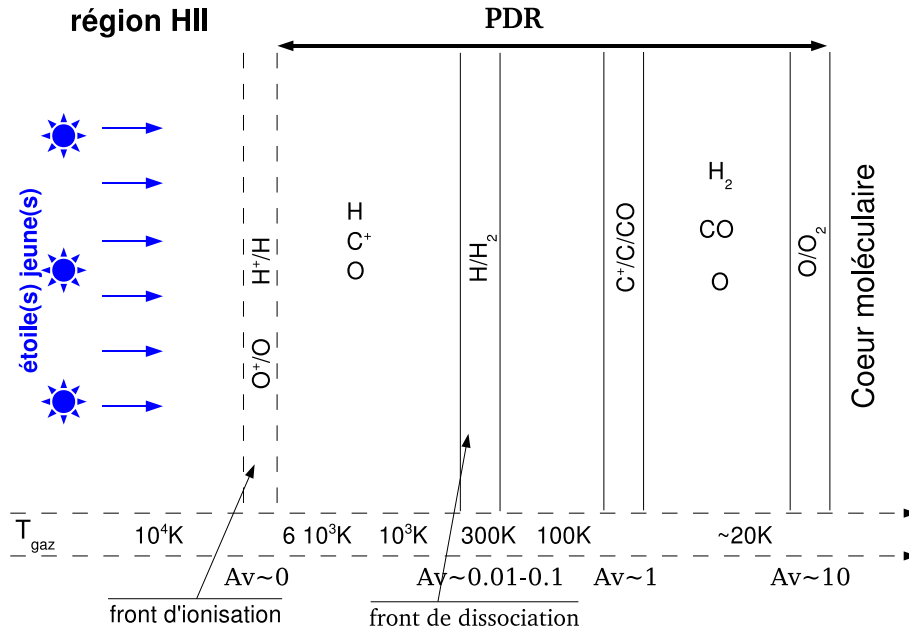


FIG. 1.3 – Schéma de la structure d'une PDR depuis la région HII jusqu'à l'intérieur du nuage moléculaire (cœur moléculaire). On y voit la température du gaz pour les différentes profondeurs. Inspiré de Lequeux (2005b).

d'un champ excitateur intense.

Comme nous le verrons dans la suite (§2.1), les poussières absorbent efficacement le rayonnement UV-visible (absorption continuum) qui devient alors moins dur et moins intense à mesure que nous pénétrons vers les couches profondes du nuage dense. Nous quantifions l'extinction avec la grandeur A_V qui rend compte de la diminution en magnitude de l'intensité du rayonnement à la longueur d'onde 5500\AA . L'absorption du rayonnement par les espèces gazeuses (absorption dans des raies) a également un rôle important notamment pour H_2 et CO. Notons que l'absorption de photons UV par ces molécules entraîne environ 1 fois sur 10 la dissociation de ces dernières. L'épaisseur optique des raies conduit à un auto-écranage des molécules de H_2 et de CO situées à l'intérieur du nuage. Ce phénomène est particulièrement important pour H_2 . Il devient notable dès $N_{\text{H}_2} = 10^{14} \text{cm}^{-2}$ et total pour $N_{\text{H}_2} = 10^{20} \text{cm}^{-2}$. Il y a donc une stratification depuis les couches externes dans lesquelles le rayonnement photodissociant empêche l'apparition de molécules jusqu'aux couches profondes où ce rayonnement est éteint. La figure 1.3 résume par une vue schématique cette stratification.

Les principales transitions sont celles qui impliquent H, C et O. L'hydrogène se trouve à l'état atomique entre le front d'ionisation ($A_V \sim 0$) et une profondeur de $A_V \sim 0.01-0.1$ à

1.2. Les régions dominées par le rayonnement

laquelle il devient moléculaire. L'auto-écranage détermine la position (i. e. la profondeur) de la transition H/H_2 lorsque $\chi/n_{\text{H}} \lesssim 0.01 - 0.1 \text{ cm}^3$ (Hollenbach & Tielens, 1997) (χ est l'intensité du champ de rayonnement en unité de champ de Habing, 1968). En raison de l'auto-écranage, la densité de colonne de H_2 augmente rapidement et la transition de H/H_2 est assez brutale. La formation de H_2 se fait à la surface des grains car son taux de formation en phase gazeuse est extrêmement faible dans les conditions du milieu interstellaire. En effet, cette dernière nécessite une réaction à trois corps qui est très improbable pour les densités du MIS. L'énergie de seconde ionisation du carbone est de 24.38 eV, si bien que celui-ci se trouve sous la forme C^+ au front d'ionisation et dans une partie de la région HII. A une profondeur de $A_V \sim 1$, C^+ se recombine pour devenir atomique et se transforme en CO à peu près à la même profondeur. L'oxygène se trouve partout sous forme atomique dans la PDR. Son abondance diminue légèrement en raison de la formation de CO à $A_V \sim 1$.

Le chauffage du gaz dans la PDR est dominé par l'effet photoélectrique sur les poussières et par les processus liés à H_2 (formation et absorption des photons UV). La formation de H_2 à la surface des grains est une réaction exothermique ($\Delta E = -4.48 \text{ eV}$). Une fraction de cette énergie est communiquée sous forme d'énergie cinétique à la molécule formée qui chauffera alors le gaz. Une autre fraction de l'énergie est également communiquée à la molécule mais sous forme d'excitation rotationnelle et vibrationnelle. La molécule peut alors chauffer le gaz en se désexcitant collisionnellement. L'absorption de photons UV par la molécule H_2 peut également chauffer le gaz. Cette absorption excite électroniquement la molécule qui se désexcite dans 10% des cas vers le continuum vibrationnel de l'état électronique fondamental donnant lieu à la dissociation et dans 90% des cas vers un niveau vibrationnellement excité de l'état électronique fondamental. Si la densité est assez élevée ($n \gtrsim n_{\text{cr}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$), la désexcitation peut être collisionnelle, chauffant ainsi le gaz. Les autres mécanismes de chauffage tels que le chauffage par les rayons cosmiques ou le chauffage par collision sur les poussières, ne deviennent importants qu'à des profondeurs élevées dans la PDR.

Le refroidissement est dominé par les raies de structure fine (e. g. $[\text{OI}] 63\mu\text{m}$ et $146\mu\text{m}$, $[\text{CII}] 158\mu\text{m}$, $[\text{SiII}] 35\mu\text{m}$ et $[\text{CI}] 609\mu\text{m}$ et $370\mu\text{m}$), par les raies de CO et par l'excitation collisionnelle des niveaux de rotation de H_2 qui se désexcitent radiativement. Aux températures élevées l'émission dans les raies de $[\text{OI}] 63\mu\text{m}$ et $146\mu\text{m}$ peut être importante. Les raies $[\text{OI}] 6300\text{\AA}$, $[\text{SII}] 6730\text{\AA}$ et $[\text{FeII}] 1.26$ et $1.64\mu\text{m}$ dominent le refroidissement pour les températures supérieures à 4000 K. Pour les grandes densités, les collisions des particules du gaz sur les poussières plus froides et la recombinaison des électrons libres sur les poussières peuvent avoir de l'importance.

1.3 Abondance et déplétion des éléments

Après la nucléosynthèse primordiale, l'Univers n'était constitué que d'hydrogène et d'hélium (respectivement, 76% et 24% en masse). Les éléments plus lourds, que l'on appelle "métaux", se sont formés principalement par nucléosynthèse stellaire. À la mort d'une étoile, les éléments formés sont rejetés dans le MIS, enrichissant ce dernier en métaux. La fraction (en masse) de métaux est appelée "métallicité" notée Z . La métallicité solaire vaut $Z_{\odot} = 0.02$. La métallicité est un paramètre important pour l'étude des poussières puisque ces dernières sont presque exclusivement constituées de métaux.

Nous appelons "abondance cosmique" d'un élément sa proportion en masse par rapport à l'hydrogène. Cette valeur peut être écrite comme $12 + \log(\frac{X}{H})$ pour l'élément X et se mesure par l'observation des raies en absorption du gaz dans les atmosphères stellaires. Dans le MIS, les éléments peuvent se trouver à l'état gazeux ou solide (i-e, poussière). La mesure de l'abondance d'un élément dans le MIS donne donc une valeur systématiquement inférieure ou égale à l'abondance cosmique. Cette différence est appelée "déplétion". La déplétion peut être écrite comme $\log(\frac{X}{H})_{\text{MIS}} - \log(\frac{X}{H})_{\text{cosmique}}$. Cette valeur est alors négative ou nulle. L'importance de la mesure de la déplétion est évidente. Elle nous permet en effet de connaître la composition de la poussière interstellaire. Les abondances et déplétions peuvent également être exprimées en nombre sous la forme $[X/10^6H]$ comme cela est le cas dans le tableau 1.2 qui liste les abondances et déplétions rassemblées par Zubko et al. (2004).

Historiquement, le Soleil fut d'abord utilisé pour la mesure de l'abondance cosmique. Cependant, l'abondance de l'oxygène ainsi dérivée était incohérente avec l'abondance de ce même élément en phase gazeuse du MIS. La déplétion déduite impliquait en effet qu'une quantité trop importante d'oxygène, du point de vue de la minéralogie, soit incorporée dans les poussières. Le Soleil fut alors abandonné au profit d'étoiles B qui sont plus jeunes. Les étoiles jeunes doivent en effet avoir une métallicité plus proche de celle du MIS dont elles sont nées. Gies & Lambert (1992) et Snow & Witt (1996) ont trouvé une abondance de l'oxygène dans les étoiles B correspondant à $\sim 60\%$ de l'abondance solaire. Cette valeur donne des prédictions plus raisonnables quant à la quantité d'oxygène incorporée dans les poussières. Cependant, les abondances dérivées des étoiles B ont donné lieu à un nouveau problème. La "crise du carbone" est née du fait que la quantité de carbone nécessaire dans les modèles de poussières est bien supérieure à celle permise par les mesures d'abondance dans les étoiles B (Sofia et al., 1994; Snow & Witt, 1996). Les mesures d'abondance faites sur des étoiles jeunes F et G sont davantage en accord avec les contraintes imposées par les modèles de poussières. Elles ont une plus faible abondance en oxygène que celle mesurée sur le Soleil et une abondance du carbone plus élevée que celle des étoiles B (Sofia & Meyer, 2001). Notons qu'un travail de Holweger (2001) a ramené l'abondance en oxygène

	C	O	Si	Mg	Fe	N
	6	8	14	12	26	7
$[X/10^6H]_{\odot}$	391±98	545±100	34.4±3.9	34.5±4.8	28.1±5.4	85.2±21.9
$[X/10^6H]_{F,G\star}$	358±82	445±156	39.9±13.1	42.7±17.2	27.9±7.7	...
$[X/10^6H]_{B\star}$	190±77	350±133	18.8±8.9	23.0±7.0	28.5±18.0	64.7±34.2
$[X/10^6H]_{MIS,gaz}$	108±16	319±14	≈ 0	≈ 0	≈ 0	75.0±4.0
$[X/10^6H]_{dust/\odot}$	283±99	226±101	34.4±3.9	34.5±4.8	28.1±5.4	10.2±22.3
$[X/10^6H]_{dust/F,G\star}$	250±84	126±157	39.9±13.1	42.7±17.2	27.9±7.7	...
$[X/10^6H]_{dust/B\star}$	82±79	31±134	18.8±8.9	23.0±7.0	28.5±18.0	0.0±35

TAB. 1.2 – Abondances et déplétions des principaux métaux entrant dans la composition des poussières (Zubko et al., 2004). Les abondances cosmiques sont tirées de Sofia & Meyer (2001). La valeur de l'abondance du carbone en phase gazeuse du MIS est une moyenne entre les valeurs de Cardelli et al. (1996) (140±20) et Dwek et al. (1997) (75±25). Les abondances cosmiques tirées du soleil sont celles de Holweger (2001).

du Soleil à une valeur de 545 ppm (parties par million) au lieu de 851 ppm (Anders & Grevesse, 1989).

Les abondances issues d'étoiles B étant insuffisantes pour rendre compte des abondances nécessaires dans les modèles de grains, leur utilisation comme référence pour la détermination de l'abondance cosmique est donc désormais abandonnée (Sofia & Meyer, 2001). Les étoiles F et G jeunes ($\lesssim 2 \cdot 10^9$ ans) qui ont une abondance proche de celle du Soleil sont plus en accord avec les abondances requises par les modèles de poussières. Il faut noter que les étoiles, et en particulier les étoiles B, pourraient avoir une métallicité systématiquement moins élevée que celle du MIS. En effet, lors de la formation stellaire, différents processus peuvent empêcher les grains d'être incorporés dans les étoiles. Ainsi des processus tels que la sédimentation, la diffusion ambipolaire et la pression de radiation de l'étoile naissante peuvent appauvrir cette dernière en métaux (Snow, 2000).

La déplétion des éléments majeurs (Si, Fe, Mg, C et O) donne une estimation du rapport gaz sur poussière de ~ 165 dans la Galaxie (e. g., Li, 2005a) si nous utilisons le Soleil comme référence pour les abondances cosmiques (Holweger, 2001). Notons que les éléments lourds étant principalement dans les poussières, on s'attend à ce que le rapport gaz/poussière diminue quand la métallicité augmente.

Chapitre 2

Les poussières interstellaires

Sommaire

2.1 Extinction du rayonnement	15
2.1.1 Diffusion du rayonnement	19
2.1.2 Les “bandes interstellaires diffuses”	20
2.1.3 Absorption infrarouge et manteaux de glace	21
2.2 Émission des poussières	21
2.2.1 Les grains à l’équilibre thermique avec le rayonnement	22
2.2.2 Le chauffage stochastique ou impulsif	24
2.2.3 Les bandes d’émission infrarouge	25
2.2.4 L’émission rouge étendue	28
2.3 Polarisation et alignement des grains	29
2.4 Cycle des poussières interstellaires	29
2.4.1 Formation des poussières	30
2.4.2 Processus d’évolution des poussières dans le milieu interstellaire	31
2.4.3 Evolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire	32
2.4.4 Variation du spectre IR moyen dans les PDRs	33

Cette introduction sur les poussières interstellaires est inspirée en grande partie des livres de Lequeux (2005b) et Whittet (2003), ainsi que de la revue Draine (2003a).

2.1 Extinction du rayonnement

L’existence de particules solides dans l’espace interstellaire a été révélée grâce à leurs propriétés d’extinction du rayonnement. Ce processus a d’abord été considéré comme une nuisance avant que l’étude des propriétés des poussières ne devienne un domaine de recherche à part entière.

En 1785, Sir William Herschel a noté la présence de régions de l'espace dénuées d'étoile qu'il a décrit comme "des trous dans le ciel" (Herschel, 1785). Au milieu du XIX^{ième} siècle, Struve (1847) a entrepris un travail de comptage d'étoile qui l'a amené à conclure que la densité d'étoiles diminue avec l'augmentation de la distance au Soleil. Il a attribué cet effet à de l'absorption interstellaire. Il a fallu attendre le début du XX^{ième} siècle pour que la présence de nuages obscures entre les étoiles et l'observateur soit clairement admise (Clerke, 1903; Barnard, 1919). En 1930, l'existence d'une extinction interstellaire a été définitivement prouvée grâce aux travaux de Trumpler (1930). Il a effectué une comparaison entre les distances photométriques et géométriques d'environ 100 étoiles appartenant à des amas ouverts et a trouvé que les distances photométriques étaient systématiquement plus élevées que les distances géométriques. Il a également observé un excès de couleur qui ne pouvait être expliqué que par la présence de petites particules solides. Pour un historique plus complet de l'étude des poussières interstellaires, on pourra se reporter à la revue de Li (2005b).

L'intensité $I(\lambda)$ d'une radiation qui traverse le milieu interstellaire est atténuée et diminue de la valeur $dI(\lambda)$ par unité de longueur dL traversée. Soit, σ_{ext} la section efficace d'extinction des poussières distribuées sur la ligne de visée avec la densité n . Nous avons alors :

$$\frac{dI(\lambda)}{I(\lambda)} = -n \sigma_{\text{ext}}(\lambda) dL \quad (2.1)$$

En intégrant cette équation sur toute la longueur traversée, nous pouvons écrire :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\tau(\lambda)} \quad (2.2)$$

où $I_0(\lambda)$ est la valeur de l'intensité à $L=0$ et

$$\tau(\lambda) = \sigma_{\text{ext}}(\lambda) \int n dL = \sigma_{\text{ext}}(\lambda) N \quad (2.3)$$

est la profondeur optique due à l'extinction des poussières en considérant que les propriétés de ces dernières ne varient pas sur la ligne de visée. N est la densité de colonne de poussière sur la ligne de visée. La quantité A_λ qui est l'expression de l'extinction en magnitude est définie comme :

$$\begin{aligned} A_\lambda &= -2.5 \log \left[\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right] \\ &= 1.086 N \sigma_{\text{ext}}(\lambda) = 1.086 \tau(\lambda) \end{aligned} \quad (2.4)$$

La méthode la plus utilisée pour mesurer l'extinction A_λ est la comparaison des flux provenant de deux étoiles de même type spectral et de même classe dont l'une est très peu éteinte. L'extinction est le résultat de l'absorption et de la diffusion du rayonnement par les poussières situées entre l'étoile et l'observateur. En effet, les photons qui sont diffusés changent de direction et ne nous parviennent pas. Le spectre de l'extinction en fonction de

2.1. Extinction du rayonnement

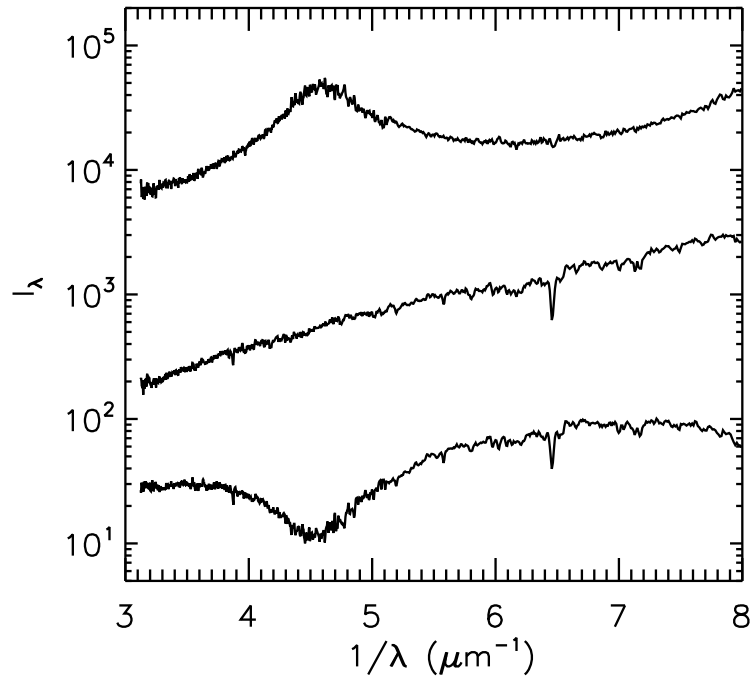


FIG. 2.1 – Illustration de la méthode par paire pour la détermination de la courbe d’extinction. Les deux étoiles utilisées proviennent du catalogue IUE Atlas of low-dispersion Spectra (Heck et al., 1984). Le spectre du milieu est celui de l’étoile HD38666 de type O9.5V, qui est très peu éteinte ($E_{B-V} = 0.03$). Le spectre du bas est celui de l’étoile HD34078 de même type spectral et pour laquelle $E_{B-V} = 0.54$. Le spectre du haut représente le rapport des intensités, ce qui est équivalent à la différence de magnitude. (Inspiré de Whittet, 2003, p74).

la longueur d’onde (généralement en fonction de l’inverse de la longueur d’onde) est appelé *courbe d’extinction*. La figure 2.1 présente un exemple de détermination de l’extinction à partir de deux étoiles O9.5V observées dans l’UV avec l’International Ultraviolet Explorer (IUE).

La courbe ainsi obtenue présente une valeur relative de A_λ . Il est donc important de la normaliser dans le but de pouvoir comparer les courbes d’extinction pour différentes lignes de visée. Nous normalisons habituellement ces courbes par leurs valeurs dans les bandes spectrales de Johnson dans le visible (centrée à 5500\AA) et dans le bleu (centrée à 4400\AA), en définissant l’excès de couleur : $E_{B-V} = A_B - A_V$. Il est également courant de normaliser la courbe d’extinction par sa valeur dans le visible en l’exprimant comme A_λ/A_V .

La courbe d’extinction moyenne est présentée sur la figure 2.2. Dans l’UV-visible, entre 1 et $2.5\ \mu\text{m}^{-1}$, l’extinction varie en λ^{-1} , ce qui indique la présence de grains de taille comparable à la longueur d’onde. La bosse à $4.6\ \mu\text{m}^{-1}$ (2175\AA) est attribuée à des grains carbo-

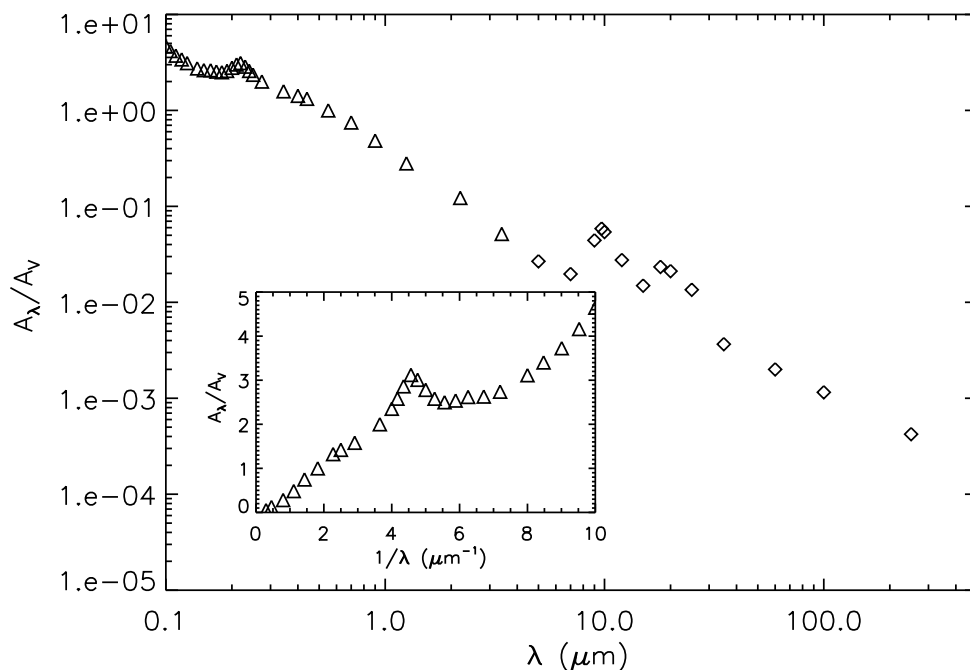


FIG. 2.2 – Courbe d’extinction moyenne du milieu interstellaire. Les triangles correspondent à la détermination de Savage & Mathis (1979). Les diamants sont les points de Mathis (1990). La partie UV-visible de la courbe d’extinction est représentée en fonction de λ^{-1} .

nés, et en particulier dont l’hybridation est sp^2 (e.g. le graphite). Ces grains doivent être assez abondants pour produire cette signature qui est intense par rapport aux autres parties de la courbe d’extinction. Notons que cette bosse présente une certaine variabilité en amplitude et en largeur d’une ligne de visée à l’autre, alors que sa position ne varie pas. La remontée non-linéaire au-delà de $5 \mu\text{m}^{-1}$ trace la présence de particules très petites devant la longueur d’onde (i.e. de grains qui interagissent avec le rayonnement dans la limite de Rayleigh à ces longueurs d’onde). Dans l’IR, entre 5 et $1000 \mu\text{m}$, la courbe d’extinction montre une tendance générale en λ^{-2} qui est associée à des grains silicatés dans la limite de Rayleigh (i.e. de taille très inférieure à la longueur d’onde). Cela est cohérent avec la présence des deux bandes à 9.7 et $18 \mu\text{m}$ qui sont caractéristiques des silicates. Ces bandes sont plutôt larges et ne présentent pas de structure mettant ainsi en évidence la forme plutôt amorphe des silicates interstellaires. L’absence d’extinction grise dans le milieu interstellaire indique que les grains de taille micronique ou supérieure y sont très peu abondants. De plus, une forte abondance de tels grains accaparerait une fraction importante des éléments déplétés, ce qui est incompatible avec les observations.

La courbe d’extinction dans l’UV-visible varie beaucoup d’une ligne de visée à l’autre (e.g. Fitzpatrick & Massa, 1990). Ces variations peuvent être mises en relation avec une

2.1. Extinction du rayonnement

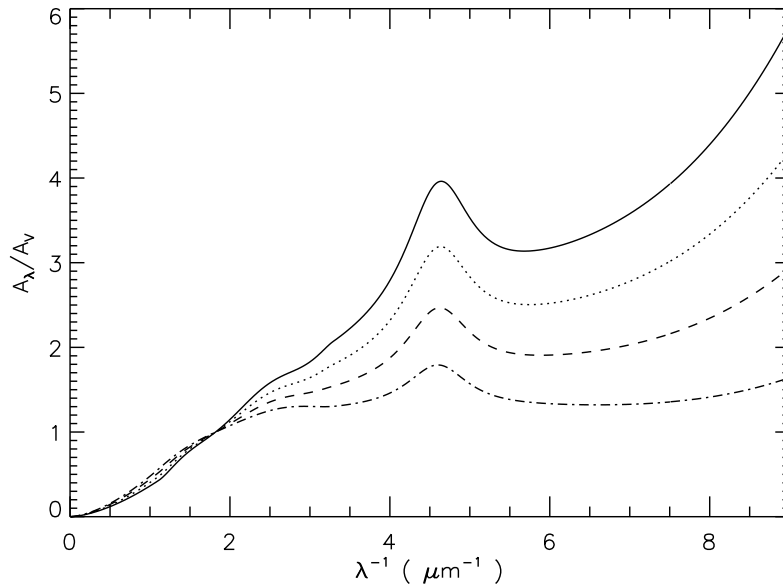


FIG. 2.3 – Courbe d’extinction analytique de Cardelli et al. (1989) pour $R_V=2.5$ (trait plein), 3.1 (pointillés), 4 (tirets), 5.5 (tirets-pointillés).

évolution des propriétés des poussières. Sur la base de la décomposition de Fitzpatrick & Massa (1986) et Fitzpatrick & Massa (1988), Cardelli et al. (1989) ont établi une formulation analytique de la courbe d’extinction qui ne dépend que du paramètre $R_V = A_V / E_{B-V}$. La figure 2.3 présente cette courbe d’extinction pour différentes valeurs de R_V . La courbe d’extinction moyenne présentée à la figure 2.2 correspond à une valeur de $R_V = 3.1$ (milieu diffus). Les valeurs plus élevées correspondent à un milieu plus dense pour lequel il y a moins de très petites particules par rapport aux grosses (i. e. accrétion, coagulation) et inversement les valeurs inférieures correspondent à un milieu dans lequel il y a relativement plus de très petites particules (e. g. milieux choqués).

2.1.1 Diffusion du rayonnement

Les poussières interstellaires diffusent efficacement le rayonnement UV-visible³. Une partie de ces poussières au moins a donc un albédo non nul (albédo = $\sigma_{\text{diff}}/\sigma_{\text{ext}}$) à ces longueurs d’onde. La mesure de l’albédo des poussières se fait surtout en direction des nébuleuses par réflexion et des nuages interstellaires de haute latitude. Bien que ces objets soient brillants, la mesure par observation de nébuleuses par réflexion est rendue difficile par la méconnaissance de la géométrie (i. e. de la position de l’étoile illuminatrice par rapport aux poussières observées). En effet, la mesure de l’albédo suppose une bonne contrainte du facteur d’assymétrie noté g , qui rend compte de la direction moyenne des photons diffusés par rapport à sa direction d’incidence. Bien que ceux-ci soient plus faibles

³Nous ne parlerons pas ici de la diffusion des rayons X (e. g. Draine, 2003b).

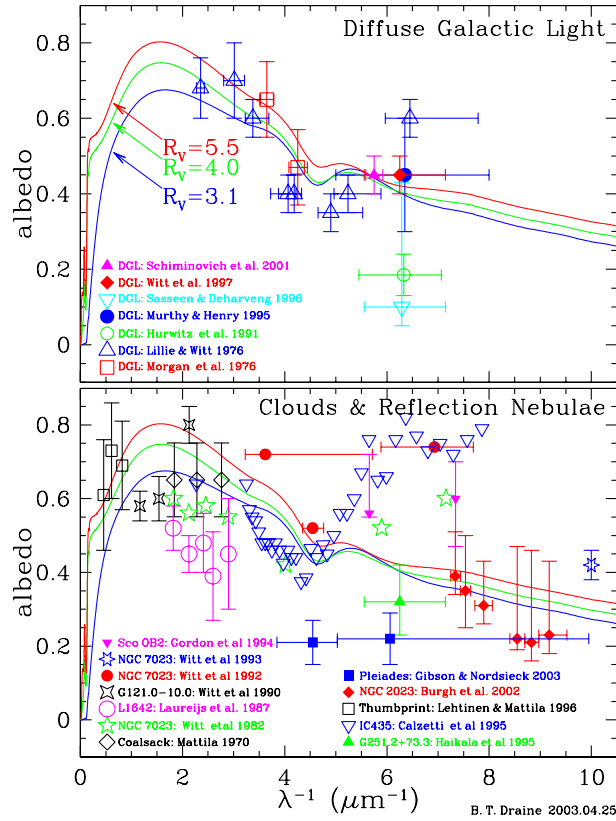


FIG. 2.4 – Albédo des poussières interstellaires dans le milieu diffus à haute latitude galactique et dans différentes nébuleuses par réflexion. (Source Draine, 2003a, voir dans cette revue pour les références)

en intensité, la mesure en direction des nuages à haute latitude bénéficie d'une meilleure contrainte sur la géométrie. On suppose que ces nuages sont éclairés par le champ de rayonnement interstellaire moyen émis dans le plan de la Galaxie. Pour une revue, on pourra voir Witt (1989).

La figure 2.4 présente l'albédo des poussières interstellaires mesuré dans les nuages diffus à haute latitude galactique et dans différentes nébuleuses par réflexion. La dispersion des résultats illustre la difficulté que représente l'extraction de l'albédo qui est complètement dépendante du modèle géométrique utilisé. Notons que la dispersion des résultats pour les différents objets peut également tracer une variation des propriétés des poussières. Notons enfin que dans l'UV, il y a un creux dans le spectre de l'albédo à $\sim 4.5 \mu\text{m}^{-1}$. Cela indique que la population responsable de la bosse à 2175\AA doit avoir un faible albédo à ces longueurs d'onde.

2.2. Émission des poussières

2.1.2 Les “bandes interstellaires diffuses”

Les bandes interstellaires diffuses sont observées en absorption aux longueurs d’onde visible ou proches du visible. Les premières observations de ces bandes remontent à plus de 80 ans (Heger, 1922) et leur nature interstellaire a été mise en évidence par Merrill (1934). Jenniskens & Desert (1994) ont listé 154 de ces bandes entre 0.38 et 0.868 μm . A l’heure actuelle nous ne connaissons toujours pas clairement les espèces responsables de ces bandes. Leur largeur est incompatible avec des porteurs moléculaires de la phase gazeuse. Les hydrocarbures aromatiques dont nous reparlerons dans la suite, pourraient être responsables de ces bandes.

2.1.3 Absorption infrarouge et manteaux de glace

Lorsqu’une densité de colonne de poussière suffisante est située devant une source d’émission continue dans l’IR, nous observons des bandes en absorption dont la largeur indique qu’elles sont causées par des solides. Certaines de ces bandes sont observées en direction du milieu diffus atomique, ce qui indique qu’elles sont dues à des grains constitués de matériaux réfractaires. C’est le cas des bandes des silicates à 9.7 et 18 μm ou encore des bandes interstellaires diffuses que nous avons évoquées précédemment. Des bandes ont également été observées à 3.4 μm attribuée aux hydrocarbures aliphatiques (mode d’élongation des liaisons C-H, e. g. Sandford et al., 1991) ou encore à 6.2 μm attribuée aux hydrocarbures aromatiques (mode d’élongation des liaisons C-C, e. g. Allamandola et al., 1989).

Lorsque la source de continuum IR est située derrière un nuage assez dense, nous observons des bandes d’absorption associées à la présence de glace sous forme de manteaux autour des noyaux réfractaires des poussières. La bande la plus intense est celle qui correspond au mode d’élongation des liaisons O-H dans la glace d’eau. Whittet et al. (1988) ont montré que les glaces apparaissent dans les nuages denses pour des profondeurs de $A_V \gtrsim 3.3$. Des glaces de CO, CO₂, NH₃ ont également été détectées. Dartois (2005) dresse une liste des bandes d’absorption dues aux glaces. Notons que la présence de manteaux de glace sur les poussières dans les nuages denses a pour effet de faire croître leur taille, faisant ainsi varier leurs propriétés optiques. En conséquence, nous observons une augmentation du paramètre R_V . De plus, la présence de glace à la surface des grains augmente l’efficacité de coagulation des grains entre eux.

2.2 Émission des poussières

Les échanges énergétiques des grains sont généralement gouvernés par les processus radiatifs dans le milieu interstellaire diffus. Comme nous l’avons vu dans la section précédente, les grains absorbent efficacement le rayonnement dans les longueurs d’ondes

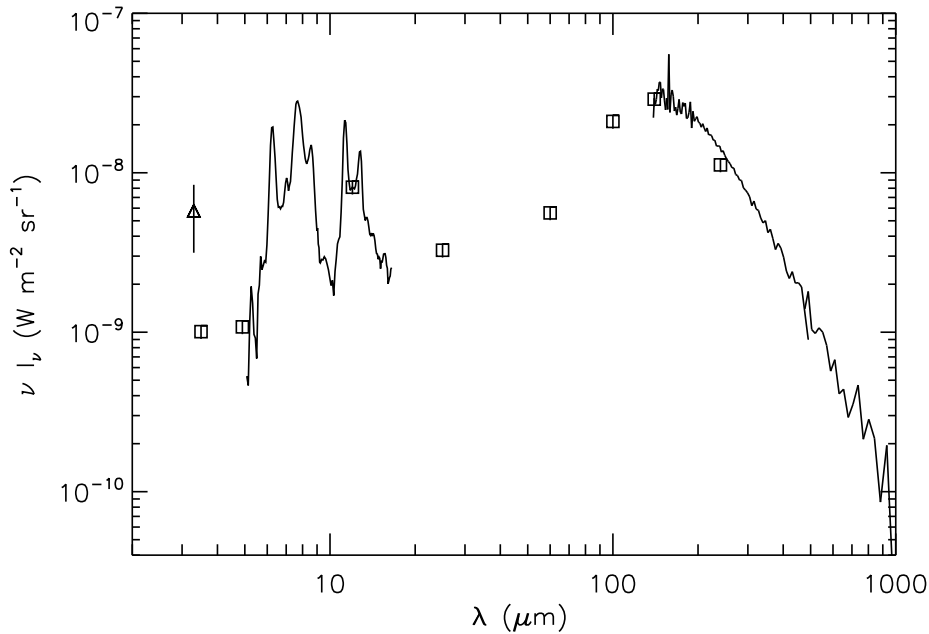


FIG. 2.5 – Spectre d’émission des poussières dans les Cirrus normalisé pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Le triangle représente les données AROME (Giard et al., 1994b). Les carrés représentent des données COBE/DIRBE (Dwek et al., 1997; Arendt et al., 1998). Le spectre IR moyen est un spectre ISOCAM-CVF (Boulanger, 2000). Le spectre dans l’IR lointain est le spectre COBE/FIRAS obtenu par Boulanger et al. (1996).

visible-UV dans lesquelles les étoiles émettent la majorité de leur rayonnement électromagnétique. L’émission diffuse des poussières a été prédite pour la première fois par Van de Hulst (1946) comme une conséquence de l’absorption du rayonnement. L’énergie absorbée chauffe en effet les poussières qui réémettent dans l’IR.

Les grains assez gros sont à l’équilibre avec le rayonnement. Van de Hulst (1946) a prédit une température de 10-20 K en considérant les poussières comme des sphères diélectriques de rayon $a \sim 0.1 \mu\text{m}$ à l’équilibre avec le rayonnement. Cette température a été confirmée par les observations environ 25 ans plus tard (Pipher, 1973). La détection d’un fort excès d’émission dans l’IR moyen a été une surprise et a mis en évidence l’existence d’une population de très petites particules chauffées à des températures élevées ($100 \text{ K} < T < 1000 \text{ K}$, e.g. Laureijs et al., 1988; Chlewicki & Laureijs, 1988). Ces particules ne sont donc pas à l’équilibre thermique (e.g. Andriessse, 1978). La figure 2.5 montre le spectre d’émission des poussières pour le milieu interstellaire diffus.

Notons que les échanges thermiques avec le gaz peuvent devenir importants et même dominants dans les nuages moléculaires denses (chauffage du gaz par les poussières, e.g.

2.2. Émission des poussières

Lequeux, 2005a) et dans les plasmas chauds (chauffage des poussières par le gaz, e. g. Dwek, 1986; Dwek & Arendt, 1992). Nous n'aborderons ici que les échanges radiatifs.

2.2.1 Les grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement

La température d'un grain à l'équilibre thermique avec le rayonnement est déterminée par l'équilibre entre la puissance absorbée et la puissance émise. Nous pouvons écrire la puissance absorbée par unité de surface du grain :

$$W_{\text{abs}} = \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda) c u_{\lambda} d\lambda \quad (2.5)$$

où u_{λ} est la densité d'énergie du rayonnement incident par unité de longueur d'onde et $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ est l'efficacité d'absorption du grain. La puissance émise par unité de surface du grain est

$$W_{\text{em}} = \int_0^{\infty} Q_{\text{em}}(\lambda) 4\pi B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) d\lambda \quad (2.6)$$

où T_{eq} est la température d'équilibre du grain et

$$B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) = \frac{2 hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{(hc/\lambda k T_{\text{eq}})} - 1}, \quad (2.7)$$

la fonction de Planck. D'après la loi de Kirchhoff, nous avons $Q_{\text{abs}} = Q_{\text{em}}$. A l'équilibre, nous pouvons écrire

$$\int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda) u_{\lambda} d\lambda = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda) B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) d\lambda. \quad (2.8)$$

Nous pouvons ainsi calculer la température d'équilibre d'un grain de section efficace d'absorption $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ soumis à un champ de rayonnement de densité d'énergie u_{λ} .

Notons que d'après la loi de déplacement du corps noir de Wien, les grains émettent à des longueurs d'ondes d'autant plus faibles qu'ils sont plus chauds et donc que u_{λ} est élevé, comme le montre la figure 2.6. Cette figure représente l'émission des poussières non pas pour une seule taille mais pour une distribution de taille, comme c'est le cas dans le milieu interstellaire. Notons qu'un grain de $0.1 \mu\text{m}$ ($0.01 \mu\text{m}$) de rayon illuminé par un champ de 1, 10, 100 ou 1000 fois le champ interstellaire moyen de Mathis et al. (1983) a une température de, respectivement 17 (19), 25 (28), 38 (42), 57 K (63 K).

2.2.2 Le chauffage stochastique ou impulsif

Pour qu'un grain soit à l'équilibre thermique avec le rayonnement, deux conditions doivent être vérifiées : il faut que (i) son énergie interne soit grande par rapport à l'énergie reçue par l'absorption d'un photon et que (ii) l'énergie du photon soit redistribuée instantanément sur le volume du grain (i. e. le grain doit atteindre l'équilibre thermique interne)

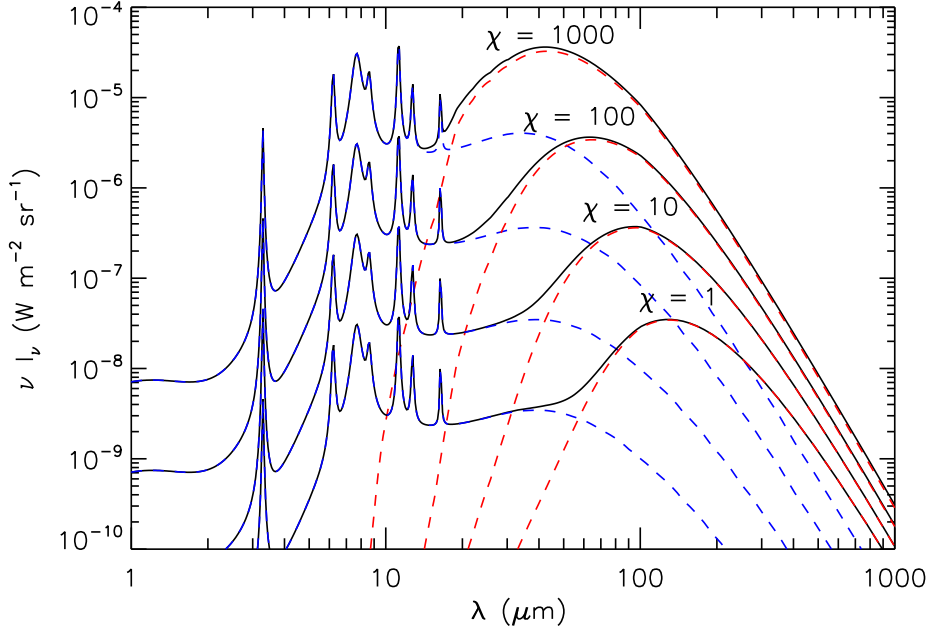


FIG. 2.6 – Spectre d'émission des poussières excitées par 1, 10, 100 et 1000 fois le champ de rayonnement interstellaire moyen de Mathis et al. (1983) et pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Les spectres en tirets bleus et rouges sont respectivement les contributions des grains chauffés stochastiquement et des grains à l'équilibre thermique. Ces spectres sont obtenus avec le modèle DUSTIAS décrit au chapitre 6.

avec un temps court devant le temps caractéristique d'émission. Or, les petits grains ont nécessairement une capacité calorifique faible de sorte que l'absorption d'un photon leur fait subir une élévation importante de température suivie d'un refroidissement rapide. Ainsi, typiquement, si le temps entre l'arrivée de deux photons successifs est plus long que le temps de refroidissement du grain, ce dernier fluctue en température comme l'illustre la figure 2.7 et la première condition n'est alors plus respectée.

L'absorption d'un photon de fréquence ν chauffe le grain à une température T telle que

$$h\nu = \int_{T_0}^T C(T) dT \quad (2.9)$$

où T_0 est la température initiale du grain et $C(T)$ est sa capacité calorifique. Par exemple, la température ainsi atteinte en négligeant la température de départ pour un grain de 50 atomes absorbant un photon UV de 1000\AA est de 1000 K. Il émet alors dans l'IR proche et se refroidit rapidement. Nous voyons sur la figure 2.7 que dans le champ de rayonnement interstellaire local, les grains de rayon $a \gtrsim 200 \text{\AA}$ peuvent être considérés à l'équilibre alors que les grains plus petits fluctuent en température. Notons que si le champ de rayonnement devient plus intense, le temps d'arrivée entre deux photons diminue, amenant ainsi

2.2. Émission des poussières

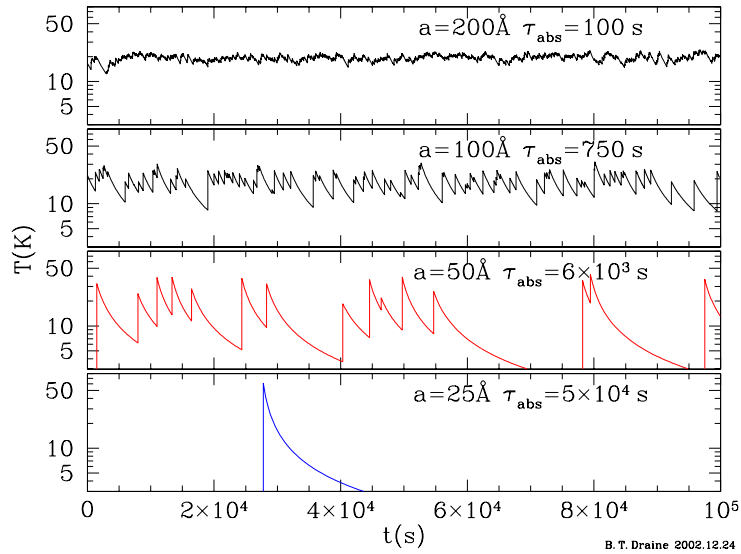


FIG. 2.7 – Illustration des fluctuations en température des très petits grains interstellaires chauffés par le champ de rayonnement interstellaire local. Les τ_{abs} sont les temps caractéristiques entre l’absorption de deux photons (source: Draine, 2003a).

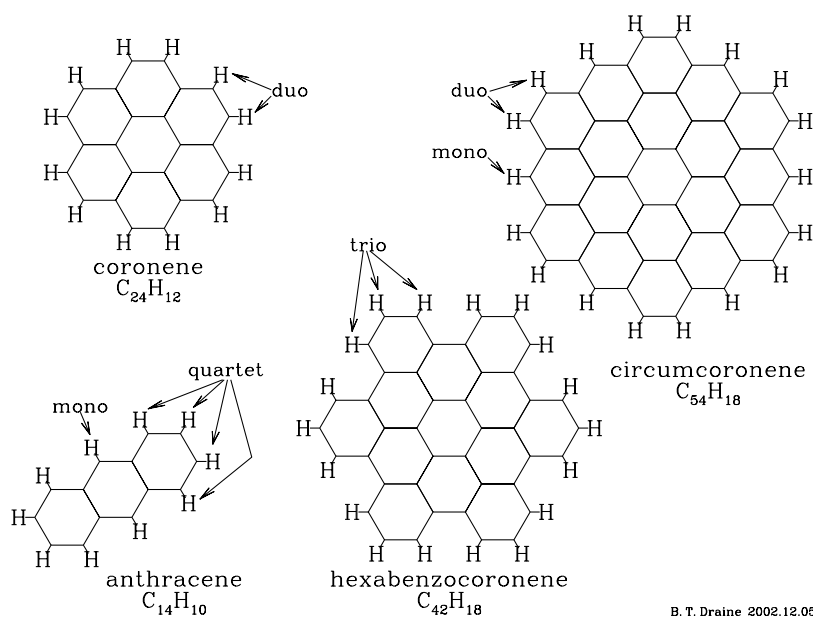
les grains plus petits vers l’équilibre thermique. Lors du refroidissement après absorption d’un photon, les photons émis sont bien sûr de longueurs d’onde de plus en plus grande. Suivant la loi de Stefan-Boltzmann, la puissance émise varie comme T^4 et l’essentiel de l’énergie est alors émise à haute température donc à courte longueur d’onde.

Le calcul du spectre émis passe par le calcul de la probabilité $dP(a,T)=p(a,T) dT$ de trouver un grain de taille a dont la température est comprise entre T et $T+dT$. Plusieurs auteurs ont détaillé ce calcul. Nous citerons notamment Draine & Anderson (1985), Désert et al. (1986), Guhathakurta & Draine (1989) et Draine & Li (2001). La brillance d’un grain de taille a s’écrit alors :

$$I_{\lambda}(a) = \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(a, \lambda) B_{\lambda}(T) p(a, T) dT \quad (2.10)$$

Pour les grains à l’équilibre thermique, la distribution de probabilité est un dirac centré sur la température d’équilibre du grain.

Une conséquence très importante du chauffage stochastique est que la forme du spectre des grains ainsi chauffés ne dépend pas de l’intensité du champ de rayonnement comme le montre la figure 2.6. Elle dépend par contre de la taille et de la composition des grains, ainsi que de la dureté du champ de rayonnement, via la température maximum que peut atteindre un grain. Notons que les bandes de silicates à 9.7 et $18\mu\text{m}$ que nous observons en extinction (Fig.2.1) sont absentes du spectre en émission des grains dans le milieu interstellaire diffus (Fig.2.5). Ainsi nous pouvons constater que les très petits grains de silicates qui seraient chauffés stochastiquement sont absents ou très peu abondants.



B. T. Draine 2002.12.05

FIG. 2.8 – Exemple de structures de PAHs “terrestres” illustrant la présence de sites mono, duo, trio et quartet. (source: Draine, 2003a).

2.2.3 Les bandes d’émission infrarouge

Comme le montre la figure 2.5, le spectre d’émission des poussières contient des bandes très intenses à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm , observées pour la première fois entre 8 et 13 μm par Gillett et al. (1973) dans la nébuleuse par réflexion NGC 7027. Grâce aux spectromètres embarqués à bord du satellite ISO, elles ont été détectées dans une grande diversité d’environnements du MIS (Cirrus, régions de photodissociation, nébuleuse par réflexion, région HII, nébuleuses planétaires, e.g. Boulanger et al., 1998a; Uchida et al., 2000), notamment dans des objets excités par des étoiles dont la température va de ~ 10000 à ~ 50000 K et pour des intensités du champ excitateur allant de $\chi = 1$ à $\chi = 10^4$.

Duley & Williams (1981) ont mis en évidence la concordance des ces bandes avec les modes vibrationnels des liaisons C-H et C-C des matériaux aromatiques. Léger & Puget (1984) et Allamandola et al. (1985) proposèrent que ces bandes sont émises par des hydrocarbures aromatiques polycycliques ou PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons). Bien que nous ne connaissions toujours pas la nature exacte des émetteurs de ces bandes, il est maintenant bien établi qu’ils sont constitués au moins en partie de cycles aromatiques. Le terme “PAH” est utilisé comme appellation générique pour ces émetteurs. La figure 2.8 montre différents PAHs contenant jusqu’à 54 atomes de carbone. Notons que les PAHs illustrés sur cette figure sont idéalement simples et ne présument en rien de la forme exacte des émetteurs astrophysiques des bandes aromatiques.

Les différentes bandes observées dans le MIS peuvent être expliquées par les modes

2.2. Émission des poussières

d'excitation des liaisons C-H et C-C des PAHs (Allamandola et al., 1989) :

- mode d'élongation des liaisons C-H : bande à 3.3 μm
- mode d'élongation des liaisons C-C : bande à 6.2 μm
- mode d'élongation des liaisons C-C : bande à 7.7 μm
- mode de pliage des liaisons C-H dans le plan de la molécule : bande à 8.6 μm
- modes de pliage des liaisons C-H hors du plan de la molécule
 - site mono : bande à 11.3 μm
 - site duo : bande à 12 μm
 - site trio : bande à 12.7 μm
 - site quartet : bande à 13.6 μm

Les sites mono, duo, trio et quartet sont illustrés sur la figure 2.8.

Bien que les largeurs et positions des bandes observées dans le MIS ne soient pas exactement reproduites par les PAHs terrestres, un mélange de différentes populations de ces PAHs terrestres pourrait permettre de s'en approcher. Notons que d'autres bandes attribuées aux PAHs ont été observées avec ISO et Spitzer, notamment à 16.4, 17, 17.4 μm (e. g. Verstraete et al., 2001; Moutou et al., 2000; Werner et al., 2004b; Smith et al., 2007). Notons enfin que la bosse en extinction observée à 2175Å (§ 2.1) doit être en partie produite par les PAHs puisque que ceux-ci sont constitués de carbone d'hybridation sp^2 et représentent une fraction importante du carbone déplété ($\sim 20\%$).

Variations du rapport de bandes : traceur des propriétés des PAHs

Le rapport d'intensité des bandes aromatiques dépend des propriétés des émetteurs, en particulier de leur état de charge, de leur état d'hydrogénation et de leur taille.

Les bandes à 3.3, 11.3, 12, 12.7 et 13.6 μm étant dues à des liaisons C-H et les bandes à 6.2, 7.7 μm à des liaisons C-C, le rapport d'émission entre ces deux groupes de bandes dépend de l'état d'hydrogénation. La structure du PAH (i. e. l'agencement des cycles carbonés) joue un rôle essentiel sur la présence de liaisons C-H et en particulier pour le rapport entre le nombre de site mono, duo, trio et quartet (Fig 2.8). Le taux d'hydrogénation est également fonction des conditions physiques dans lesquels les PAHs se trouvent. Le champ de rayonnement ambiant peut par exemple causer la photodissociation des liaisons C-H (e. g. Le Page et al., 2001, 2003).

La taille joue également un rôle pour les rapports de bandes (e. g. Verstraete et al., 2001). D'une part, pour une molécule compacte, si la taille de la molécule augmente, le rapport C-C/C-H augmente, ce qui provoque une augmentation du rapport des bandes correspondantes. D'autre part, du point de vue de l'excitation, pour une énergie moyenne de

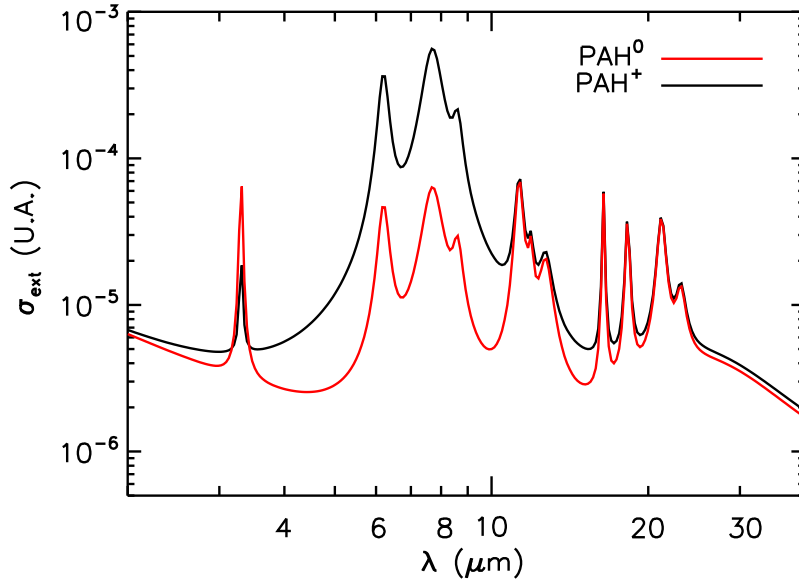


FIG. 2.9 – Sections efficaces des PAHs⁰ et des PAHs⁺ du modèle de Li & Draine (2001) pour une taille de $a \sim 6 \text{ \AA}$.

photons absorbés donnée, les espèces les plus grosses (qui ont une capacité calorifique plus élevée) auront en moyenne une température moins élevée et émettront alors dans les bandes à plus grande longueur d'onde.

Les travaux théoriques (e. g. De Frees et al., 1993; Langhoff, 1996; Bakes et al., 2001a,b) et expérimentaux (e. g. Szczepanski & Vala, 1993; Joblin et al., 1994, 1995) montrent que la charge des PAHs a un impact très important sur les rapports de bandes. Les PAHs neutres émettent beaucoup dans la bande à $3.3 \mu\text{m}$ due à l'élongation des liaisons C-H et dans les bandes à $10\text{-}15 \mu\text{m}$ dues à des modes de pliage C-H par rapport aux bandes à 6.2 et $7.7 \mu\text{m}$ dues à des modes d'élongation de liaisons C-C. Au contraire, les PAHs chargés (anions et cations) émettent plus dans les bandes à 6.2 et $7.7 \mu\text{m}$. La figure 2.9 illustre ces variations. Les variations spectrales observées dans les données ISOCAM au travers de certains objets ont ainsi été interprétées en terme de variation de charge des PAHs (e. g. Rapacioli et al., 2005). L'état de charge des PAHs et plus généralement celui des grains, est principalement déterminé par l'équilibre entre l'effet photoélectrique qui arrache des électrons aux grains les portant ainsi dans une charge positive et la recombinaison voir l'attachement électronique qui tend à porter les grains dans une charge négative (e. g. Weingartner & Draine, 2001c). Ces deux processus physiques dépendent respectivement de l'intensité du champ de rayonnement UV, tracé par χ , et de la densité électronique n_e . La charge des PAHs dépend alors du rapport χ/n_e . Pour les grandes valeurs de χ/n_e , ceux-ci seront plutôt cationiques tandis que pour les faibles valeurs de χ/n_e , ils seront plutôt anioniques.

2.3. Polarisation et alignement des grains

2.2.4 L'émission rouge étendue

L'émission rouge étendue (ERE) a été détectée pour la première fois par Schmidt et al. (1980) dans la nébuleuse "Red Rectangle". Cette émission se présente sous la forme d'une bande très large entre $\sim 5400\text{\AA}$ et $\sim 9000\text{\AA}$ qui est piquée à $6100\text{\AA} \lesssim \lambda \lesssim 8200\text{\AA}$. Sa forme et sa longueur d'onde au pic semble varier d'un objet à l'autre. Elle a été observée en direction d'une grande variété d'objets comme les nébuleuses par réflexion, les nébuleuses planétaires, les régions HII ou encore le milieu galactique diffus (voir Draine, 2003a, pour les références). Cette émission pourrait être due à la photoluminescence. L'efficacité de conversion des photons a été estimée à $10 \pm 3\%$ dans le MIS diffus par Gordon et al. (1998). Les émetteurs responsables de l'ERE ne sont pas encore identifiés. Différents porteurs ont été proposés comme les nano-particules de carbone (Seahra & Duley, 1999), les PAHs (Dhendecourt et al., 1986) et les nano-particules de silicate (Witt et al., 1998).

2.3 Polarisation et alignement des grains

Le rayonnement des étoiles qui est éteint par les poussières est partiellement polarisé (quelques pourcents). Il existe une corrélation entre le degré de polarisation et l'extinction (Serkowski et al., 1975; Jones, 1989; Jones et al., 1992) qui indique que ce sont bien les poussières qui en sont la cause. Il est communément admis que cette polarisation est causée par l'orientation de grains non sphériques dans le champ magnétique qui absorbent ainsi préférentiellement le rayonnement dans certaines directions.

La polarisation est dépendante de la longueur d'onde. Cette dépendance est bien reproduite par la loi de Serkowski (1973) :

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp\left\{-K \ln^2\left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda}\right)\right\} \quad (2.11)$$

où λ_{\max} est la longueur d'onde pour laquelle la polarisation est maximum, P_{\max} la polarisation maximum et le facteur K détermine la largeur du pic de la courbe. La valeur de λ_{\max} varie entre 0.3 et $0.8 \mu\text{m}$ d'une ligne de visée à l'autre avec une valeur moyenne de $0.55 \mu\text{m}$. Des observations dans l'UV lointain (Anderson et al., 1996; Wolff et al., 1997) montrent que la polarisation y décroît bien comme le prédit la loi de Serkowski. Les très petites particules responsables de l'extinction à ces longueurs d'onde ne causent donc pas de polarisation et sont donc pratiquement sphériques et/ou peu alignées dans le champ magnétique.

L'émission IR lointain et millimétrique des poussières est également polarisée pour les mêmes raisons. Les gros grains qui sont asphériques et alignés dans le champ magnétique doivent émettre un rayonnement polarisé. En effet, ces grains rayonnent plus efficacement quand le champ électrique est dans la direction de leur grand axe. La polarisation du rayonnement IR lointain et millimétrique a été observée notamment dans la région de formation

d'étoile W51 (Dotson et al., 2000; Lai et al., 2001; Chrysostomou et al., 2002) et y atteint 10% à 1.3 mm (Lai et al., 2001). Des observations galactiques ont également été faites pour de plus grandes échelles spatiales par Archeops (e. g. Benoît et al., 2004; Ponthieu et al., 2005).

2.4 Cycle des poussières interstellaires

Les poussières interstellaires sont essentiellement carbonées et silicatées comme le montrent les différentes signatures spectrales en extinction et en émission que nous avons vu précédemment ainsi que la déplétion des éléments (§ 1.3). De plus, l'absence de signature spectrale des silicates en émission montre que les très petits grains qui sont chauffés stochastiquement sont plutôt carbonés alors que les gros grains sont plutôt silicatés.

Les poussières évoluent dans le MIS suivant les conditions physiques dans lesquelles elles se trouvent. Elles suivent donc le cycle d'évolution de la matière interstellaire qui est complètement lié au cycle d'évolution stellaire. La figure 2.10 illustre ce cycle depuis la formation de nouvelles poussières par les étoiles évoluées en passant par leur destruction/érosion dans les chocs de supernova, leur croissance dans les nuages moléculaires denses qui sont les sites de formation stellaire et enfin leur incorporation dans les étoiles en formation et les systèmes proto-planétaires. Notons également que les étoiles jeunes émettent une grande quantité de rayonnement UV qui a un impact sur l'évolution des poussières présentes dans les nuages parents de ces étoiles.

2.4.1 Formation des poussières

Les poussières sont formées dans les étoiles en fin de vie comme les étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB pour Asymptotic Giant Branch) ou les supernovae. Les enveloppes froides des étoiles AGB, qui sont des étoiles dont la masse initiale est inférieure à $8 M_{\odot}$, sont les principales sites de formation. Ces enveloppes présentent des conditions idéales pour les processus de nucléation et de croissance des grains. Ces grains sont ensuite balayés par la pression de radiation de l'étoile centrale et sont ainsi injectés dans le milieu interstellaire (e. g. Jones et al., 1997). On observe donc dans ces enveloppes des signatures spectroscopiques qui tracent la présence de matériaux solides tels que des hydrocarbures aliphatiques et/ou aromatiques, du graphite, des nanodiamants, du SiC, du TiC ou encore des silicates amorphes et cristallins (pour une revue on pourra se reporter à Waters, 2004).

Les éléments C et O se combinant préférentiellement en CO, le rapport d'abondance C/O des étoiles évoluées détermine lequel de ces deux éléments peut rester libre pour former des poussières. Ainsi, les poussières silicatées se forment dans les enveloppes d'étoiles avec $C/O < 1$ et les poussières carbonées dans les enveloppes des étoiles avec $C/O > 1$. Notons

2.4. Cycle des poussières interstellaires

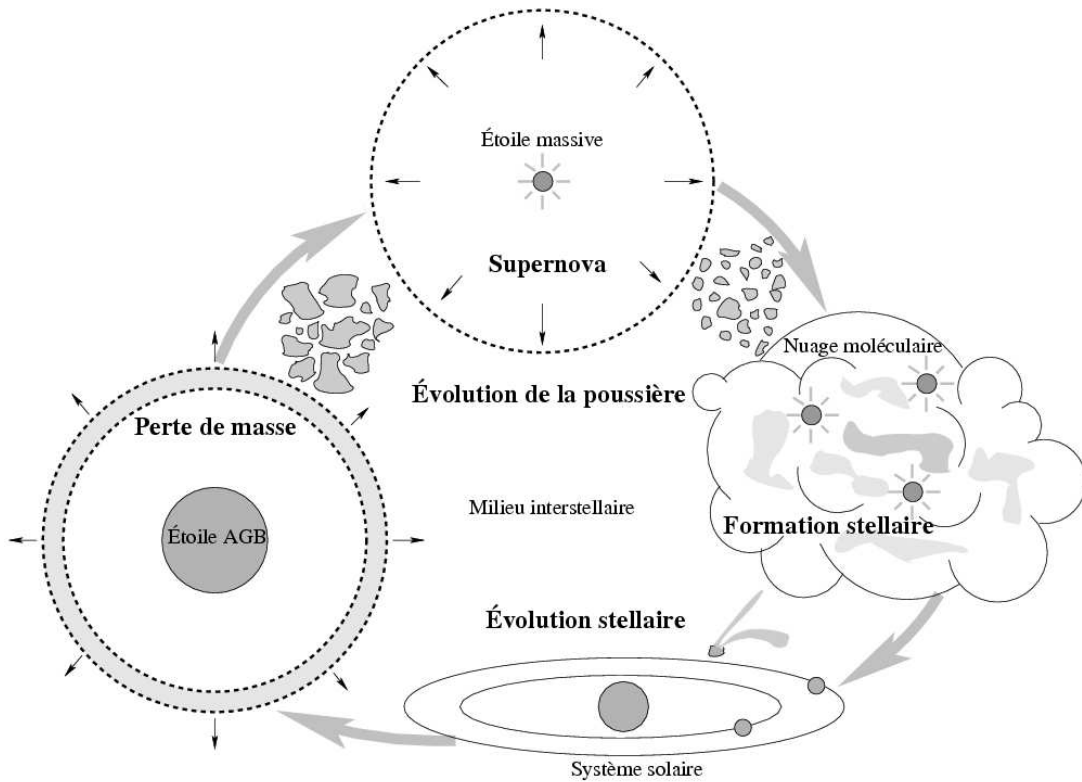


FIG. 2.10 – Schéma représentatif du cycle d'évolution des poussières (source: thèse de F. Galliano, inspiré de Jones, 2004).

que les silicates cristallins ne sont détectés que dans les AGBs qui ont un taux de perte de masse élevé ($\gtrsim 10^{-5} M_{\odot} \text{an}^{-1}$) et représentent alors typiquement 10-15% de l'abondance des silicates (Molster & Kemper, 2005). Les silicates du milieu interstellaire sont amorphes. Les silicates cristallins subissent donc vraisemblablement une amorphisation par les chocs et les rayons cosmiques (e. g. Demyk et al., 2001; Carrez et al., 2002).

2.4.2 Processus d'évolution des poussières dans le milieu interstellaire

Les ondes de choc de supernova dans le milieu diffus provoquent la fragmentation des grains (e. g. Jones et al., 1996) lorsque la vitesse des collisions grain-grain est typiquement $\gtrsim 1 \text{ km s}^{-1}$. La distribution de taille contient donc plus de petits grains après de tels chocs. Lorsque la vitesse de collision grain-grain est assez élevée ($\gtrsim 20 \text{ km s}^{-1}$), les grains peuvent être vaporisés et libèrent ainsi les éléments dont ils sont constitués dans la phase gazeuse. Les grains peuvent également être érodés par des atomes et des ions (essentiellement H et He) si les collisions se font avec une vitesse très élevée (e. g. Dwek et al., 1996). Ce processus peut être dû à la très haute température du gaz ou au passage d'un choc.

Le temps de vie des grains dans le milieu interstellaire est limité par la destruction dans les chocs de supernova. Il est estimé à $t_{\text{vie}} \sim 5 \cdot 10^8$ ans (e. g. Jones, 2004). Le temps de formation par les étoiles évoluées est de $t_{\text{formation}} \sim 3 \cdot 10^9$ ans (e. g. Jones, 2004). Des processus de régénération (coagulation, accrétion) des poussières au sein du milieu interstellaire sont donc nécessaires pour atteindre un équilibre (Dwek, 1998).

Dans les environnements plus denses, les grains peuvent accréter des atomes ou molécules du gaz, ce qui fait alors croître leur taille. La coagulation des grains dans les environnements denses s'opère lorsque la vitesse de collision grain-grain est plus faible que la vitesse limite de fragmentation (e. g. Chokshi et al., 1993). Elle fait croître la taille des grains et peut même faire disparaître les très petits grains qui se coagulent efficacement sur les gros grains (e. g. Stepanik et al., 2003). La coagulation est rendue plus efficace par l'apparition de manteaux de glace à la surface des grains dans les nuages moléculaires.

L'irradiation des grains par un rayonnement dur et intense peut altérer ces derniers. Les manteaux de glace formés dans les nuages denses sont évaporés lorsque les grains sont chauffés par le rayonnement. Une partie des glaces peut être photolysée pour produire des matériaux réfractaires organiques (Greenberg et al., 2000). Comme nous allons le voir dans la section suivante, le rayonnement peut aussi avoir un impact sur la nature de la matière carbonée.

2.4.3 Evolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire

Les très petites particules sont essentiellement carbonées. Elles peuvent se trouver sous forme de graphite, d'hydrocarbures riches en hydrogène et aliphatiques (notés a-C :H), d'hydrocarbures aromatiques (notés a-C, PAHs) ou encore de nanodiamants. La figure 2.11, qui s'appuie sur les travaux de Jones (2005), schématise le cycle d'évolution des hydrocarbures en fonction de l'environnement dans lequel ils se trouvent.

Les hydrocarbures peuvent se former dans les supernovae, les enveloppes froides d'étoiles évoluées riches en carbone et dans le milieu interstellaire dense ($n_{\text{H}} > 10^3 \text{ H cm}^{-3}$) par accrétion. Les a-C :H se forment plutôt dans ces deux derniers environnements. Les bandes à 3.4, 6.85 et 7.25 μm vues en absorption au travers des nuages denses sont bien reproduites par ces a-C :H (e. g. Dartois et al., 2004; ?). Les a-C :H seraient alors la forme prédominante des hydrocarbures dans les nuages denses (e. g. Jones et al., 1990; Jones, 1990; Dartois et al., 2007).

La présence de rayonnement induit une aromatisation et une perte d'hydrogène des a-C :H par apport d'énergie (e. g. Dartois et al., 2005; Jones et al., 1990). Cela correspond à une transition d'une hybridation sp^3 du carbone vers une hybridation sp^2 aromatique.

2.4. Cycle des poussières interstellaires

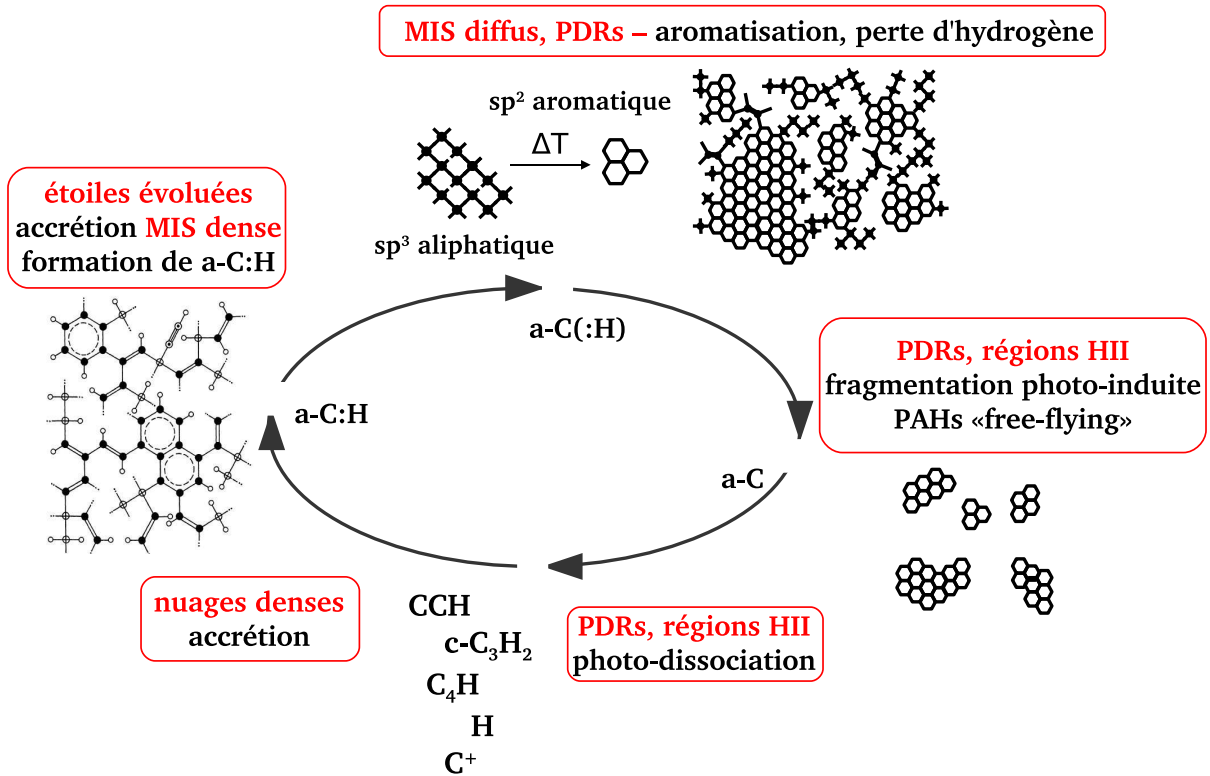


FIG. 2.11 – Schéma représentatif de l'évolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire. La structure des hydrocarbures qui est ici représentée en deux dimensions est plutôt à trois dimensions en réalité (inspiré de Jones, 2005).

Cette transition aliphatique-aromatique peut être assez rapide comme le montrent les modèles (e. g. Jones, 1990). Les espèces ainsi formées contiennent des groupements de 3 à 6 anneaux aromatiques en moyenne liés par des ponts aliphatiques ou oléfiniques (a-C(:H) sur la figure 2.11) (e. g. Duley, 2000; Petrie et al., 2003). Ces ponts aliphatiques peuvent ensuite être détruits par le rayonnement photodissociant pour libérer des îlots de matière aromatique pauvre en hydrogène (a-C, PAHs) (e. g. Duley, 2000). Les PAHs ainsi formés peuvent être à leurs tours détruits par un rayonnement photodissociant (e. g. Jochims et al., 1994, 1999) assez dur et intense pour donner des hydrocarbures plus simples et petits comme c-C₃H₂, CCH, C₄H (e. g. Pety et al., 2005) et qui pourront croître de nouveau par accréation dans les nuages denses.

Le cycle peut évidemment être "court-circuité". En effet, les espèces PAHs avant d'être détruites peuvent être incorporées dans des nuages denses lors de la formation de ces derniers. Dans ces conditions, ils pourraient donner naissance à des agglomérats d'hydrocarbures aromatiques. En présence de rayonnement photodissociant, ces agglomérats retour-

neraient sous forme de PAHs par évaporation (e. g. Rapacioli et al., 2005, 2006; Cesarsky et al., 2000). Notons que des espèces gazeuses comme $c\text{-C}_3\text{H}_2$, CCH, C_4H sont également présentes dans ces nuages denses. Les hydrocarbures formés par accrétion pourraient alors être un mélange des PAHs et de ces espèces gazeuses, de la forme $a\text{-C}(:\text{H})$.

2.4.4 Variation du spectre IR moyen dans les PDRs

Le satellite ISO a permis de révéler une diminution systématique du rapport d'émission bandes/continuum IR moyen des couches externes vers les couches profondes, dans les bords denses illuminés (i. e. dans les PDRs, e. g. Abergel et al., 2002). Si cette variation ne peut pas être expliquée par des effets de transfert de rayonnement, elle devrait alors tracer l'évolution des propriétés des poussières dans ces objets. En particulier, l'abondance des porteurs du continuum IR moyen pourrait y être plus élevée par rapport à celle des porteurs des bandes aromatiques. Plusieurs processus physiques peuvent expliquer de telles variations. Ces processus ont pour effet soit d'augmenter l'abondance des porteurs du continuum IR moyen, soit de diminuer celle des porteurs des bandes aromatiques soit encore, de cumuler les deux effets :

- Les processus liés à la nature anisotrope du champ de rayonnement (e. g., Lafon, 1990; Weingartner & Draine, 2001b). Un champ de rayonnement anisotrope a pour effet de créer des forces qui poussent les poussières dans le sens de propagation du rayonnement. Les trois forces qui dominent sont dues à la pression de radiation, à l'éjection anisotrope de photoélectrons et à la désorption anisotrope d'espèces faiblement liées à la surface des grains (e. g. atomes, ions). Ces forces impriment aux poussières une vitesse de dérive par rapport au gaz qui fait apparaître une force de frottement. La vitesse de dérive résultante est une fonction croissante de la taille des grains (e. g., Weingartner & Draine, 2001b). Les différences de vitesse entre les grains de tailles différentes peuvent induire des coagulations et/ou une ségrégation en taille par effet de chasse. Les plus gros grains (porteurs du continuum) pourraient alors être moins abondants près de l'étoile et accumulés au bord dense de la PDR.
- Les PDRs denses sont le lieu privilégié de l'évolution des hydrocarbures (§ 2.4.3) en raison de la présence simultanée de matière dense et de rayonnement. La variation du rapport d'émission bandes/continuum pourrait donc être une conséquence de l'évolution de la matière carbonée. Dans ce cas, la question est de savoir quel processus domine l'évolution du rapport bande/continuum. Voit-on moins de bandes en raison de la photo-destruction des PAHs dans les couches externes de la PDR? Voit-on des variations de l'abondance relative entre les agglomérats de PAHs (émetteurs de bandes+continuum IR) et les PAHs libres (émettrices de bandes)? Voit-on la synthèse des PAHs à partir des $a\text{-C}(:\text{H})$ sous l'effet du rayonnement dans les couches

2.4. Cycle des poussières interstellaires

externes de la PDR ?

- Les très petites particules (PAHs et VSGs) sont coagulées sur les gros grains dans les nuages denses (e. g. Stepnik et al., 2003). La naissance d'une étoile dans le nuage dense a pour effet de rendre plus diffuse la matière autour de l'étoile qui creuse une cavité dans son nuage parent (e. g. Weaver et al., 1977; Freyer et al., 2003) et d'illuminer la matière dense. Les très petites particules sont alors libérées de la surface des gros grains sous l'effet du rayonnement. Ce détachement de la surface des gros grains pourrait avoir lieu à différentes profondeurs en fonction de la nature et/ou de la taille des très petites particules. Si, par exemple, les porteurs des bandes aromatiques et du continuum IR moyen ont des énergies de liaisons différentes sur les gros grains, ils ne sont pas libérés à la même profondeur dans la PDR (i. e. dans les mêmes conditions physiques).

Il est important de garder à l'esprit que dans les PDRs, nous observons la transition de la matière interstellaire depuis un milieu dense, froid et protégé du rayonnement UV-visible vers un milieu plus diffus, chaud et irradié par une densité élevée de photons UV-visibles. Nous partons donc nécessairement de poussières dont les propriétés sont celles prévalant dans les nuages denses.

Chapitre 3

Le télescope spatial Spitzer

Sommaire

3.1 Le satellite Spitzer	36
3.1.1 Le lancement “à chaud” et l’assemblage cryogénique	36
3.1.2 L’orbite “Earth trailing”, contraintes de pointage	38
3.1.3 Le pointage : Fonctionnement et précision	39
3.1.4 La répartition du temps d’observation	40
3.2 Le télescope et les instruments	40
3.2.1 L’ “Infrared Array Camera” (IRAC)	42
3.2.2 Le “Multiband Imaging Photometer for Spitzer” (MIPS)	45
3.2.3 L’ “Infrared Spectrograph” (IRS)	45

Le télescope spatial Spitzer (Spitzer Space Telescope, SST) (Werner et al., 2004a) a été lancé le 25 août 2003 par la National Aeronautics and Space Administration (NASA) au moyen d’une fusée Delta II depuis Cap Canaveral en Floride. Le SST constitue la dernière mission du programme “NASA’s Great Observatories Program” qui comprenait quatre satellites. Les autres missions de ce programme étaient le télescope spatial Hubble (visible), le “Compton Gamma-Ray Observatory” et le “Chandra X-Ray Observatory”. Le SST observe dans l’Infrarouge (IR) entre 3.6 et 160 μm . Il a à son bord trois instruments dont deux imageurs et un spectromètre. L’ Infrared Array Camera (IRAC) peut imager le ciel dans quatre bandes à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm . Le Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) est un imageur qui possède trois filtres à 24, 70 et 160 μm . MIPS possède également un mode de spectroscopie basse résolution ($\lambda/\delta\lambda \sim 15\text{-}25$) qui devait nominale-ment fonctionner entre 55 et 95 μm . L’Infrared Spectrograph (IRS) est un spectromètre qui fonctionne pour la basse résolution ($\lambda/\delta\lambda \sim 60\text{-}120$) entre 5.2 et 38 μm et pour la haute résolution ($\lambda/\delta\lambda \sim 600$) entre 9.9 et 37.2 μm . Ce travail de thèse s’articule autour du traitement et de l’interprétation de données obtenues avec le spectromètre IRS.

Le SST est le successeur des satellites Infrared Astronomical Satellite (IRAS), Infrared Telescope in Space (IRTS) et Infrared Space Telescope (ISO). La mission IRAS fut lancée conjointement par les États-Unis, le Royaume-Unis et la Hollande en janvier 1983. Elle a effectué un relevé de tout le ciel en imagerie à 12, 25, 60 et 100 μm . Ces observations IR, qui sont les premières hors atmosphère, ont bouleversé l’astronomie IR et sont aujourd’hui encore utilisées. La mission IRTS (Onaka et al., 1996; Tanaka et al., 1996) fut lancée par l’agence spatiale japonaise en mars 1995. Cette mission n’a duré que 28 jours et a effectué un relevé d’environ 7% du ciel au moyen de quatre instruments entre 1 et 1000 μm en spectroscopie et en imagerie. La mission ISO (Kessler et al., 1996) fut lancée par l’European Space Agency (ESA) en novembre 1995. A la différence de IRTS et IRAS, ISO était un observatoire. Il était muni de quatre instruments (ISOCAM, ISOPHOT, SWS et LWS) qui lui ouvraient la gamme de longueurs d’onde de 2.5 à 240 μm . ISOCAM était une caméra qui pouvait observer entre 2.5 et 17 μm . Elle était munie d’un mode Circular Variable Filter (CVF) qui permettait de faire de la spectro-imagerie entre 2.5 et 16 μm avec une résolution de $\lambda/\delta\lambda \sim 40$. En pratique, le détecteur LW (4-17 μm) offrait de meilleurs résultats que le détecteur SW (2.5-5.2 μm), si bien que ce dernier fut peu utilisé. ISOPHOT était un imageur qui opérait entre 2.5 et 240 μm . Le “Short Wavelength Spectrometer” (SWS) et “Long Wavelength Spectrometer” (LWS) étaient deux spectromètres qui balayaient les longueurs d’onde de 2.38 à 45.2 et de 43 à 196.7 μm , respectivement. Ces deux spectromètres pouvaient atteindre une résolution maximum de $\lambda/\delta\lambda \sim 10^4$.

3.1 Le satellite Spitzer

Prévu pour une durée initiale de 2.5 ans, la durée de vie du SST devrait être de 5 ans. Cette durée est limitée par l’évaporation des 360 litres d’hélium liquide qu’il a emportés. Rappelons que l’observation dans l’IR nécessite en effet un refroidissement des instruments (détecteurs, télescope) et de l’environnement proche des instruments à des températures très faibles (quelques Kelvins). En effet, dans le cas contraire, le rayonnement thermique des matériaux deviendrait une source de rayonnement bien plus intense que les objets astrophysiques observés à ces longueurs d’onde, ce qui générerait considérablement la détection de ces derniers. La figure 3.1 présente une vue d’ensemble du satellite qui mesure 4 m de hauteur pour une masse 865 kg, ce qui est faible par rapport à son prédécesseur ISO qui pesait 2498 kg. La figure présente une vue schématique du SST et de ses différents composants.

3.1.1 Le lancement “à chaud” et l’assemblage cryogénique

Le lancement à “chaud” du SST constitue une innovation. Cela a été possible grâce à sa conception différente par rapport aux précédents satellites d’observation IR. Dans les

3.1. Le satellite Spitzer

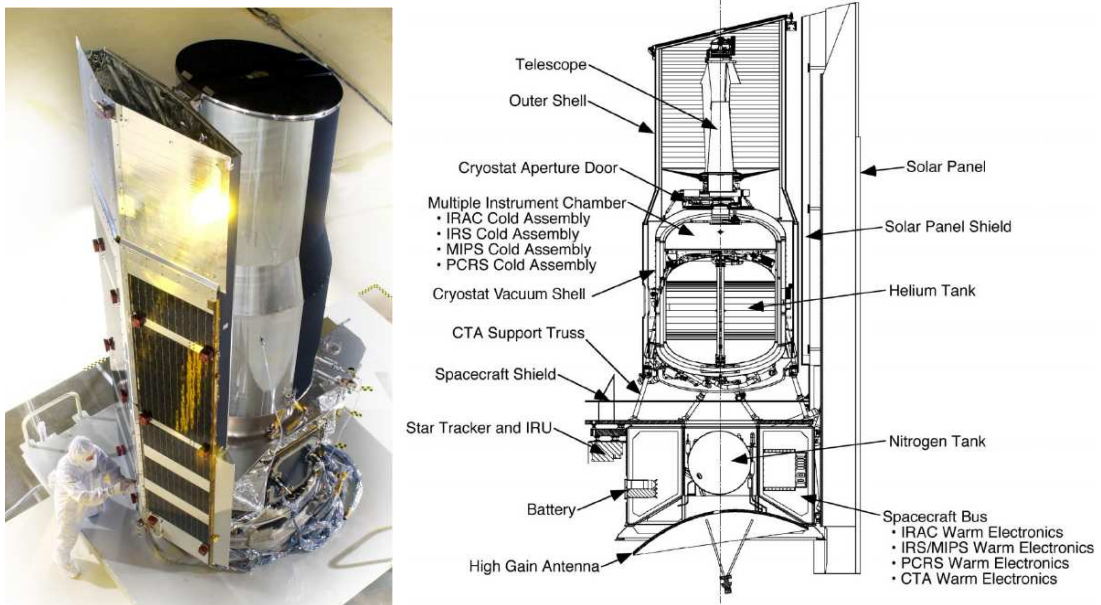


FIG. 3.1 – Vue d’ensemble et schéma du satellite Spitzer.

missions précédentes, les instruments d’observation et le télescope étaient plongés dans le cryostat. Dans le cas du SST, le cryostat ne contient pas le télescope.

Le figure 3.2 montre une vue schématique de l’ensemble du satellite et de la partie nommée “assemblage cryogénique” (Cryogenic Telescope Assembly, CTA). Le CTA est constitué du télescope, d’un bouclier extérieur et du cryostat qui contient la réserve d’hélium liquide et la chambre multi-instruments. Le reste du satellite (panneaux solaires, antennes, système de pointage (PCS) et modules de contrôle sur la Fig. 3.2) est dédié au contrôle de sa position, au pointage, à la gestion de l’énergie et à la communication avec la Terre. Cette partie que nous pouvons appeler “spacecraft” a été fournie par *Lockheed Martin Space Systems Company*. Le lancement du satellite, comme nous l’avons vu plus haut, a été fait “à chaud”. Les éléments du CTA étant hors du cryostat, étaient alors non refroidis. Le lancement “à chaud” est notamment permis par le choix de l’orbite, dont nous parlerons ensuite, qui place le satellite dans un environnement froid, car loin de la Terre, et qui va ainsi refroidir l’observatoire à moins de 40 K en quelques semaines. Par la suite, l’évaporation de l’hélium du cryostat va maintenir l’ensemble du CTA à basse température. Lors des observations MIPS $160 \mu\text{m}$, il est nécessaire de maintenir le télescope à basse température (5.5 K) en utilisant un système de chauffage qui va accélérer l’évaporation d’hélium du cryostat. La chambre multi-instruments, qui se situe directement dans le cryostat, est maintenue à une température de 1.4 K. Une conséquence de cette conception nouvelle est que la durée de vie du satellite est grande (5 ans) au regard de la quantité d’hélium embarquée (360 litres). À titre de comparaison, IRAS avait embarqué 520 litres d’hélium pour

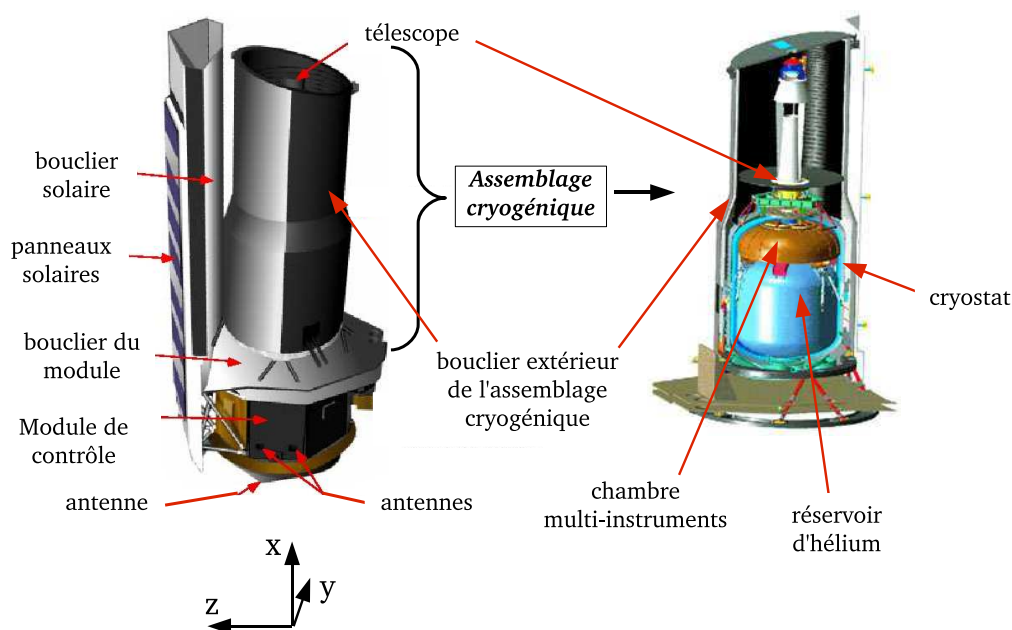


FIG. 3.2 – À gauche : Schéma du SST. Le satellite est constitué du module de contrôle, des panneaux solaires, des antennes de communication et de l’assemblage cryogénique. Les axes situés sous le schéma du télescope représentent le système de coordonnées du satellite. À droite : Assemblage cryogénique (Cryogenic Telescope Assembly, CTA) qui contient la partie utile scientifiquement (télescope, détecteurs). Les boucliers solaires et du module protègent le CTA des “contaminations” thermiques.

une durée de vie de 10 mois et ISO avait embarqué 2140 litres d’hélium pour une durée de ~ 2.5 ans. Cette conception a également l’avantage de réduire considérablement le volume du satellite et donc d’en réduire le coût.

3.1.2 L’orbite “Earth trailing”, contraintes de pointage

Le choix de l’orbite du satellite est également une première. Celui-ci se situe sur la même orbite héliocentrique que la Terre, en arrière de cette dernière, d’où le terme “Earth trailing”. Le satellite s’éloigne de la Terre de ~ 0.12 UA par an. Comme nous l’avons vu précédemment, cette orbite place le satellite dans un environnement froid et réduit donc la consommation d’hélium par rapport à une orbite proche de la Terre. De plus, cette orbite est moins contraignante qu’une orbite proche de la Terre en terme de visibilité du ciel. Elle permet de voir chaque partie du ciel pendant au moins deux longues périodes chaque année et rend les zones proches des pôles écliptiques observables en continue. La figure 3.3 schématise les contraintes sur l’orientation du satellite par rapport au Soleil. Cette orientation constitue la contrainte essentielle en terme de visibilité du ciel. Ces contraintes sont imposées par l’exposition du télescope et des antennes de communication au rayonnement solaire. L’angle entre l’axe X (voir Fig. 3.2) du satellite et l’axe Soleil-satellite doit être su-

3.1. Le satellite Spitzer

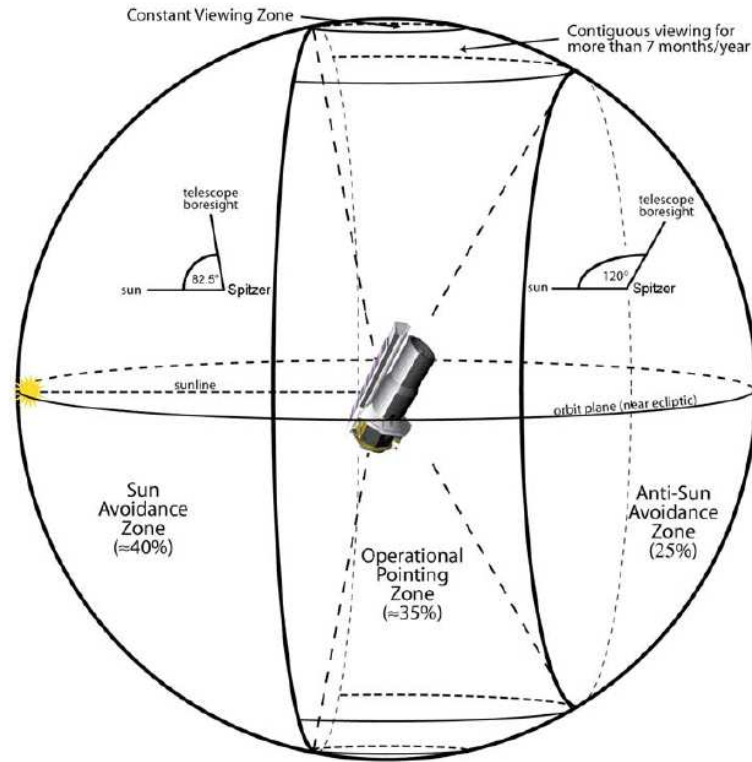


FIG. 3.3 – Contraintes imposées par la position par rapport au Soleil sur le pointage du SST.

périeur à 120° et inférieur à 82.5° . Ainsi pour une position donnée du satellite autour du soleil, $\sim 35\%$ du ciel est observable. La durée d'observabilité d'une source durant une année dépend essentiellement de sa latitude écliptique. Le minimum d'observabilité est atteint par les objets les plus près de l'équateur écliptique qui sont observables environ 40 jours deux fois par an, sans tenir compte des contraintes supplémentaires imposées par les objets brillants (Lune, Terre, Jupiter, Saturne, astéroïdes brillants).

3.1.3 Le pointage : Fonctionnement et précision

Le "Pointing Control System (PCS)" est constitué d'un système inertielle à trois axes et d'un logiciel de traitement autonome. Le système "Star Tracker (ST)" permet au satellite de situer son pointage de manière autonome au moyen d'un catalogue de 87000 étoiles. Le ST possède un champ de vue de $5^\circ \times 5^\circ$ qui lui permet d'utiliser environ 40 étoiles simultanément pour déterminer sa position. Le ST peut pointer le satellite avec une précision de $\sim 0.11''$. Les gyroscopes, qui servent à stabiliser le pointage, peuvent limiter la dérive à $0.003''/\text{sec}$ pendant 8 heures. Le PCS sert également à éviter les orientations interdites (Fig.3.3) du satellite par rapport au Soleil au moyen de capteurs solaires. Si une anomalie est détectée, le satellite est placé automatiquement dans un mode de sécurité. Le pointage à l'aveugle (sans utilisation du ST) possède également une précision de $0.5''$. Finalement,

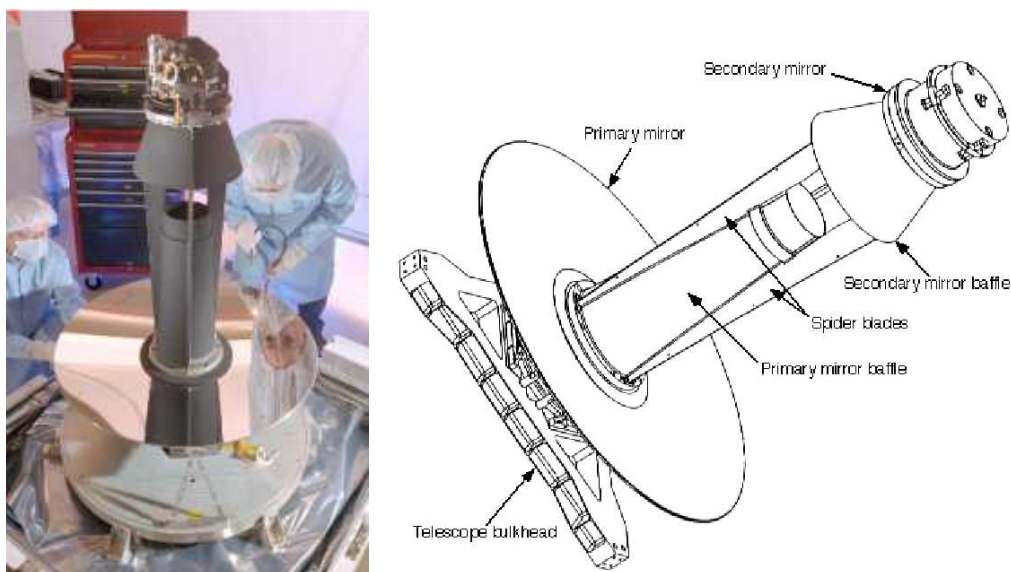


FIG. 3.4 – Le télescope Ritchey-Chrétien de 85 cm à bord du satellite Spitzer.

la précision de pointage en absolu dans les données est de $1.4''$. La précision relative entre deux objets dans un jeu de données (AOR) est $<0.5''$.

3.1.4 La répartition du temps d'observation

Le temps d'observation de Spitzer est divisé en trois grandes catégories : (1) “General Observers” (GO), (2) “Legacy Science Teams” et (3) “Guaranteed Time Observers”. Les deux dernières catégories sont rassemblées sous l’acronyme GTO. Les GTOs constituent 20% des 2.5 premières années d’observation puis 15% du temps par la suite. Six grands programmes “Legacy Science Teams” ont été sélectionnés avant le lancement et constituent des projets de grande envergure dans le but de créer un héritage scientifique et une archive vaste et cohérente sur des sujets et/ou objets précis et pouvant être complétés avec de nouvelles observations par la communauté. Le GO constitue $\sim 75\%$ du temps d’observation disponible. Ce temps est accessible à tous les astronomes et est distribué chaque année via l’examen de demandes de temps par un comité de spécialistes.

3.2 Le télescope et les instruments

Le Spitzer Space Telescope (SST) est un télescope Ritchey-Chrétien de 85 centimètres de diamètre (voir Fig. 3.4) d’ouverture $f/12$. Le miroir primaire et la structure du télescope sont fabriqués en béryllium et sont conçus pour être utilisés à basse température. Le type Ritchey-Chrétien minimise les aberrations sphériques et la coma sur un large champ de vue. Les tests en vol ont montré que les performances du télescope sont limitées par la diffraction aux longueurs d’onde supérieures à $5.5 \mu\text{m}$.

3.2. Le télescope et les instruments

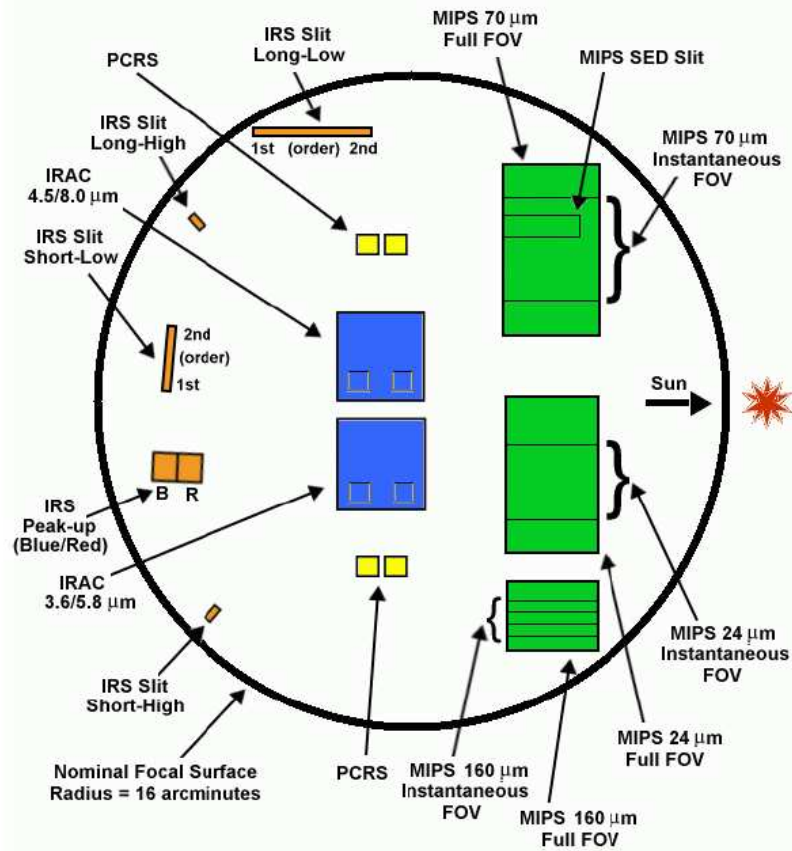


FIG. 3.5 – Représentation du plan focal du SST projeté sur le ciel et vue au travers du système optique. Nous retrouvons les détecteurs MIPS (en vert), IRAC (bleu) et les fentes du spectromètre IRS (en orange). Les détecteurs notés PCRS pour “Pointing Control Reference Sensor” font partie du système de pointage (PCS) décrit dans la dernière partie du § 3.1. Cette figure représente la position des instruments dans le champ de vue du télescope (le rayon du champ de vue est de 16’).

Le miroir secondaire est équipé d’un système mécanique de réglage de la distance miroir primaire-miroir secondaire pour ajuster la distance parcourue par la lumière entre le miroir primaire et le plan focal à la distance focale du télescope (i. e. faire la mise au point). Avant le lancement, le réglage du miroir secondaire avait été fait en prévision de la température de fonctionnement du télescope et de l’absence de gravité. Cependant de nouveaux ajustements ont été nécessaires au début du vol. Les différents instruments se trouvant tous dans le plan focal du télescope, aucune modification du réglage du miroir secondaire n’est nécessaire pour passer de l’un à l’autre.

Les trois instruments partagent donc le plan focal du télescope et voient chacun une partie du champ de vue du télescope grâce à leurs miroirs “pick-off”. La figure 3.5 représente la disposition des instruments dans le champ de vue du télescope dont le rayon est

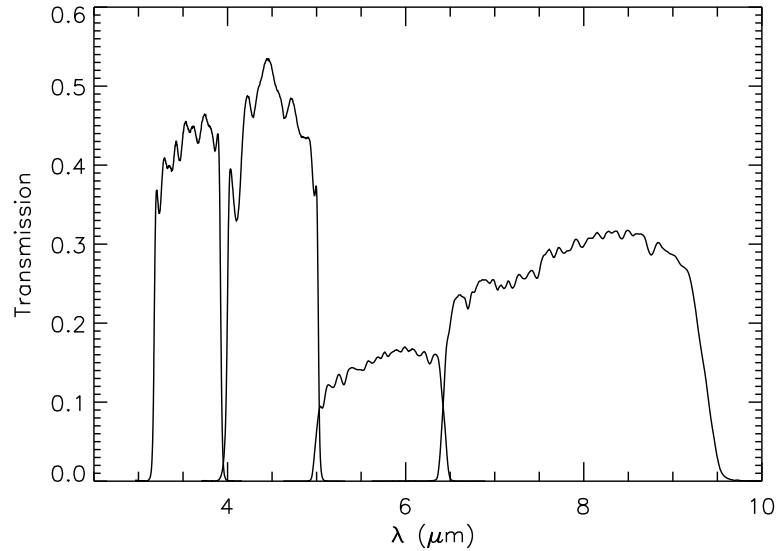


FIG. 3.6 – Transmission totale des canaux IRAC. Cette transmission inclut la transmission du satellite, les efficacités quantiques des détecteurs et l’optique de l’instrument qui est uniquement constituée de pièces transmissives (pas de pièces réfléchives).

de 16'. Cette représentation est une vue au travers du système optique, ce qui provoque l’inversion des positions des instruments dans le plan focal. La sélection de l’instrument utilisé se fait par dépointage du télescope complet pour amener la source dans le champ de vue de l’instrument.

3.2.1 L’“Infrared Array Camera” (IRAC)

IRAC (Fazio et al., 2004) est un imageur qui possède 4 canaux qui observent simultanément le ciel à 3.6 (3.19-3.94), 4.5 (4.00-5.02), 5.8 (4.98-6.41) et 8 (6.45-9.34) μm . Chaque canal produit une image de 256×256 pixels d’un champ de vue de $5.2' \times 5.2'$ ($\sim 1.2''/\text{pixel}$) ou 32×32 pixels en mode “subarray” qui n’utilise qu’une partie du détecteur. Le mode “subarray” permet d’observer des sources brillantes car le temps de lecture et donc le temps de pose peut être diminué. Comme nous le voyons sur la figure 3.5, les canaux à 4.5 et 8 μm (et à 3.6 et 5.8 μm) possèdent le même champ de vue. Les bords des deux champs IRAC sont séparés de $\sim 1.5'$. Les deux canaux de plus courtes longueurs d’onde utilisent la technologie InSb tandis que les deux canaux de plus grandes longueurs d’onde utilisent des détecteurs Si :As.

La sensibilité d’IRAC pour les sources ponctuelles est meilleure que les prédictions faites avant le lancement pour les canaux à 3.6 et 4.5 μm et moins bonne pour les canaux à

3.2. Le télescope et les instruments

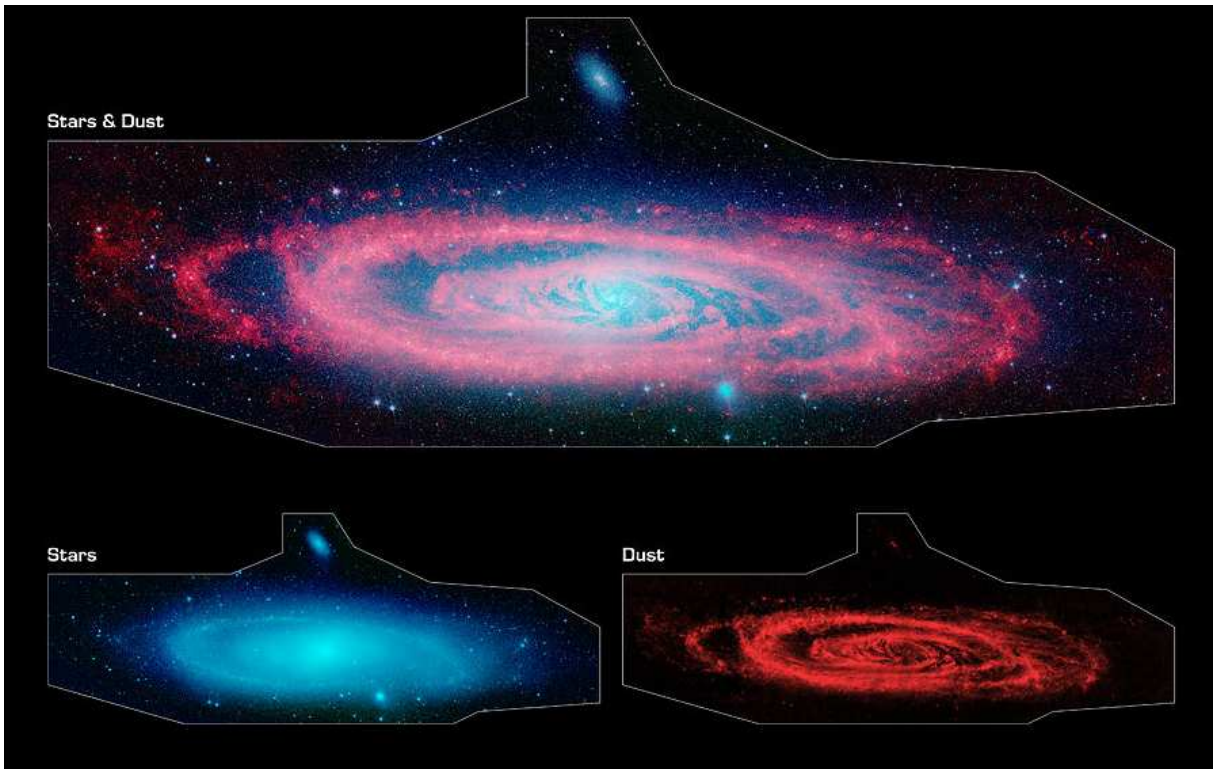


FIG. 3.7 – La galaxie d’Andromède (M31) vue par IRAC. Le signal vu par le canal à $3.6\ \mu\text{m}$ est représenté en bleu et trace le rayonnement émis par les étoiles. Le signal vu par le canal à $8\ \mu\text{m}$ est représenté en rouge et trace le rayonnement émis par les poussières. Cette mosaïque est le résultat de ~ 3000 prises de vue.

5.8 et $8\ \mu\text{m}$. La détection à 1σ d’une source ponctuelle sur un fond d’émission faible⁴ pour une intégration de $200\ \text{s}$ est possible pour une source dont le flux est de $0.4, 0.84, 5.5, 6.9\ \mu\text{J}$ avec les canaux à $3.6, 4.5, 5.8$ et $8\ \mu\text{m}$ respectivement. Cette sensibilité est directement liée à la transmission “totale” de l’instrument, qui est tracée sur la figure 3.6. Notons que pour des questions d’encombrement, IRAC ne contient pas de pièce réfléchive (uniquement des pièces transmissives).

IRAC est un instrument permettant d’effectuer des relevés grâce à sa sensibilité et son grand champ de vue. La figure 3.7 montre un exemple d’images prises avec IRAC et qui est le résultat d’un pavage de la source (~ 3000 prises de vue). Les performances en vol de cet instrument et les résultats qu’il a apportés ont amené à le rebaptiser “Discovery channel”. IRAC fournit des images dont la résolution est limitée par la diffraction. La fonction d’étalement de point (Point-Spread Function, PSF) mesurée en vol a une largeur à mi-hauteur

⁴ donc typiquement pour les faibles latitudes écliptiques pour lesquelles l’émission zodiacale est faible.

moyenne⁵ de 1.66", 1.72", 1.88", 1.98" et une largeur centrée⁶ de 1.44", 1.43", 1.49", 1.71" pour les canaux à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm , respectivement.

Des problèmes de lumière parasite existent pour les quatre canaux. Ces problèmes sont plus marqués pour les canaux à 3.6 et 4.5 μm . Ces effets sont dus à la diffusion de lumière zodiacale dans le champ des détecteurs. Cette lumière parasite crée des motifs (i. e. des structures spatiales) sur le détecteur. Cela pose un problème pour la mesure du champ-plat des détecteurs puisque la lumière zodiacale est utilisée pour cette mesure. Une source brillante placée dans le champ proche des détecteurs peut également provoquer la diffusion de lumière parasite sur ceux-ci. Des zones hors du champ des détecteurs ont été définies comme particulièrement propices à la création de lumière parasite. Il est donc conseillé aux utilisateurs de ne pas placer de source brillante dans ces zones.

L'étalonnage photométrique d'IRAC est effectué en comparant des observations d'étoiles A près du pôle nord écliptique avec des modèles stellaires calés sur des observations au sol. Cet étalonnage est précis à 1.8, 1.9, 2.0, 2.1% pour les canaux à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm , respectivement (Reach et al., 2005). Un étalonnage aussi précis inclut l'effet de la position du centroïde dans le pixel central et les effets de la position de l'étoile sur le détecteur (dus à la différence de transmission et à la différence de champ de vue d'un pixel au travers du champ de vue de la caméra). La stabilité de la photométrie est mesurée au moyen d'étoiles A et K observées plusieurs fois par mois. La photométrie est stable à 1.5% sur une année (Reach et al., 2005).

3.2.2 Le "Multiband Imaging Photometer for Spitzer" (MIPS)

MIPS (Rieke et al., 2004) fournit la capacité d'imagerie à 24, 70 et 160 μm de Spitzer et la possibilité d'observer la distribution spectrale d'énergie entre 55 et 95 μm avec une résolution spectrale de $\lambda/\delta\lambda \sim 15-25$. MIPS utilise des détecteurs de 128 \times 128 pixels (Si :As) à 24 μm , de 32 \times 32 (Ge :Ga) à 70 μm et de 2 \times 20 (Ge :Ga) à 160 μm . Les champs de vue des différents canaux sont de 5' \times 5' à 24 μm et de 0'.75 \times 5' (avec une rangée de pixel mort) à 160 μm . Le canal à 70 μm devait initialement avoir un champ de vue de 5' \times 5' mais un problème de lecture lié au câblage réduit son champ de vue à 2.5' \times 5' (la moitié du détecteur). Le champ de vue d'un pixel est donc de 2.55", 9.98" et 16" \times 18" à 24, 70 et 160 μm , respectivement. Le canal à 70 μm possède un mode "champ de vue étroit" qui amène le champ de vue à 1.35' \times 2.7' sur le même détecteur, amenant ainsi le champ de vue d'un pixel à 5.2". Cette amélioration de la résolution se fait évidemment au détriment de la sensibilité. Le télescope de 85 cm rend la PSF tout juste échantillonnée par les détecteurs. L'instrument

⁵Cette valeur est obtenue en moyennant la largeur à mi-hauteur pour 25 positions différentes sur le détecteur.

⁶Cette valeur est obtenue en plaçant la source au centre d'un pixel.

3.2. Le télescope et les instruments

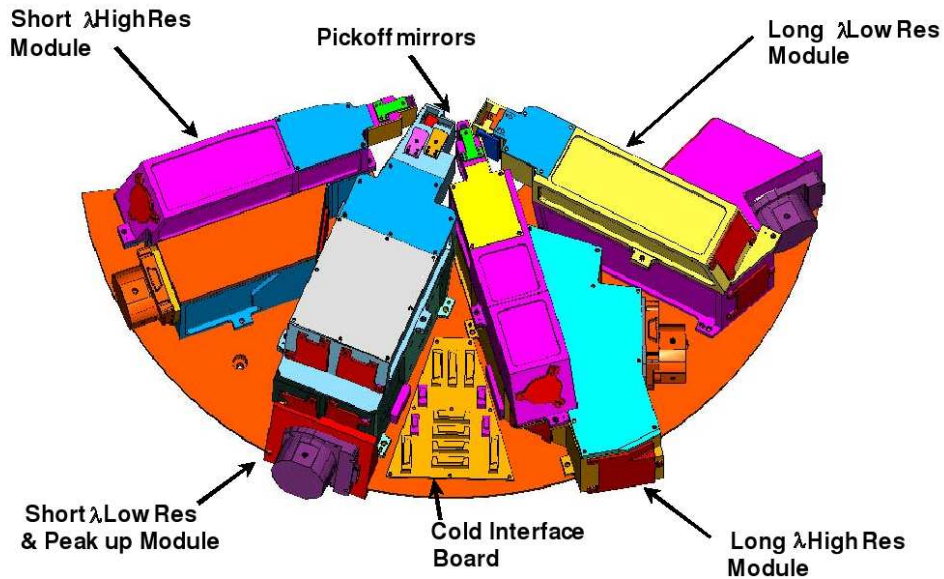


FIG. 3.8 – Schéma de l'instrument IRS dans la chambre multi-instruments (Fig. 3.2).

atteint donc la limite de résolution imposée par le télescope qui est de $6''$, $18''$, $40''$ à 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$, respectivement. MIPS possède deux miroirs "pick-off" dans le plan focal du télescope, un miroir pour le détecteur à $70 \mu\text{m}$ et un pour les détecteurs à 24 et $160 \mu\text{m}$. Comme pour IRAC, les trois détecteurs voient le ciel simultanément et le pointage d'une source sur un des détecteurs se fait par dépointage du satellite complet.

La détection à 5σ d'une source ponctuelle pour une intégration de 500 s est possible pour une source plus brillante que 0.11 , 6 et 15 mJy avec les canaux à 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$, respectivement. Ces sensibilités sont moins bonnes que les prédictions faites avant le lancement pour les canaux à 70 et $160 \mu\text{m}$ à cause du taux de rayons cosmiques plus élevé que prévu. En plus des bruits de lecture et de photon, les performances de MIPS sont limitées par la confusion dans les trois canaux (Dole et al., 2004).

L'étalonnage photométrique de MIPS $24 \mu\text{m}$ et MIPS $70 \mu\text{m}$ est déterminé en utilisant des étoiles A et K. L'étalonnage de MIPS $24 \mu\text{m}$ est précis à 5% et les résultats sont reproductibles avec une précision de 1% . L'étalonnage de MIPS $24 \mu\text{m}$ est donc excellent. Celui de MIPS $70 \mu\text{m}$ est précis à 10% avec une reproductibilité précise à 4% . À la différence des deux autres canaux, MIPS $160 \mu\text{m}$ est calibré à l'aide d'une plus grande variété de sources, incluant des astéroïdes. Cet étalonnage est n'est précis qu'à $\sim 20\%$.

Modules	Détecteurs	Taille de pixel (arcsec)	Ordre	Taille de fente (arcsec)	λ (μm)	$\lambda/\delta\lambda$
"Short-Low"	Si :As	1.8	SL2	3.6×57	5.2-7.7	80-128
			SL1	3.7×57	7.4-14.5	64-128
			"Pick-up" bleu	56×80	13.3-18.7	~ 3
			"Pick-up" rouge	54×82	18.5-26.0	~ 3
"Long-Low"	Si :Sb	5.1	LL2	10.5×168	14.0-21.3	80-128
			LL1	10.7×168	19.5-38.0	64-128
"Short-High"	Si :As	2.3	11-20	4.7×11.3	9.9-19.6	~ 600
"Long-High"	Si :Sb	4.5	11-20	11.1×22.3	18.7-37.2	~ 600

TAB. 3.1 – Propriétés des quatre modules IRS.

3.2. Le télescope et les instruments

3.2.3 L' "Infrared Spectrograph" (IRS)

IRS (Houck et al., 2004) est le spectromètre du SST. Comme le montre la figure 3.8, IRS est constitué de quatre modules désignés au moyen de leurs résolutions et domaines de longueurs d'onde : le "Short-Low" (SL), le "Long-Low" (LL), le "Short-High" (SH) et le "Long-High" (LH). Ces quatre modules comportent un détecteur de 128×128 pixels. Les détecteurs des deux modules courtes longueurs d'onde (SL et SH) sont en Si :As et ceux des modules grandes longueurs d'ondes (LL et LH) sont en Si :Sb. Ces deux derniers détecteurs sont identiques à celui utilisé pour MIPS $24 \mu\text{m}$. Les largeurs des fentes ont été définies comme $\lambda_{\text{max}} \times f$ avec λ_{max} la longueur d'onde maximum observée avec le module concerné et f est le rapport d'ouverture du télescope ($f=12$). Ces largeurs projetées sur les détecteurs respectifs correspondent à une taille de deux pixels environ. IRS comprend également deux imageurs "peak-up" qui se trouvent sur le détecteur du module SL et ont un champ de vue de $\sim 55'' \times 80''$. Les bandes passantes de ces imageurs "peak-up" sont centrées à $16 \mu\text{m}$ et $22 \mu\text{m}$ pour le "peak-up" bleu et rouge, respectivement.

Comme le montre la figure 3.9, les fentes des modules SL et LL sont divisées en deux "sous-fentes", une pour l'ordre 1 et une pour l'ordre 2 de la diffraction. Sur les chemins optiques relatifs à ces deux fentes sont placés deux réseaux de diffraction qui ne sont pas inclinés avec le même angle, projetant ainsi deux ordres différents dans le plan du détecteur (les ordres 1 et 2). Ainsi pour obtenir le spectre complet avec les modules SL ou LL, la source doit être placée successivement dans les deux "sous-fentes" (SL1 et SL2 ou LL1 et LL2). Pour ces deux modules basse résolution, lorsqu'une source est placée dans la fente de l'ordre 2, une partie de l'ordre 1 de diffraction apparaît sur le détecteur. Cette partie est appelée "ordre bonus" et améliore le recouvrement spectral entre les deux ordres, facilitant ainsi l'inter-étalonnage entre les ordres. L'"ordre bonus" couvre la gamme comprise entre $7.3\text{-}8.7 \mu\text{m}$ et $19.4\text{-}21.7 \mu\text{m}$ pour les modules SL et LL, respectivement. Le tableau 3.1 résume les propriétés des quatre modules d'IRS ainsi que celles des deux "pick-up". Nous voyons dans ce tableau que les modules de haute résolution ont des ordres notés de 11 à 20. Pour ces deux modules, le faisceau incident est dispersé une première fois (par un premier réseau) perpendiculairement à la fente puis une seconde fois (par un second réseau) parallèlement à la fente (on parle de "cross-dispersion"), ce qui a pour effet de séparer les ordres qui se recouvrent après la première dispersion. Dix ordres différents impriment alors les détecteurs SH et LH. IRS ne contient aucune pièce mobile. Lors d'une observation, les quatre modules sont donc éclairés et comme pour MIPS et IRAC, le satellite doit être dépointé pour amener la source dans le champ de vue de l'instrument utilisé. Néanmoins, il n'est possible de lire qu'un détecteur à la fois et donc de n'acquérir des données que pour un module à la fois.

Les modules basses résolutions ont été conçus pour l'observation des bandes d'émission

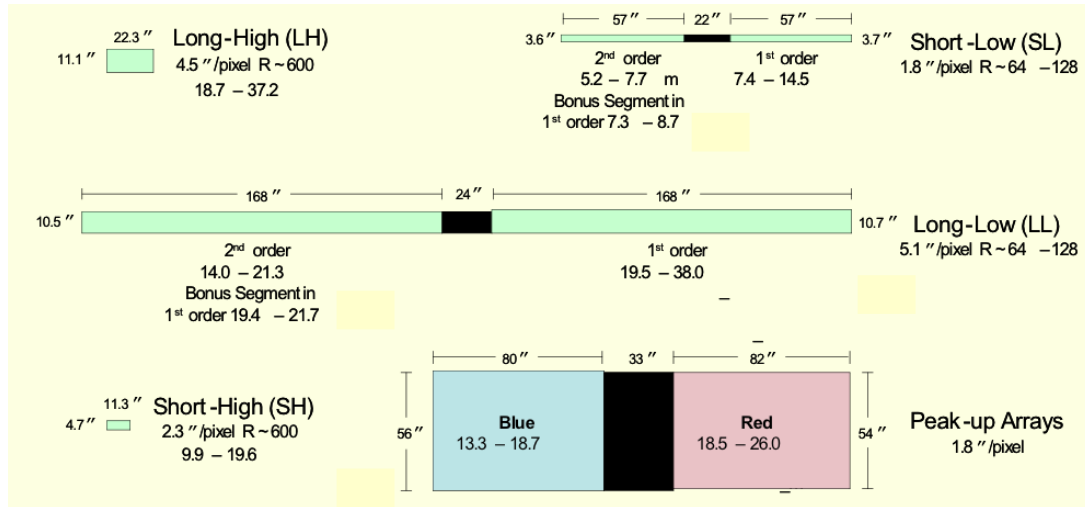


FIG. 3.9 – Schéma des différentes fentes et des “pick-up” de l’instrument IRS. Les positions relatives des fentes et “pick-up” ne sont pas réelles sur cette représentation. Ces positions sont représentées sur la figure 3.5 dans le champ de vue du télescope.

aromatiques et du continuum des poussières dans l’Univers local et distant. Les modules de haute résolution ont été conçus dans le but d’obtenir la résolution maximum en longueur d’onde avec un détecteur de dimension donnée, ce qui justifie l’utilisation de la double dispersion (ou “cross-dispersion”). Ces deux modules sont optimisés pour être sensibles dans les raies d’émission du gaz (i. e. les raies les plus intéressantes ne sont pas en bord d’ordre).

Les sensibilités des quatre modules sont basées sur des modèles élaborés avant le lancement et mis à jour par les données acquises en vol. Les modèles utilisés prennent en compte le bruit relatif à l’émission du ciel et du télescope, le bruit de lecture et le bruit causé par le courant d’obscurité. Les sensibilités ainsi calculées sont valables si le bruit de photons de la source est inférieur à ces derniers bruits (Fig 3.10 et 3.11). Dans le cas des sources plus brillantes, les sensibilités des figures 3.10 et 3.11 donneront des valeurs surestimées du rapport signal/bruit attendu puisque le bruit de photons de la source y deviendra significatif. Le calcul des sensibilités peut être fait pour différentes valeurs de l’émission zodiacale qui domine le fond d’émission du ciel. Les figures 3.10 et 3.11 représentent les sensibilités pour une valeur moyennement intense (latitude écliptique de 40°) de l’émission zodiacale. Conformément à l’utilité des modules concernés, les sensibilités reproduites pour les modules SH et LH sur la figure 3.10 sont relatives à la détection de raies non résolues du gaz, alors que les sensibilités des modules SL et LL sur la figure 3.11 sont relatives à la détection d’un continuum.

L’étalonnage en longueur d’onde, la résolution spectrale et les caractéristiques du bruit ont été déterminés au sol et sont régulièrement mis à jour grâce aux observations. L’étalon-

3.2. Le télescope et les instruments

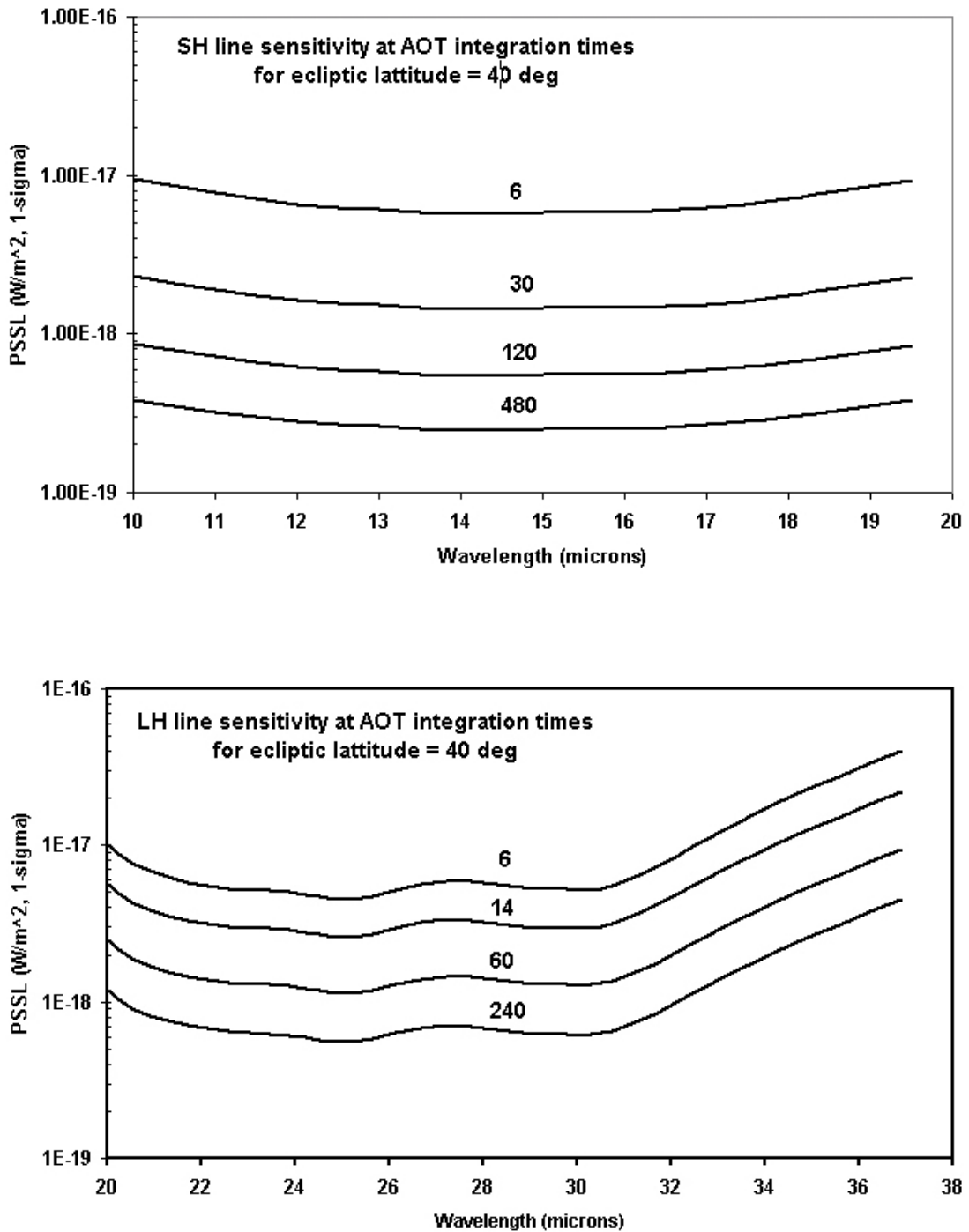


FIG. 3.10 – Flux minimum d’une raie non-résolue pouvant être détectée à 1σ au dessus du bruit avec les modules SH (graphique du haut) et LH (graphique du bas) en fonction de la longueur d’onde et pour différents temps d’intégration. Ces sensibilités sont données pour une source ponctuelle sur un fond d’émission zodiacale correspondant à une latitude écliptique de 40° .

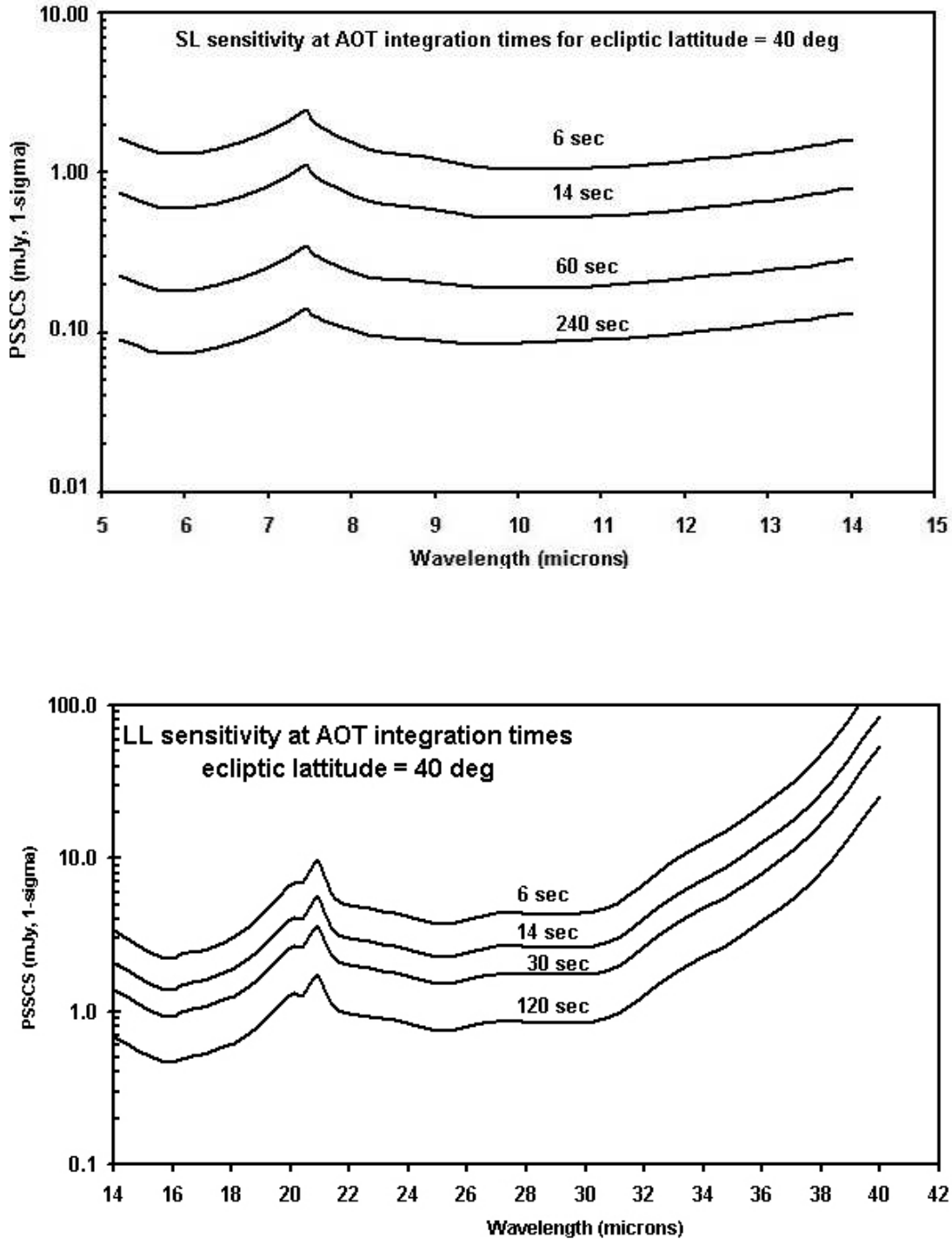


FIG. 3.11 – Flux minimum du continuum détectable à 1σ au dessus du bruit avec les modules SL (graphique du haut) et LL (graphique du bas) en fonction de la longueur d'onde et pour différents temps d'intégration. Ces sensibilités sont données pour une source ponctuelle sur un fond d'émission zodiacale correspondant à une latitude écliptique de 40° .

3.2. Le télescope et les instruments

nage photométrique est effectué en comparant des spectres d'étoile à des modèles stellaires. Chaque mois, des observations sont faites dans le but de connaître la stabilité temporelle de l'étalonnage. La réponse à un champ plat des détecteurs ("flat-field") est mesurée en observant une étoile que l'on déplace dans la fente. L'étalonnage en longueur d'onde est effectué en observant des raies du gaz en direction d'étoiles (e. g. P Cygni) et de nébuleuses planétaires (e. g. NGC 6543, NGC 7027). L'étalonnage photométrique des quatre modules est précis à $\sim 10\%$ pour les sources ponctuelles et est limitée par la précision des modèles stellaires utilisés. Celui-ci est stable puisqu'il ne varie que d'environ 1% d'une campagne d'observation à l'autre.

Chapitre 4

Les données IRS

Sommaire

4.1	Le traitement des données IRS par le “Spitzer Science Center” . . .	54
4.1.1	Description de la chaîne de traitement “Basic Calibrated Data” . . .	54
4.2	La chaîne de traitement “IAS”	59
4.2.1	Construction de cube de spectro-imagerie	59
4.2.2	La soustraction de l’émission zodiacale	61
4.2.3	L’étalonnage photométrique	62
4.3	Inter-étalonnage IRS - ISOCAM	64

Les données IRS utilisées ont été obtenues dans le cadre du programme “SPEC-PDR”. Ce programme a été élaboré dans le cadre d’une collaboration notamment entre l’IAS, le CESR, le LERMA, IPAC et le Steward Obs. pour l’obtention et l’analyse de données spectroscopiques avec le télescope spatiale Spitzer. Le but de ce programme est d’étudier les très petites particules de poussière (chauffées stochastiquement) et leur interaction avec la phase gazeuse dans les PDRs. En effet la couverture spectrale d’IRS nous donne accès à l’émission des PAHs, des VSGs, aux raies rotationnelles de H_2 ($\nu=0-0$ S(0) $28.2 \mu\text{m}$ à S(3) $9.7 \mu\text{m}$) et à des raies de structure fine du gaz ionisé.

Nous avons utilisé le spectromètre IRS dans son mode “spectral-mapping”. Nous avons développé une chaîne de traitement des données pour la construction de cubes de spectro-imagerie (2 dimensions spatiales et 1 dimension spectrale), que nous décrirons dans la section 4.2. Pour ce faire nous sommes partis des données Basic Calibrated Data (BCD) fournies par le Spitzer Science Center (SSC). Nous décrivons la chaîne de traitement que les données BCD ont subi dans la section 4.1.

4.1 Le traitement des données IRS par le “Spitzer Science Center”

Un “Data Collection Event” (DCE) est le résultat d’une intégration sur le ciel pour un pointage donné. Nous pouvons définir un DCE comme une observation limitée par deux “remises à zéro” des valeurs de chaque pixel, au début et à la fin du DCE. Pour un DCE, le Spitzer Science Center (SSC) reçoit du satellite, un cube de données (entier 16 bits) de dimension $128 \times 128 \times n$. Les détecteurs IRS font en effet chacun 128×128 pixels. Le cube est alors le résultat de n lectures non destructrices du détecteur effectuées à intervalle de temps régulier. Le nombre de lectures peut être de 4, 8 ou 16 en fonction du temps d’intégration pour le DCE (4 pour 6 s, 8 pour 14 s et 16 pour 30, 60, 120, 240 et 480 s). Pour chaque pixel de la matrice 128×128 , nous connaissons alors le nombre d’électrons accumulés dans le pixel pendant l’intervalle de temps Δt (i. e. entre deux lectures). Ce nombre d’électrons accumulés en fonction du temps est appelé une rampe. Le flux tombant sur les détecteurs étant constant, la réponse des détecteurs est telle que ces rampes doivent être linéaires en fonction du temps. Cela n’est plus le cas dans certaines conditions comme lors de la saturation du détecteur ou encore lors de l’impact d’un rayon cosmique. Les données DCE sont systématiquement traitées par une chaîne qui peut être séparée en deux niveaux : (i) Basic Calibrated Data (BCD) et (ii) Post-BCD. Il est possible de récupérer les données brutes (“RAW”), BCD et Post-BCD, ainsi que des fichiers d’étalonnage, sur l’archive via le logiciel LEOPARD⁷.

La figure 4.1 donne une illustration du positionnement des fentes des différents modules sur une source, pour l’obtention d’un DCE. Les fentes sont également schématisées sur les figures 4.2 et 4.3 qui présentent les détecteurs SL, LL, SH et LH et la manière dont le signal illumine ces derniers après dispersion (et dispersion croisée pour les modules de haute résolution) par les réseaux. Nous voyons sur ces figures que, comme nous l’avions mentionné à la section 3.2.3, pour l’obtention d’un spectre complet avec les modules SL et LL, il est nécessaire de positionner successivement la source dans les deux fentes d’un même module (SL1 puis SL2 ou LL1 puis LL2). Les images des figures 4.2 et 4.3 sont des fichiers BCD.fits qui sont les fichiers issus de la chaîne de traitement BCD. Ce sont ces fichiers que nous utilisons pour construire les cubes de spectro-imagerie. Nous décrivons les différentes étapes de la chaîne de traitement BCD dans la section suivante.

4.1.1 Description de la chaîne de traitement “Basic Calibrated Data”

La figure 4.4 est une représentation schématique de la chaîne de traitement BCD dont nous décrivons ici les différentes étapes :

⁷<http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/leopard/>

4.1. Le traitement des données IRS par le “Spitzer Science Center”

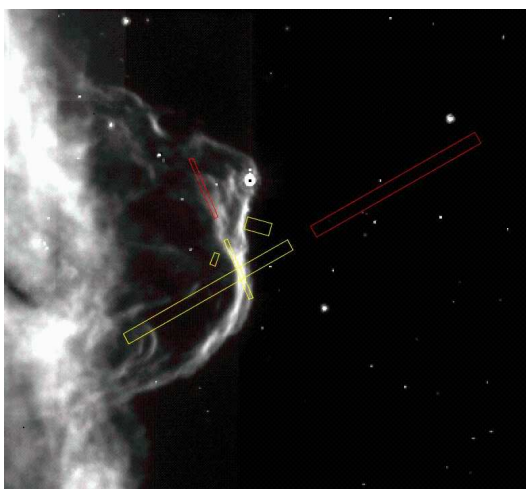


FIG. 4.1 – Illustration du positionnement des fentes des modules SL (petites fentes jaune et rouge), LL (grandes fentes jaune et rouge), SH (petite fente jaune) et SH (grande fente jaune) sur une source (ici la Tête de Cheval vue par IRAC à $8 \mu\text{m}$).

- **TRANHEAD** transforme le header du fichier FITS reçu par le satellite avec les données DCE et laisse inchangé le cube de données.
- **CVTI2R4** convertit le cube de données du format 16 bits entier reçu par le satellite en format 32 bits flottants. Les étapes suivantes du traitement opèrent sur ce format. Les pixels saturés sont identifiés et sont marqués par une valeur indicatrice dans le cube *dmask.fits*. Ce cube est mis à jour durant les étapes suivantes qui traitent des cubes $128 \times 128 \times n$ et il prend une valeur spécifique qui rend compte du statut du pixel (saturé, impacté par un rayon cosmique, données perdues, non-linéarité non corrigible etc).
- **SNESTIMATOR** estime l'incertitude sur les données. Le cube qui est produit est exprimé dans la même unité que les données dont l'écart type est calculé.
- **CVTE** est une conversion du format RAW (32 bits flottants) en nombre d'électrons en multipliant la valeur de chaque pixel par le gain ($4.6 \text{ e}^-/\text{DN}$). Ce changement est également appliqué au cube d'incertitudes.
- **RADHIT_SAT/SATCOR** identifie les impacts de rayons cosmiques le long des rampes et modifie *dmask.fits* en conséquence. **SATCOR** extrapole les données non impactées (début de la rampe avant augmentation brutale due à l'impact) pour estimer la valeur des pixels saturés. Ces valeurs ne sont utilisées que pour les corrections suivantes (**DROOPOP** et **ROWDROOP**).
- **DROOPOP/ROWDROOP** : La valeur d'un pixel peut être modifiée en fonction du flux total sur la matrice. Cet effet connu sous le nom de “DROOP” est corrigé à l'étape **DROOPOP** plan par plan (pour les n plan 128×128). Le même effet intervient pour un pixel en fonction du flux total sur une ligne du détecteur et est corrigé à l'étape **ROWDROOP**. L'effet est alors corrigé voie par voie. Le cube ainsi produit a

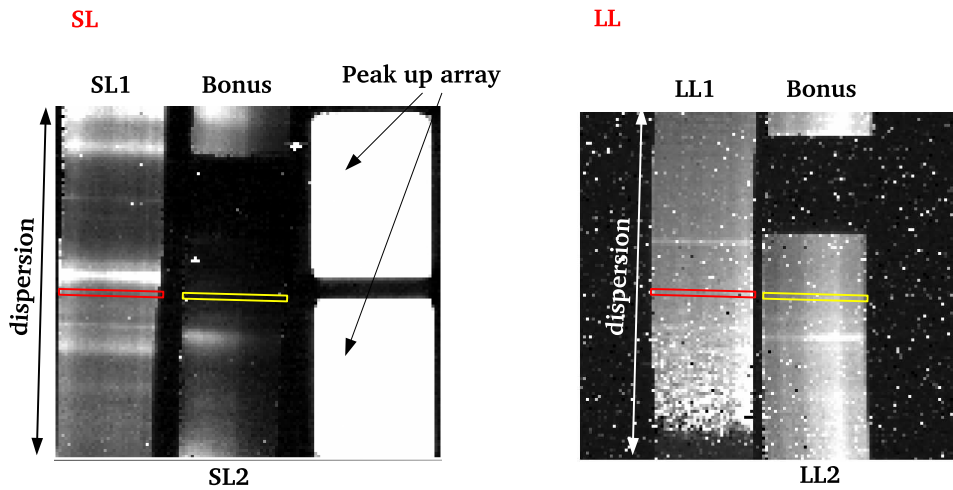


FIG. 4.2 – Illustration du signal sur les détecteurs IRS-SL et IRS-LL. Les projections des fentes sur les détecteurs sont illustrées en jaune (SL2 et LL2) et rouge (SL1 et LL1). Nous voyons sur ces figures le sens dans lequel le signal issu des fentes est dispersé. Les “Peak-up arrays” apparaissent saturés sur le détecteur SL en raison de la plus grande bande passante du signal qu’ils reçoivent par rapport à celle de la zone éclairée par le signal dispersé issu des deux fentes.

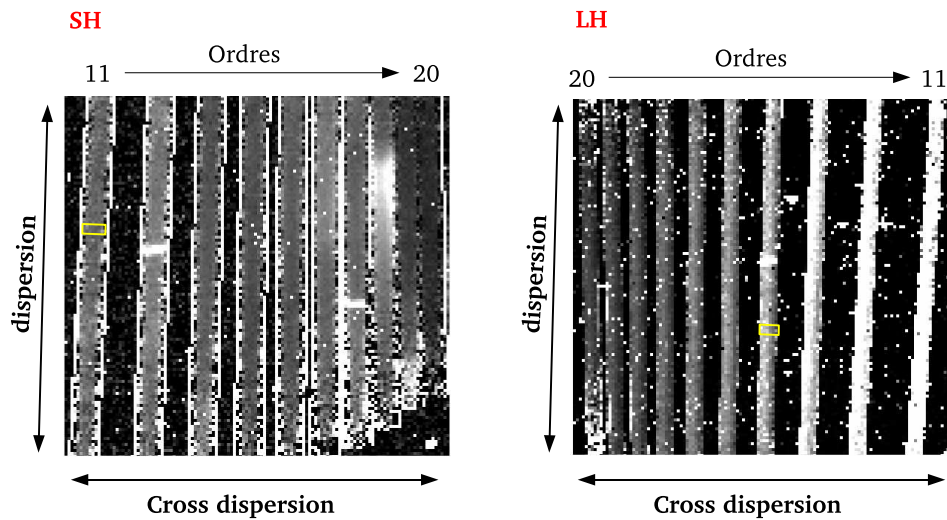


FIG. 4.3 – Illustration du signal sur les détecteurs IRS-SH et IRS-LH. Les projections des fentes sur les détecteurs sont illustrées en jaune. Nous voyons sur ces figures les sens dans lesquels le signal issu de la fente, est dispersé puis “cross” dispersé. Les ordres 11 à 20 apparaissent sur les détecteurs.

4.1. Le traitement des données IRS par le "Spitzer Science Center"

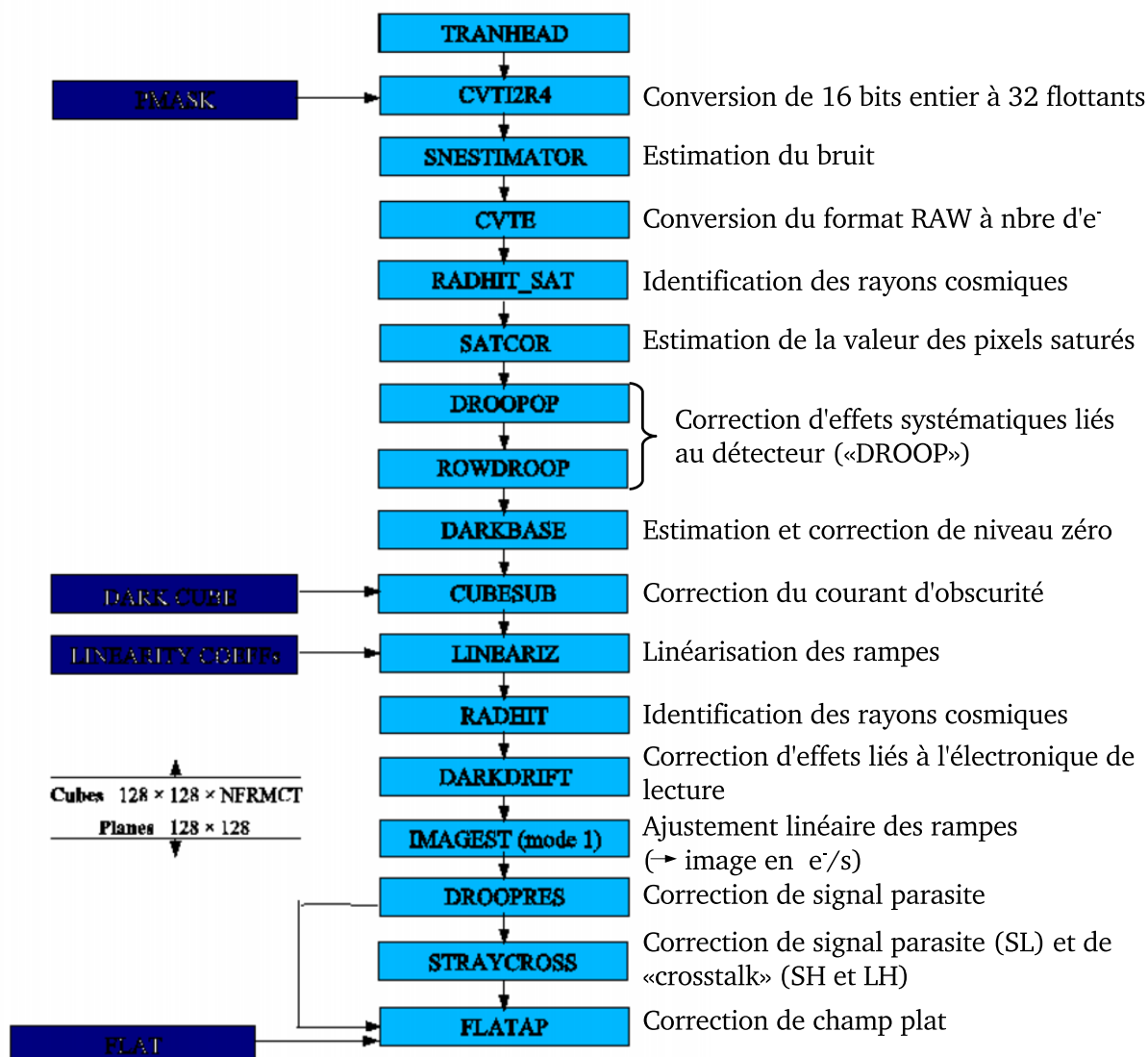


FIG. 4.4 – Représentation schématique de la chaîne de traitement BCD.

les mêmes dimensions et la même unité que le cube d'entrée.

- **DARKBASE** fait une estimation du niveau zéro du signal et le soustrait à chaque pixel. Cette estimation est basée sur l'extrapolation des rampes vers un temps d'exposition nul. Les rampes utilisées sont celles des pixels qui ne sont pas illuminés par le signal de la source (les coordonnées de ces pixels sont marqués dans une matrice *umask.fits* 128×128). C'est alors la valeur moyenne qui est soustraite à tous les pixels de la matrice $128 \times 128 \times n$.
- **CUBESUB** soustrait une mesure du courant d'obscurité ($128 \times 128 \times n$) au cube de données. Cette mesure du courant d'obscurité est faite en pointant une région du ciel

la moins brillante possible en IR (AD = 258°96, DEC = +65°43) en raison de l'absence d'obturateur. Cela a des conséquences notamment pour la correction de l'émission zodiacale puisque le dit "dark" en contient (§ 4.2.2).

- **LINEARIZ** corrige les rampes des effets de non linéarité des détecteurs. La rampe observée est appelée S_{obs} et le signal idéal S_{lin} . On écrit alors $S_{\text{obs}} = S_{\text{lin}} + \alpha S_{\text{lin}}^2$. α est le facteur de non-linéarité de la rampe. Si nous ajustons la rampe par la fonction $y = a_1 + a_2 x + a_3 x^2$, nous avons alors $\alpha = -a_3/a_2^2$. Il s'agit donc de corriger S_{obs} en le remplaçant par S_{lin} . On aura alors $\alpha=0$. Si la rampe ne peut pas être corrigée, *dmask.fits* est alors mis à jour. Les cubes produits suite à cette étape du traitement sont accessibles dans l'archive sous les noms *lnz.fits* et *lnzu.fits* (le fichier d'incertitudes correspondant).
- **RADHIT** mesure une nouvelle fois la présence de rayon cosmique le long des rampes et met à jour *dmask.fits*. L'identification est basée sur la valeur limite de l'augmentation du nombre d' e^- entre deux lectures.
- **DARKDRIFT** corrige des variations (différence de niveau zéro) de colonnes à colonnes dues à l'électronique de lecture ("jail-bars").
- **IMAGEST** effectue une régression linéaire sur chaque rampe pour en mesurer la pente. Nous avons alors après cette opération deux images 128×128 . L'une contient les pentes des droites ajustées sur les rampes pour chaque pixel. L'autre contient les incertitudes sur ces pentes associées aux régressions linéaires. La suite de la chaîne traite ces images qui sont en unité d' e^-/s .
- **DROOPRES** : A ce stade du traitement, les pixels non-illuminés qui sont repérés dans *umask.fits*, doivent avoir une valeur moyenne nulle. **DROOPRES** vérifie si cela est le cas et corrige l'image dans le cas contraire. Les images issues de cette étape sont accessibles dans l'archive sous les noms de *droop.fits* et *drunc.fits* (l'incertitude associée).
- **STRAYCROSS** : Cette opération dépend du module. Le module SL est corrigé de la lumière parasite due à ses "peak-up" qui sont généralement saturés (voir Fig 4.2). Les modules SH et LH sont corrigés de l'effet de recouvrement des ordres. Comme nous le voyons sur la figure 4.3, cet effet de recouvrement est maximum entre les ordres 19 et 20. Le module LL est inchangé. Les résultats de cette étape sont accessibles dans l'archive sous les noms *rsc.fits* et *rscu.fits* (l'incertitude associée).
- **FLATAP** est la dernière étape de la chaîne de traitement BCD qui modifie les données. Elle applique la correction de champ-plat. Il est possible de récupérer sur l'archive les fichiers corrigés du champ-plat mais qui n'ont pas subi l'étape **STRAYCROSS** (fichiers *f2ap.fits* et *f2unc.fits*, l'incertitude correspondante). Les fichiers de sortie de la chaîne de traitement sont nommés *bcd.fits* et *func.fits* (l'incertitude).

4.2. La chaîne de traitement “IAS”

Ces étapes sont décrites avec plus de détails dans le “IRS Data Handbook”⁸ et le “IRS Pipeline Handbook”⁹. Les valeurs que prennent les masks (*dmask.fits*, *bmask.fits*) rendent compte de la raison pour laquelle le pixel est masqué. Les codes utilisés sont résumés dans le “IRS Data Handbook”.

4.2 La chaîne de traitement “IAS”

L’utilisation du spectromètre en mode “spectral-mapping” pour l’observation de sources étendues implique la construction de cubes de spectro-imagerie pour l’exploitation des données. Bien qu’il existe un outil délivré par le SSC pour construire des cubes de spectro-imagerie à partir des données BCD du spectromètre, nous avons développé notre propre outil. En effet, CUBISM¹⁰, (CUBE Builder for IRS Spectral Maps) qui a été développé par l’équipe du programme SINGS (Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey, Smith et al., 2004), n’a été rendu public qu’en août 2006 alors que nous avons obtenu nos premières données en septembre 2004.

4.2.1 Construction de cube de spectro-imagerie

Comme CUBISM, notre outil a pour point de départ les données au stade BCD du traitement (Fig. 4.2 et Fig. 4.3). Il s’agit donc de créer pour chaque longueur d’onde échantillonnée par le spectromètre, un plan image qui rassemble l’information spatiale collectée pour les positions successives de la fente dans le ciel. Une information spatiale est également disponible dans le sens de la longueur de la fente.

Nous utilisons le même échantillonnage spectral que celui de l’instrument pour la grille en longueurs d’onde de nos cube. Nous noterons N_λ , la taille de cette grille qui correspond alors au nombre de plans images du cube final. La grille spatiale a une taille de pixel deux fois plus faible que la taille des pixels des détecteurs projetés sur le ciel. Nous avons alors des pixels de $5.1''/2 = 2.55''$ pour les données LL, $1.8''/2 = 0.9''$ pour les données SL, $4.5''/2 = 2.25''$ pour les données LH, $2.3''/2 = 1.15''$ pour les données SH. L’utilisation d’une grille deux fois plus fine permet de ne pas perdre d’information lors de la reprojexion. Pour chaque image BCD (i. e. pour chaque position de la fente), nous projetons sur la grille spatiale, l’image de la fente dans les N_λ longueurs d’ondes. La dimension spatiale du cube ($N_X \times N_Y$) est donc définie par la zone totale balayée par la fente du spectromètre (Fig. 4.5).

La figure 4.5 illustre la projection des données BCD pour le module LL dans le cas de la Tête de Cheval. Nous considérons donc ici, la zone observée successivement avec

⁸http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/dh/dh20_v2.pdf

⁹<http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/dh/irsPDDmar30.pdf>

¹⁰<http://ssc.spitzer.caltech.edu/archanaly/contributed/cubism/index.html>

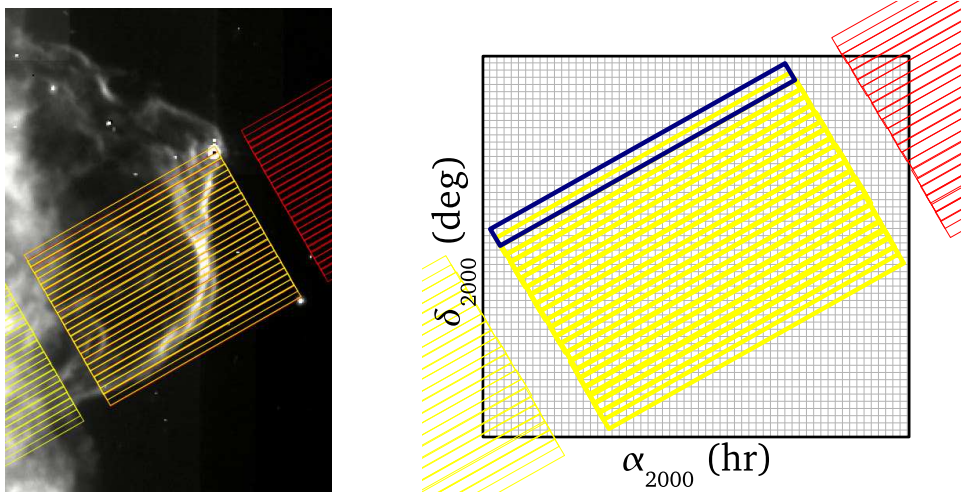


FIG. 4.5 – Illustration de la reprojektion des données IRS dans une grille en α_{2000} et δ_{2000} . **A gauche** : Projection sur le ciel (image IRAC $8\mu\text{m}$) de toutes les positions observées avec les fentes LL1 (fentes rouges) et LL2 (fentes jaunes). **A droite** : Définition d’une grille qui tient compte des coordonnées extrémales (en α_{2000} et δ_{2000}) des positions observées successivement avec les deux sous fentes LL1 (fentes rouges) et LL2 (fentes jaunes). La fente bleu permet de repérer la taille de la fente que nous avons déplacée d’une demi-largeur entre chaque intégration.

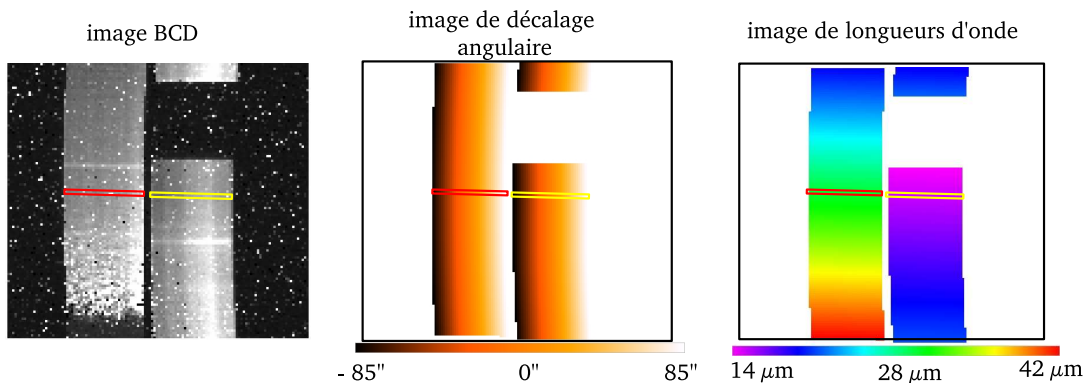


FIG. 4.6 – **A gauche** : Image BCD du détecteur LL. **Au milieu** : Image des valeurs du décalage angulaire par rapport au centre de la fente pour chaque pixel du détecteur LL qui reçoit du signal. **A droite** : Image des valeurs de la longueur d’onde vue par chaque pixel du détecteur LL.

les deux “sous-fentes” LL1 et LL2, respectivement représentées en rouge et jaune sur la figure. La situation est identique pour le module SL (SL1+SL2). La taille de la grille spatiale ($N_X \times N_Y$) du cube est définie par avance pour contenir toutes les positions balayées par la fente (partie droite de la figure 4.5).

La longueur d’onde échantillonnée par chaque pixel sur le détecteur est fournie avec les données BCD sous la forme d’une image du détecteur dont les valeurs sont ces longueurs

4.2. La chaîne de traitement “IAS”

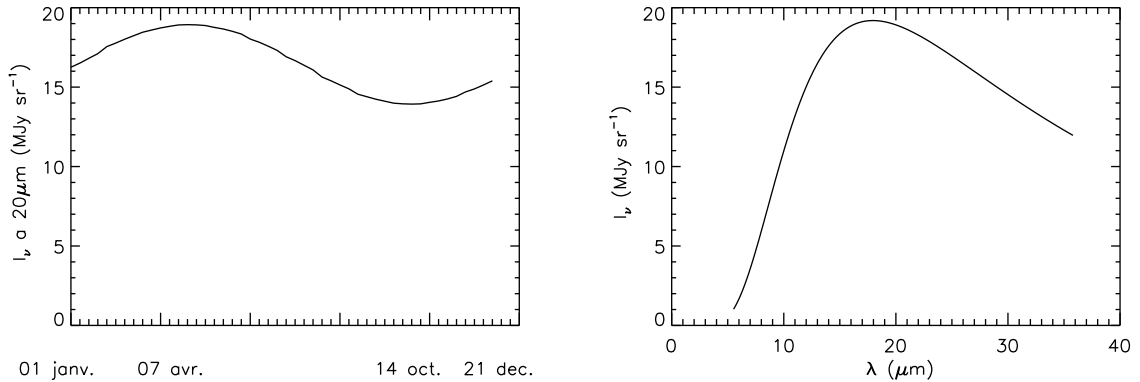


FIG. 4.7 – A gauche : Variation annuelle de l’émission zodiacale vu depuis le télescope Spitzer, à $20 \mu\text{m}$ pour $\alpha_{2000} = 268^\circ 96$ et $\delta_{2000} = 65^\circ 43$ (position utilisée pour la mesure du courant d’obscurité) en 2005. **A droite :** Spectre de l’émission zodiacale au maximum (7 avril), vu depuis le télescope Spitzer à $\alpha_{2000} = 268^\circ 96$ et $\delta_{2000} = 65^\circ 43$.

d’onde (partie droite de la Fig 4.6). Nous connaissons la position de la fente et son orientation par rapport à l’axe nord-sud des coordonnées équatoriales ainsi que la valeur du décalage de chaque pixel sur le détecteur par rapport au centre de la fente. Nous avons ainsi les coordonnées $(\alpha_{2000}, \delta_{2000}, \lambda)$ des pixels sur le détecteur que nous pouvons alors projeter sur le pixel du cube. En longueur d’onde, la projection se fait sur le plus proche voisin alors que nous faisons une interpolation bilinéaire pour la projection sur la grille spatiale.

4.2.2 La soustraction de l’émission zodiacale

Nous utilisons pour l’obtention des spectres d’émission zodiacale l’outil d’estimation du SSC, inclu dans le logiciel SPOT¹¹ qui est basé sur le modèle de Kelsall et al. (1998) élaboré à partir des données COBE/DIRBE. L’étalonnage photométrique de ce modèle est précis à 10%.

La soustraction du fond zodiacal dans les données IRS n’est pas directe. En effet, les données qui sont soustraites aux observations pour effectuer la correction de courant d’obscurité sont obtenues par intégration sur une zone du ciel choisie pour être “vide” d’émission IR en raison de l’absence d’obturateur. Cette zone a pour coordonnées $\alpha_{2000} = 268^\circ 96$ et $\delta_{2000} = 65^\circ 43$. Bien que cette zone du ciel soit censée être vide d’émission IR, elle contient de l’émission zodiacale dont l’intensité est non négligeable pour les sources faibles. La figure 4.7 montre le spectre d’émission zodiacale pour cette position ainsi que la variabilité temporelle de son intensité. Cette émission est soustraite aux données lors de la correction de courant d’obscurité dans la chaîne de traitement BCD. La correction que nous appliquons

¹¹<http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/spot/>

ensuite, doit donc tenir compte de l'émission zodiacale contenue dans la mesure du courant d'obscurité utilisée. Nous avons $zodi_{bcd} = zodi_{obs\ reel} - zodi_{dark}$ avec $zodi_{bcd}$ l'émission zodiacale contenue dans les données BCD, $zodi_{obs\ reel}$ l'émission zodiacale pour le pointage et la date des observations et $zodi_{dark}$ l'émission zodiacale contenue dans la mesure du courant d'obscurité.

4.2.3 L'étalonnage photométrique

Étalonnage des sources ponctuelles

Comme nous l'avons vu précédemment, les données IRS délivrées par le SSC sont bien calibrées pour les sources ponctuelles observées en mode "staring". L'étalonnage est effectué en plaçant dans la fente du spectromètre une étoile dont on connaît par ailleurs le spectre (dans le cas d'IRS, des modèles stellaires sont utilisés). Il suffit alors, pour connaître la réponse du spectromètre, de comparer le spectre mesuré (en $e^- s^{-1}$) avec le spectre modélisé (en Jy). La réponse du spectromètre pour une autre source ponctuelle est la même, pourvu que nous placions la source au même endroit que l'étoile d'étalonnage dans la fente et que nous extrayons le signal avec la même largeur sur le détecteur. Tous les effets liés à l'instrument sont alors pris en compte de la même manière. L'étalonnage des données est établi pour chaque ordre, sous la forme d'un facteur de conversion FLUXCON, modulé par un polynôme qui rend compte de la dépendance en longueur d'onde.

Étalonnage des sources étendues

L'étalonnage d'une source étendue est différent de celui d'une source ponctuelle car le signal reçu par la source couvre toute la fente. Pour les sources étendues, l'étalonnage reste un problème délicat comme avec tout spectromètre à fente (e. g., Lloyd, 2003). Dans ce cas, la difficulté d'observer une source d'émission étendue uniforme dont le spectre d'émission est parfaitement connu rend la tâche beaucoup plus difficile. Les données délivrées par le SSC ne sont donc pas a priori correctement étalonnées pour les sources étendues. Nous n'avons donc pas d'autre possibilité que de partir de l'étalonnage des sources ponctuelles pour calibrer les données IRS pour les sources étendues.

De l'étalonnage des sources ponctuelles à l'étalonnage des sources étendues

Le premier problème qui se pose est la conversion des unités obtenues par l'étalonnage des sources ponctuelles qui est un flux (généralement en Jy) en unité d'intensité (généralement en $MJy\ sr^{-1}$) qui est l'unité pertinente pour les sources étendues. Cette conversion implique une parfaite connaissance du lobe de l'instrument pour connaître ce que "voient" les détecteurs. Cela est possible en déplaçant une étoile dans le champ du télescope vu par les différentes fentes du spectromètre. Une comparaison entre le résultat obtenu et un modèle qui résulte de la convolution de la PSF par l'ouverture du télescope (i. e. transmission

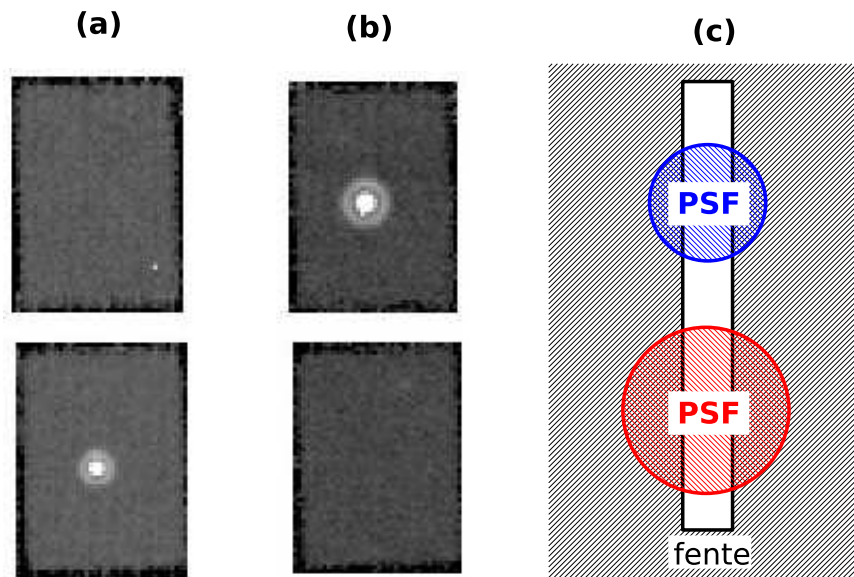


FIG. 4.8 – (a) PSF d’IRS observée sur le “peak-up array” bleu. (b) PSF d’IRS observée sur le “peak-up array” rouge. (c) Schéma illustratif de la perte de flux dans la fente. Ce phénomène est dû au fait que la largeur de la PSF est supérieure à la largeur de la fente dans le plan focal. Il dépend donc de la longueur d’onde.

spatiale) permet alors de trouver la forme du lobe (e.g. Salama, 2000). Une telle cartographie du plan focal a été réalisée pendant la phase “In Orbit Checkout” pour définir le centre et la taille des fentes d’IRS. Cependant, il n’existe pas, à l’heure actuelle, de facteur de correction pour dériver l’intensité d’une source étendue.

Dans notre chaîne de traitement, pour convertir les données en unité d’intensité, nous divisons simplement l’intensité observée dans chaque pixel du détecteur par le champ vue d’un détecteur. Pour tous les modules, ce champ de vue est égal, au premier ordre, à la largeur d’un pixel multiplié par la largeur de la fente. Après dispersion du signal, un pixel voit en effet un champ égal à la largeur de la fente dans le sens de la dispersion.

Par ailleurs, une partie du signal est coupée par la fente dans le plan focal (i.e, la PSF est plus large que la fente dans le plan image du télescope). Ce signal est donc perdu car il ne parviendra pas sur le détecteur. Cet effet dépend de la longueur d’onde, puisque la largeur de la PSF augmente avec la longueur d’onde. Il est particulièrement important pour l’étalonnage relatif lorsque le spectromètre balaye une grande gamme de longueurs d’onde comme le fait IRS. La figure 4.8 montre à titre illustratif la PSF d’IRS observée avec les “peak-up array” bleu (a) et rouge (b). Cette figure illustre la coupure des “ailes” de la PSF par la fente du spectromètre (c). Pour les sources ponctuelles, cette perte de flux est corrigée lors de l’application des facteurs d’étalonnage ($e^- s^{-1} \rightarrow Jy$). En effet, pour les

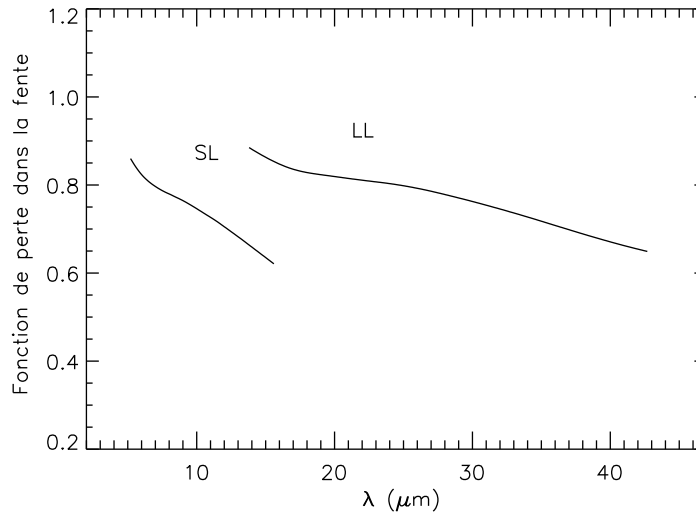


FIG. 4.9 – Fonction de perte de flux dans la fente pour SL et LL (fournie par J.D. Smith). La discontinuité est due à la largeur différente de la fente en SL et LL. De telles fonctions existent aussi pour les modules SH et LH.

étoiles de référence qui servent à calibrer l’instrument, cette perte est implicitement prise en compte lors de la comparaison du signal observé avec le modèle stellaire. Or, si une source ponctuelle est bien centrée dans la fente, la perte de flux sera la même que pour les étoiles de référence à toutes les longueurs d’onde. Pour une source étendue uniforme, cette perte n’existe pas puisqu’elle est compensée en tous points par les parties de la source qui sont hors du champ de la fente mais dont les “ailes” de la PSF tombent néanmoins dans la fente. Dans ce cas, l’application des facteurs d’étalonnage a donc pour effet de corriger les données d’un effet qu’elles n’ont pas subi. Il faut donc effectuer une “décorrection” en multipliant les spectres obtenus par la fonction de perte de flux dans la fente. Cette fonction, qui nous a été fournie par J.D. Smith, est montrée sur la figure 4.9 pour les modules SL et LL. Elle représente la fraction de la PSF qui tombe dans la fente à chaque longueur d’onde. La discontinuité de cette fonction entre les deux modules est due à la largeur différente des fentes SL et LL.

4.3 Inter-étalonnage IRS - ISOCAM

Dans le but de valider l’étalonnage de nos données IRS, nous les avons comparées avec les données ISOCAM en bandes larges (ISOCAM-LW2 et ISOCAM-LW3) pour la Tête de Cheval et NGC2023. La précision photométrique des données ISOCAM en bande large est en effet de $\sim 10\%$ (Miville-Deschênes et al., 2000). La zone utilisable pour effectuer l’inter-étalonnage est limitée à celle pour laquelle nous avons des données IRS-SL. Nous ne sommes en effet pas limités par les données ISOCAM pour lesquelles nous avons la

4.3. Inter-étalonnage IRS - ISOCAM

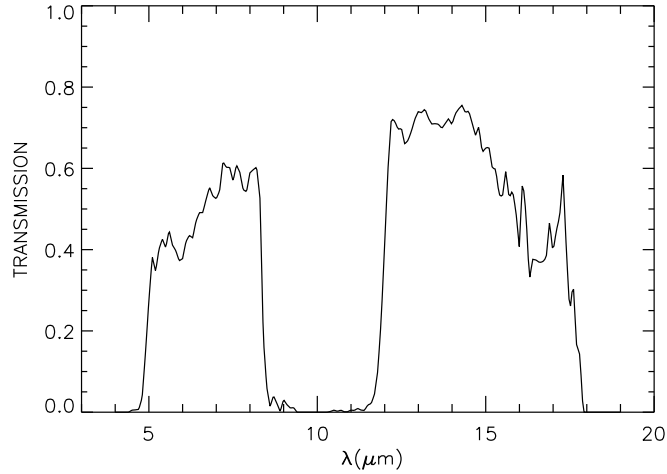


FIG. 4.10 – Transmission totale d’ISOCAM LW2 (5-8.5 μm) et LW3 (12-18 μm).

carte complète de Orion B. De plus, les zones que nous avons observées avec IRS-LL ont une plus grande étendue et incluent celles observées avec IRS-SL. Enfin, la bande LW2 d’ISOCAM va de 5 à 8.5 μm et la bande LW3 de 12 à 18 μm . Les données IRS-SL sont donc nécessaires au calcul de l’intensité émise dans ces deux bandes puisqu’elles couvrent la gamme de 5 à 14.5 μm alors que les données IRS-LL vont de 14 à 35 μm et ne sont donc nécessaires que pour calculer l’intensité émise dans la bande LW3.

Création de “pseudo-cartes” LW2 et LW3

La première étape de cet inter-étalonnage consiste à créer des “pseudo-cartes” ISOCAM LW2 et LW3 à partir des données IRS, en utilisant les transmissions d’ISOCAM LW2 et ISOCAM LW3 (Fig. 4.10). Nous dégradons ensuite la résolution des “pseudo-cartes” LW2 et LW3 pour les amener à la résolution des données ISOCAM correspondantes. Les deux télescopes ont en effet des PSFs différentes puisque le miroir principal d’ISO mesurait 60 cm de diamètre alors que celui de Spitzer en mesure 85 cm. Nous convoluons les “pseudo-cartes” par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à $\sqrt{\text{FWHM}_{\text{ISOCAM}}^2 - \text{FWHM}_{\text{IRS}}^2}$, avec $\text{FWHM}_{\text{ISOCAM}}$ et FWHM_{IRS} les largeurs à mi-hauteur des PSFs ISOCAM et IRS aux longueurs d’onde considérées. Ainsi, nous tenons compte de la résolution de départ des données IRS.

Il nous faut enfin projeter les “pseudo-cartes” dans la grille des données ISOCAM. Les “pseudo-cartes” LW2 sont dans la grille IRS-SL (grille de 0.9"/pixel) et les “pseudo-cartes” LW3 sont dans la grille IRS-LL (grille de 2.5"/pixel). Les données ISOCAM sont échantillonnées dans une grille de 6"/pixel qui est la taille des pixels du détecteur ISOCAM-LW. Pour la carte complète (i. e. “mosaïquée”) de Orion B, ces données ont été reprojeterées dans

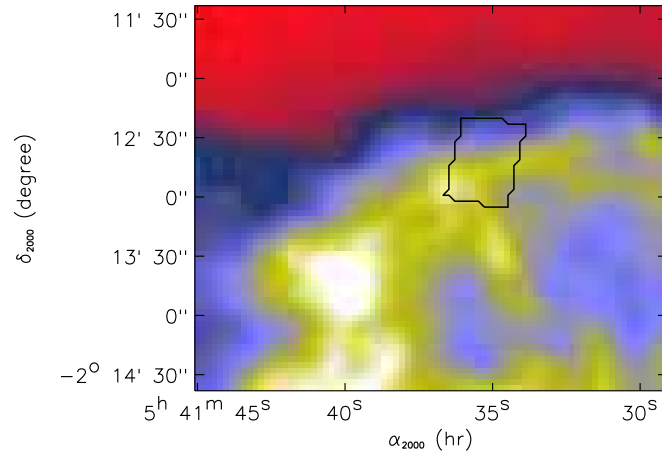


FIG. 4.11 – NGC2023 nord vue par ISOCAM au travers du filtre LW2. La zone utilisée pour l'inter-étalonnage est montrée en contour. Elle correspond à la zone observée avec IRS-SL. Cette image ISOCAM-LW2 est une partie de la carte d'Orion B présentée par Abergel et al. (2002). La taille d'un pixel est de $3'' \times 3''$.

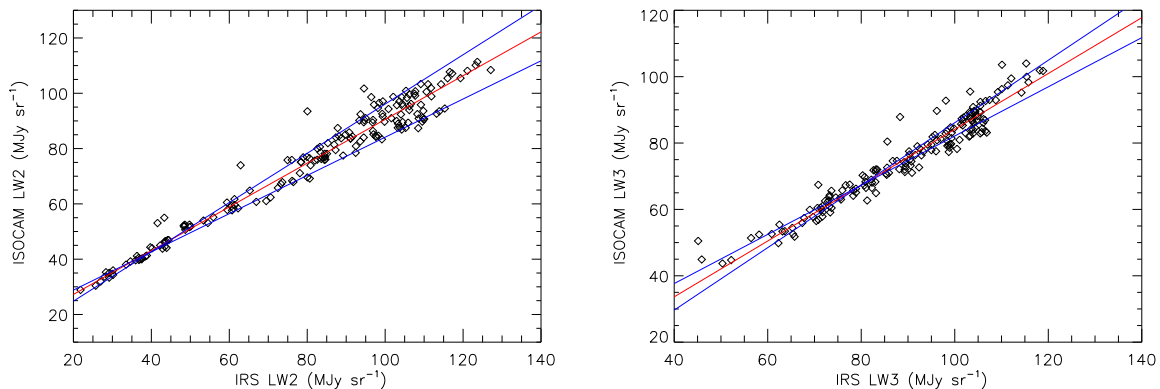


FIG. 4.12 – Diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL). Dans les deux cas, la droite rouge est le résultat d'une régression linéaire et les droites bleues ont des pentes dont les valeurs varient de ± 0.10 par rapport à celle de la droite ajustée. Les pentes des droites ajustées sont respectivement de 0.79 et 0.84 pour LW2 et LW3.

une mosaïque de $3''/\text{pixel}$. Bien que le niveau de traitement des données ISOCAM mosaïquées soit meilleur que celui des données "détecteur" (Miville-Deschênes et al., 2000), nous travaillerons avec ces dernières pour la Tête de Cheval. En effet, la structure spatiale du signal est très piquée dans cet objet à l'échelle de la taille des pixels. L'utilisation de la grille d'origine des données ISOCAM permet alors de minimiser les erreurs faites lors de la projection. Nous projetons les "pseudo-cartes" dans cette grille. Par contre, nous travaillerons avec la grille des données ISOCAM mosaïquées pour NGC2023 dans la mesure où le signal n'y est structuré spatialement qu'à des échelles plus grandes que la taille des pixels.

4.3. Inter-étalonnage IRS - ISOCAM

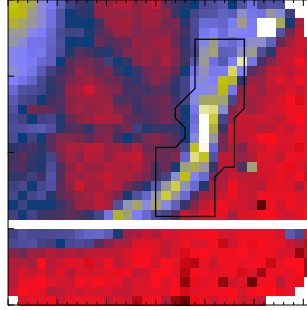


FIG. 4.13 – La Tête de Cheval vue sur le détecteur d'ISOCAM (32×32 pixels, $6''/\text{pixel}$) dans la bande LW2. Le contour représente la zone pour laquelle nous avons des données IRS-SL.

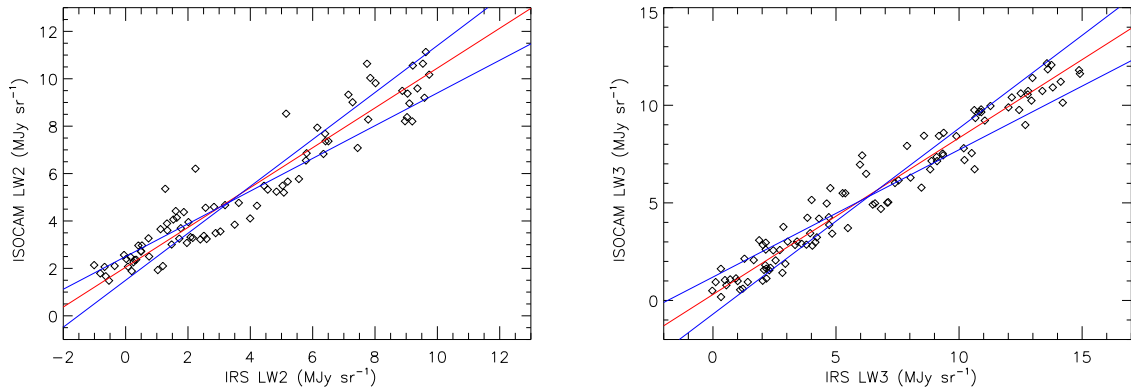


FIG. 4.14 – Diagramme de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL). Dans les deux cas, la droite rouge est le résultat d'une régression linéaire et les droites bleues ont des pentes dont les valeurs varient de ± 0.15 par rapport à celle de la droite ajustée. Les pentes des droites ajustées sont respectivement de 0.84 et 0.80 pour LW2 et LW3.

NGC2023

La figure 4.11 montre la zone sur laquelle l'inter-étalonnage est possible pour NGC2023 nord, sous la forme d'un contour superposé à la carte ISOCAM-LW2. La figure 4.12 montre les diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS. Les pentes obtenues sont de 0.79 ± 0.10 pour la corrélation des données dans la bande LW2 et de 0.84 ± 0.10 pour la corrélation des données dans la bande LW3. Ces valeurs correspondent au rapport de gain entre les données IRS et ISOCAM. Notons que les valeurs de l'ordonnée à l'origine obtenues pour les droites ajustées ne sont pas prises en considération. Elles rendent compte des différences de niveau zéro entre les données en raison de résidus de la soustraction du signal d'obscurité et/ou de l'émission zodiacale. Remarquons que les coefficients de corrélation entre les données ISOCAM et IRS sont respectivement

Source	filtre ISOCAM	ISOCAM/IRS	Coeff. de correlation
NGC2023	LW2	0.79 ± 0.10	0.98
NGC2023	LW3	0.84 ± 0.10	0.96
Tête de Cheval	LW2	0.84 ± 0.15	0.95
Tête de Cheval	LW3	0.80 ± 0.15	0.97
Moyenne		0.82 ± 0.12	

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des rapports de gain ISOCAM/IRS.

de 0.98 et 0.96 pour LW2 et LW3 ce qui indique que la structure spatiale est identique dans les deux jeux de données et qu'il n'y a pas de décalage astrométrique significatif entre les cartes ISOCAM et IRS.

La Tête de Cheval

La figure 4.13 montre l'image de la Tête de Cheval vue sur le détecteur ISOCAM au travers du filtre LW2 (32×32 pixels, $6''/\text{pixel}$). Les contours montrent là encore, la zone pour laquelle nous avons des données IRS-SL et pour laquelle nous pouvons faire l'inter-étalonnage. La figure 4.14 montre les diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL). Pour ces corrélations, nous avons exclu les pixels du pic d'émission pour lesquels la relation n'est plus linéaire. Cela se traduit par l'utilisation des pixels dont l'intensité IRS est inférieure à 10 et 15 MJy sr^{-1} dans les bandes LW2 et LW3, respectivement. Les pentes obtenues sont de 0.84 ± 0.15 pour la corrélation des données dans la bande LW2 et de 0.80 ± 0.15 pour la corrélation des données dans la bande LW3. Comme pour NGC2023, les coefficients de corrélation sont très bons (0.95 et 0.97 pour LW2 et LW3, respectivement).

Résultat

Le tableau 4.1 récapitule les rapports de gains obtenus. Nous obtenons une moyenne de 0.82 ± 0.12 soit un écart de $18 \pm 12\%$ entre les données ISOCAM et les données IRS. Ce résultat est satisfaisant au vu de la précision photométrique d'ISOCAM en bande-large qui est de $\sim 10\%$ (Miville-Deschênes et al., 2000) et de celle d'IRS qui est de 10% pour l'étalonnage des sources ponctuelles. Nous obtenons un écart maximum de 5% entre les différents rapports de gains calculés. L'étalonnage relatif ainsi que la stabilité sont donc très satisfaisants. Dans la suite de ce travail de thèse, nous étudierons des variations spectrales au travers des régions dominées par le rayonnement. Ces variations spectrales se manifestent par des rapports d'émission (par ex : $5-8.5 \mu\text{m}/12-18 \mu\text{m}$) variant typiquement de 100% au travers des objets étudiés. La précision photométrique des cubes de spectro-imagerie IRS obtenus est donc tout à fait suffisante.

Chapitre 5

Émission des bandes aromatiques dans les régions HII

Sommaire

5.1 Les PAHs dans les régions HII	69
5.2 Article : L'émission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval	70
5.3 Résultats et conclusion	80

5.1 Les PAHs dans les régions HII

Comme nous l'avons déjà vu à la section 2.2.3, les bandes aromatiques ont été détectées dans une large gamme de conditions physiques dans le MIS, notamment dans des spectres attribués à des régions HII (e. g. Peeters et al., 2002; Hony et al., 2001; Vermeij et al., 2002). Cependant, en raison de la complexité de la géométrie des objets étudiés, rien ne prouve que ces bandes soient émises par des PAHs situés dans la région HII plutôt que dans la PDR associée. De plus, des observations de régions HII très excitées (M17 et la barre d'Orion, Kassis et al., 2006; Giard et al., 1994a) mettent en évidence la destruction rapide des PAHs dans ces régions. Dans ces objets, le champ de rayonnement dur et intense semble être la cause principale de la destruction des PAHs par photodissociation (e. g. Kassis et al., 2006). Notons que d'autres processus comme l'érosion par les particules du gaz chaud ($T \sim 10^4$ K) pourraient également causer la destruction des PAHs (e. g. Giard et al., 1994a).

Dans les régions HII, le chauffage est généralement dominé par la photoionisation du gaz (§ 1.2.1). Cependant, Weingartner & Draine (2001c) ont montré que dans certaines conditions ($\chi/n_H \gtrsim 5 \text{ cm}^3$ où χ est l'intensité du champ de rayonnement UV entre 6 et 13.6 eV en unité de champ de Habing, 1968), le chauffage produit par effet photoélectrique

sur les poussières peut devenir important, voir supérieur au chauffage par photoionisation du gaz. L'efficacité du chauffage photoélectrique dépend beaucoup des propriétés des poussières et notamment de la distribution de taille. Cette distribution est telle que le chauffage par effet photoélectrique est dominé par les plus petites poussières. La présence de PAHs dans les régions HII peut donc jouer un rôle important pour l'équilibre thermique de ces régions.

Notons plus généralement, pour toutes les populations de poussière, que leur destruction dans les régions HII pourrait relâcher les éléments dont elles sont constituées dans la phase gazeuse. Le refroidissement étant dominé par les raies de transition interdite des métaux dans ces régions, cette destruction aurait un effet important sur le bilan thermique (Ferland, 2003).

5.2 Article : l'émission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval

L'objet de cet article soumis à la revue "*Astronomy & Astrophysics*", est l'étude des PAHs que nous avons détectés grâce au spectromètre IRS dans la région HII (IC434) qui se situe à l'avant de la nébuleuse de la Tête de Cheval. Les sections 1 et 2 sont dédiées à l'introduction et à la présentation du traitement des données. Nous présentons l'ensemble des observations de la Tête de Cheval à la section 3. La section 4 traite du spectre de la région HII et de la mise en évidence de la présence de PAHs dans le gaz ionisé. Dans les sections 5 et 6, nous étudions les propriétés des PAHs dans la région HII en comparant les spectres de cette région et de la région neutre (PDR). En effet, le rapport des bandes d'émission aromatiques est nettement différent entre ces deux régions, ce qui trace une variation des propriétés des PAHs. Dans la section 7, nous comparons le champ de rayonnement qui règne dans cette région HII à celui de régions HII plus excitées dans lesquelles les PAHs sont détruits rapidement. Enfin nous concluons à la section 8.

Aromatic emission from the ionised mane of the Horsehead nebula^{*}

M. Compiègne¹, A. Abergel¹, L. Verstraete¹, W. T. Reach², E. Habart¹, J.D. Smith⁴, F. Boulanger¹, and C. Joblin³

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR8617, CNRS, Université Paris-sud XI, bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France

² Spitzer Science Center (SSC), California Institute of Technology, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125

³ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS et Université Paul Sabatier-Toulouse 3, Observatoire Midi-Pyrénées, 9 Avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse cedex 04, France

⁴ Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, AZ 85721

Received ... ; accepted ...

ABSTRACT

Context. This work is conducted as part of the "SPECPRD" program dedicated to the study of very small particles and chemistry in photo-dissociation regions with the Spitzer Space Telescope (SST).

Aims. We study the evolution of the Aromatic Infrared Bands (AIBs) emitters across the illuminated edge of the Horsehead nebula and especially their survival and properties in the HII region.

Methods. We present spectral mapping observations taken with the Infrared Spectrograph (IRS) at wavelengths 5.2-38 μm . The spectra have a resolving power of $\lambda/\Delta\lambda = 64 - 128$ and show the main aromatic bands, H₂ rotational lines, ionised gas lines and continuum. The maps have an angular resolution of 3.6-10.6'' and allow us to study the nebula, from the HII diffuse region in front of the nebula to the inner dense region.

Results. A strong AIB at 11.3 μm is detected in the HII region, relative to the other AIBs at 6.2, 7.7 and 8.6 μm , and up to an angular separation of $\sim 20''$ (or 0.04 pc) from the ionisation front. The intensity of this band appears to be correlated with the intensity of the [NeII] line at 12.8 μm , which shows that the emitters of the 11.3 μm band are located in the ionised gas. The survival of AIB emitters in the HII region could be due to the moderate intensity of the radiation field ($G_0 \sim 100$) and the lack of photons with energy above ~ 25 eV. The enhancement of the intensity of the 11.3 μm band in the HII region, relative to the other AIBs can be explained by the presence of neutral PAHs.

Conclusions. Our observations highlight a transition region between ionised and neutral PAHs observed with ideal conditions in our Galaxy. A scenario where PAHs can survive in HII regions and be preferentially neutral could explain the detection of a prominent 11.3 μm band in other Spitzer observations.

Key words. ISM:individual objects: IC434, Horsehead - ISM:dust, extinction - ISM: HII region - Infrared: ISM - ISM: lines and bands

1. Introduction

Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs) were proposed twenty years ago by Léger & Puget (1984) and Allamandola et al. (1985) to explain the infrared emission bands observed at 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm . These emitters are a ubiquitous component of interstellar dust which has been observed with the Infrared Space Observatory (ISO) in a wide range of interstellar conditions (e. g. Boulanger et al., 1998a; Uchida et al., 2000). These aromatic infrared bands (AIBs) have already been observed in spectra attributed to HII regions (e. g. Peeters et al., 2002; Hony et al., 2001; Vermeij et al., 2002) but never with clear proof that their emitters are within the ionised gas rather than within an associated photodissociation region on the

same line of sight. Moreover, several studies report the destruction of these emitters in the HII regions of M17 and the Orion Bar. In these regions, the strong radiation field is thought to be the main cause of this destruction (e. g. Kassis et al., 2006, and reference therein). In this paper, we use "PAHs" as a generic term in order to designate the emitters of the AIBs although the exact nature of these emitters is still a matter of debate.

Dust grains can play an important role in the energetic balance of HII regions through photoelectric heating (Weingartner & Draine, 2001, and references therein). Since these processes are dominated by small grains, the presence of PAHs in HII regions has a strong impact on the physics of these objects.

In front of the western illuminated edge of the molecular cloud L1630, the visible plates are dominated by extended red emission due to the H α line emission emerging from the HII region IC434 (e. g. Louise, 1982). In the visible, the Horsehead nebula, also known as B33 (Barnard, 1919), emerges from the edge of L1630 as a dark cloud in the near side of IC434. The

Send offprint requests to: M. Compiègne,
email: Mathieu.Compiegne@ias.fr

^{*} This work is based on observations made with the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

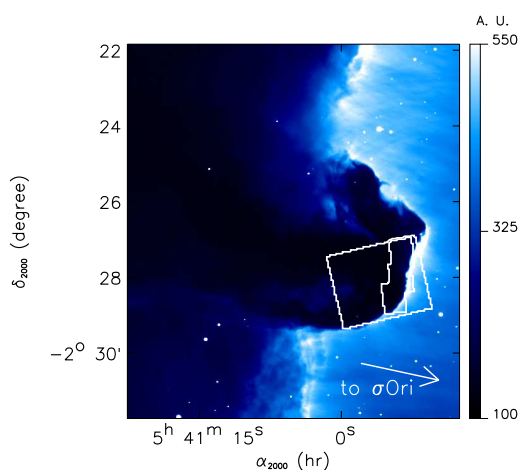


Fig. 1. $H\alpha$ map, in arbitrary units, obtained with the 0.9 m Kitt Peak National Observatory (KPNO) telescope (Pound et al., 2003). The contours show the areas observed with both IRS-SL (small area) and IRS-LL (large area).

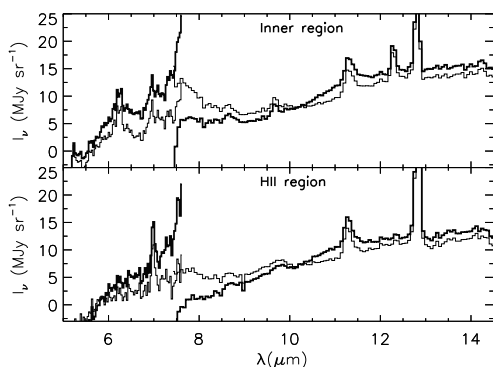


Fig. 2. Average SL spectra obtained within the Inner and HII regions (see the contours of these two regions in Fig. 5) before (thick line) and after (thin line) correction of the residual emission (see § 2).

Horsehead nebula is a familiar object in astronomy and has been observed many times at visible, IR and submm wavelengths (Zhou et al., 1993; Abergel et al., 2003; Pound et al., 2003; Teyssier et al., 2004; Habart et al., 2005; Pety et al., 2005; Hily-Blant et al., 2005). IC434 and the Horsehead nebula are excited by the σ Orionis star which is an O9.5V binary system (Warren & Hesser, 1977) with an effective temperature of $\sim 34\,600$ K (Schaerer & de Koter, 1997). L1630 is located at a distance of ~ 400 pc¹. Assuming that σ Orionis and the Horsehead are in the same plane perpendicular to the line

¹ from the study of the distances to B stars in the Orion association by Anthony-Twarog (1982).

of sight, the distance between them is ~ 3.5 pc ($\sim 0.5^\circ$) which gives $G_0 \sim 100$ (energy density of the radiation field between 6 and 13.6 eV in unit of Habing field, Habing, 1968) for the radiation field which illuminates the Horsehead nebula.

In this paper, we study the AIBs from IC434 in front of the Horsehead nebula observed with the Infrared Spectrograph (IRS; Houck et al., 2004) on board the Spitzer Space Telescope (Werner et al., 2004). The paper is organised as follows : in § 2, we present our IRS data and the data processing. In § 3, we show that IRS data confirm the description of the structure of the object from previous studies. In the following section (§ 4), we extract the typical spectrum of the HII region and study the location of the AIB emitters of this spectrum. We compare the HII region spectrum with the spectrum obtained in the inner region in § 5, and propose a scenario to explain the observed spectral variations in § 6. The survival of PAHs in the HII region is discussed in § 7. We conclude in § 8.

2. Observations & data reduction

The Horsehead nebula has been observed with IRS as a part of our ‘‘SPECPDR’’ program (Joblin et al., 2005) on 2004 October 2, and using the Short-High (SH), Long-High (LH), Short-Low (SL) and Long-Low (LL) modules of the instrument. In this paper, we only present SL ($5.2\text{--}14.5\ \mu\text{m}$, slit size: $57'' \times 3.6''$, $R=64\text{--}128$) and LL ($14\text{--}38\ \mu\text{m}$, slit size: $168'' \times 10.6''$, $R=64\text{--}128$) observations. We used the ‘‘spectral mapping mode’’. An observation is made of $N_{\text{step}} = 23$ (SL) or 25 (LL) steps of half the slit width in the direction perpendicular to the slit long axis. For the SL module, three observations were taken successively at three different positions in the sky in order to perform a complete mapping of the illuminated edge of the nebula. The resulting observed areas are shown in Fig. 1, overplotted on the $H\alpha$ map. The integration times were 14 and 60 s per pointing for the second ($5.2\text{--}8.7\ \mu\text{m}$) and the first ($7.4\text{--}14.5\ \mu\text{m}$) orders of SL, respectively, and 14 s per pointing for both orders of LL.

We have developed a pipeline which builds spectral cubes (two spatial dimensions and one spectral dimension) in a homogeneous way from the data (version S13) delivered by the Spitzer Science Center (SSC). We start from the BCD level. One integration corresponds to one BCD image. For each BCD image, we extract for all wavelengths an image of the slit which is projected on the sky. For each observation, made of N_{step} integrations, we build a spectral cube with $N_x \times N_y$ spatial pixels and N_w spectral pixels. We keep the same wavelength sampling as in the BCD images and the spatial grid has a pixel size of $2.5''$ for LL and $0.9''$ for SL (which corresponds to half the pixel size on the BCD images). Whenever we study the full spectral range, we also reproject the SL data on the LL grid.

We identify and correct the bad pixels not flagged out in the SSC pipeline by median filtering on the combined N_{step} BCD images. The data are flux-calibrated in Jansky using the pipeline S13 conversion factors and the tuning coefficients given in the ‘‘fluxcon’’ table. Finally, we derive extended emission flux intensities by using the Slit Loss Correction Function due to the point-spread function overfilling the IRS slit (Smith et al., 2007). In the following, the LL data at $35\text{--}38\ \mu\text{m}$ are not considered due to the strong decrease of sensitivity.

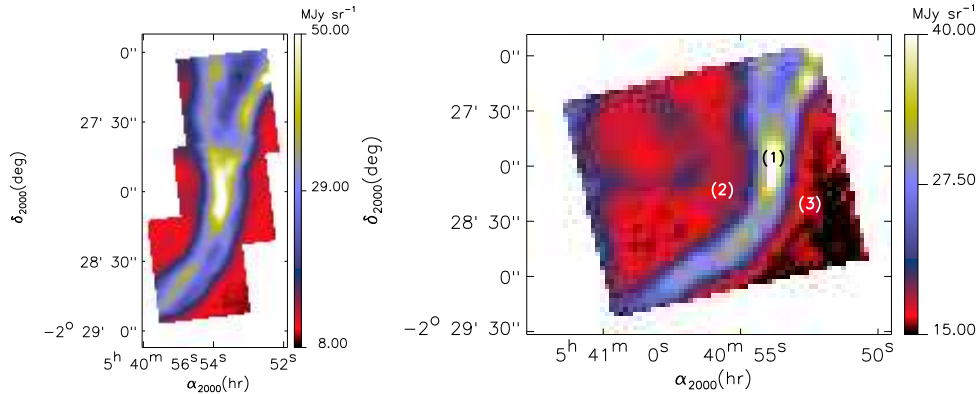


Fig. 3. Maps of the Horsehead nebula at 11-11.5 μm (SL, left panel) and 20-21 μm (LL, right panel). The SL and LL maps have pixel size 0.9'' and 2.5'', respectively. Positions of the spectra of Fig. 4 are shown on the LL map (right panel).

Only the HII region in front the Horsehead nebula presents nearly flat infrared emission and could have been used to define an *off* spectrum. Since the goal of this paper is precisely to study the emission emerging from the HII region, we did not subtract any off spectrum. The lack of such correction explains the discontinuity systematically found for all pixels between the first order and the second order parts of the SL spectra, together with a systematic decrease of the continuum with decreasing wavelength, down to negative values for wavelengths below $\sim 6 \mu\text{m}$ (Fig. 2). We find that for each pixel the amplitude of these effects does not depend on the detected emission, but appears strongly correlated with the non-zero emission detected in the interorder regions of the BCD images which in principle does not receive any incident photon. This non-zero emission does not depend on the emission in the order regions of the BCD images, but presents some correlation with the emission in the peakup region of the array. It could be a residual after the “droop” or the stray-light corrections (see the IRS data handbook²). We estimate the amplitude of this residual in the order regions by extrapolating for each row the emission detected in the interorder regions, and subtract this residual from the BCD image. This subtraction is performed on the BCD image multiplied by the flat field image (taken in the calibration files delivered by the SSC), since we work in the hypothesis that the effects we want to correct are additive. Then, we divide the corrected BCD image by the flat field image. Finally, we build a corrected spectral cube using the algorithm described above. The correction only affects the shape of the continuum emission and does not change the amplitude of the spectral bands and lines. The discontinuity between the two orders of the SL spectra is strongly reduced (Fig. 2). However, we have to keep in mind that at that time the origin of the corrected effects is not known, therefore we must be cautious in the interpretation of the continuum emission.

² see <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/dh/>

3. The Horsehead as seen by IRS

Figure 3 gives an example of the spectral maps obtained from SL and LL observations. For all pixels within the SL field, we have a full spectrum from 5 to 35 μm (Fig. 4).

The zodiacal emission is computed using the SSC background estimator³ which is based on the COBE/DIRBE model (Kelsall et al., 1998). The dashed lines in Fig. 4 show the zodiacal contribution to our observations which is not simply the zodiacal emission at the date and sky coordinates of our observations. Indeed, the “dark” level subtracted from the data in the SSC pipeline is obtained without shutter by pointing a fixed area of the sky with faint infrared emission (RA = 268°96, DEC = 65°43) as explained in the IRS Data Handbook. This “dark” level will contain some zodiacal emission ($\sim 14 \text{ MJy sr}^{-1}$ at $\sim 18 \mu\text{m}$). Therefore, the zodiacal contribution to our observations is the difference between the zodiacal emission at the time and the position of our observations and the zodiacal emission at the “dark” position. This zodiacal contribution does not vary across the observed area of the sky and is accurate to $\sim 14\%$.

The spatial structure detected with IRS is comparable to the broad-band observations taken with ISOCAM (Abergel et al., 2003), but we now have the spectral information from 5 to 35 μm and better spatial resolution. Thanks to the edge-on geometry of this PDR, it is possible to perform spectral analysis of the emission in the HII region, the edge of the PDR and the inner region inside the PDR, separately. Three illustrative spectra for individual pixels are presented in Fig. 4:

- (1) The first spectrum is taken at the infrared peak position and is typical for a PDR. It shows the main H_2 rotational lines (0-0S(4) to S(0) at 6.9, 9.7, 12.3, 17.0 and 28.2 μm), the AIBs and continuum.
- (2) The second spectrum is taken in the inner region behind the peak (to the east of the peak) and shows AIBs and H_2 emis-

³ see <http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/background/>

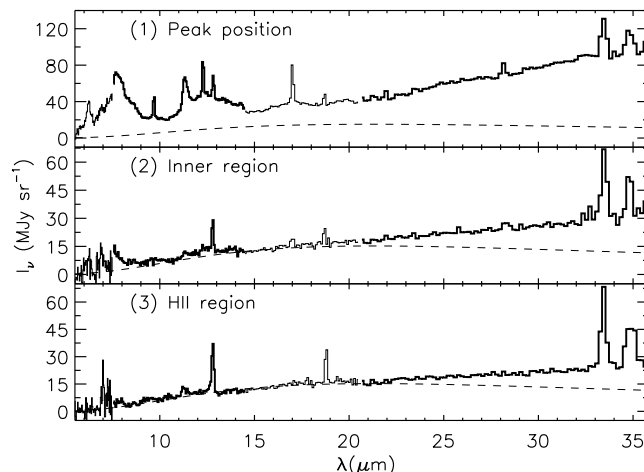


Fig. 4. Typical spectra obtained by combining SL and LL data for individual pixels (1) at the infrared peak position, (2) in the inner region of the Horsehead nebula behind the emission peak and (3) in front of the dense cloud in the HII region, as shown in the right panel of Fig. 3. Alternating thicknesses correspond to SL2, SL1, LL2 and LL1 orders. The dashed lines show the contribution of the zodiacal emission (see § 3).

sion lines with lower intensities since the emitting matter is located more deeply in the dense cloud.

- (3) The third spectrum is taken in front of the illuminated surface in the HII region (to the west of the peak) and is dominated by fine structure lines of ionised species as expected for a HII region. It shows the following lines: [ArII] at $6.98\ \mu\text{m}$, [NeII] at $12.8\ \mu\text{m}$, [SIII] at 18.7 and $33.4\ \mu\text{m}$, [SiII] at $34.8\ \mu\text{m}$, but not the more excited lines: [NeIII] at $15.5\ \mu\text{m}$, [SIV] at $10.5\ \mu\text{m}$ and [ArIII] at $9.0\ \mu\text{m}$. It also contains the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB.

Spectra (1) and (2) also present ionised lines which are likely emitted by the ionised medium surrounding the dense cloud. The continuum emission at wavelengths lower than $\sim 20\ \mu\text{m}$ appears to be dominated by the zodiacal emission for the spectra (2) and (3).

In the following, we remove the zodiacal contribution from all spectra and focus our study on the SL spectra of the HII region which contains the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB. The study of the spectral properties around the peak position will be the subject of a forthcoming paper.

4. HII region spectrum

Fig. 5 shows emission maps of the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB (fitted with a lorentzian profile following Boulanger et al., 1998b), $\text{H}_2\ 0-0\text{S}(2)$, [NeII] at $12.8\ \mu\text{m}$ (both fitted with a gaussian profile) and $\text{H}\alpha$ obtained at the Kitt Peak National Observatory (KPNO) telescope by Pound et al. (2003) (Fig. 1). Both [NeII] and $\text{H}\alpha$ are emitted by ionised gas. However, they cannot be used alone to define the HII region and exclude PDR emission which could be located on the same line of sight behind

or in front of the ionised gas (with respect to us). We see in Fig. 5 that the $\text{H}\alpha$ and [NeII] emissions do not peak at the same location due to projection effects and the difference of extinction efficiency since they emit at different wavelengths. We need a PDR tracer in order to exclude PDR emission. We use the $\text{H}_2\ 0-0\text{S}(2)$ line at $12.3\ \mu\text{m}$ since it is a good PDR tracer for this dense illuminated ridge (Habart et al., 2005), which is well detected in our data. Thus, we define the HII region as the area where $I_{\text{H}\alpha} > 450$ in arbitrary units and $I(\text{H}_2\ 0-0\text{S}(2)) < 6 \cdot 10^{-9}\ \text{W m}^{-2}\ \text{sr}^{-1}$ (detection limit due to the noise in individual spectra). We use $\text{H}\alpha$ rather than [NeII] to trace the ionised gas since it is not affected by ionisation fraction effects. The contours of the HII region we have defined are shown in Fig. 5. The $\text{H}\alpha$ emission in this HII region traces the ionised material in front of the Horsehead. In fact, the extinction due to this material on a line of sight is $A_V \sim 0.01-0.06$, considering $n_e \sim n_H \sim 100 - 350\ \text{cm}^{-3}$ (see appendix A), a depth of $\sim 0.1\ \text{pc}$ for the Horsehead nebula (Habart et al., 2005) and $N_{\text{H}}/A_V \sim 1.87 \cdot 10^{21}\ \text{cm}^{-2}\ \text{mag}^{-1}$ (Bohlin et al., 1978).

The average spectrum computed within this area (Fig. 6, lower spectrum) shows the [ArII] and [NeII] lines at $6.98\ \mu\text{m}$ and $12.8\ \mu\text{m}$, respectively. A band is also detected at $11.3\ \mu\text{m}$ with a surprisingly high intensity compared to the intensities of other AIBs at 6.2 , 7.7 and $8.6\ \mu\text{m}$. Other bands seem necessary to account for the emission plateau between 11.3 and $13\ \mu\text{m}$. A broad emission feature is visible around $10\ \mu\text{m}$, however its amplitude is variable (Fig. 7) and depends strongly on the offset position from the center of the slit (i.e. on the position on the detector). We therefore conclude that this feature is mainly due to an artefact. On the other hand, the AIB at $11.3\ \mu\text{m}$ is

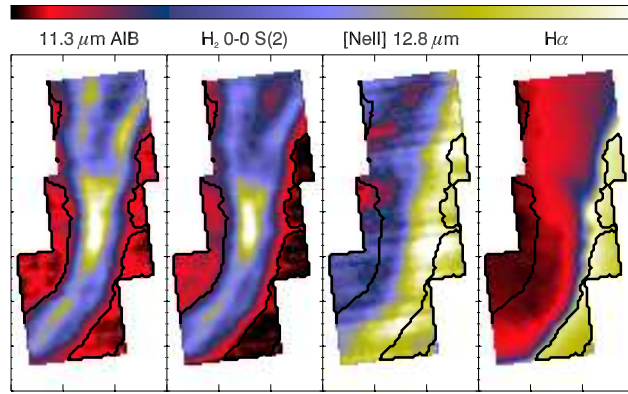


Fig. 5. Emission maps of the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB, H_2 0-0 S(2), [NeII] at $12.8\ \mu\text{m}$ (as seen by IRS) and $\text{H}\alpha$ (Pound et al., 2003). The contours show the area defined as the HII region (west of the peak) and the inner region (east of the peak) in § 4 and § 5.

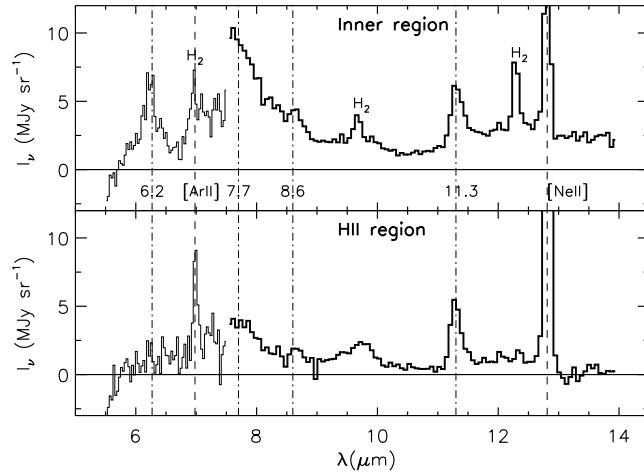


Fig. 6. Mean spectra of the HII region (lower) and the inner region (upper) as defined in § 4 and § 5 and shown in Fig. 5. The [NeII] line at $12.8\ \mu\text{m}$ is truncated for clarity. In the HII region spectrum, the broad feature at $\sim 10\ \mu\text{m}$ is an artefact (see § 4 and Fig. 7). The zodiacal emission has been removed from these spectra (see § 3).

real since it appears everywhere in the HII region with a strong amplitude, as shown in Fig. 7.

A method to check whether the $11.3\ \mu\text{m}$ emitters are located in the ionised gas is to look for spatial correlation between the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB and the ionised gas lines emission in the HII region. The figure 8 presents the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB vs [NeII] and vs $\text{H}\alpha$ correlation diagrams for pixels of the HII region. We see that the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB intensity is correlated with both the [NeII] and $\text{H}\alpha$ ones which shows that the observed correlation is not dominated by systematic effects in the IRS data.

At least about half the $11.3\ \mu\text{m}$ emitters on the line of sight should be located in the ionised gas in front of the Horsehead nebula where the $\text{H}\alpha$ and [NeII] emissions rise, since the two correlations range from ~ 2.5 to $\sim 4.5 \cdot 10^{-8}\ \text{W m}^{-2}\ \text{sr}^{-1}$ for the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB intensity. A typical Cirrus spectrum has been estimated by Flagey et al. (2006) from ISOCAM data (Fig. 9, upper spectrum). It presents a shape comparable to the HII spectrum, except for the $6.2\ \mu\text{m}$ AIB which indicates that the contribution of Cirrus emission does not dominate the detected HII spectrum. In any case, the contribution of Cirrus should be compa-

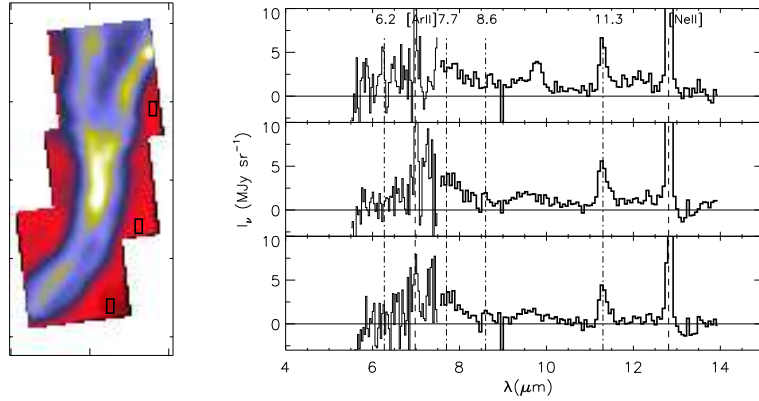


Fig. 7. Spectra from three areas (small black rectangles) shown on the 11-11.5 μm map (top, middle and lower panels correspond to the north, the central and the south area, respectively). The zodiacal emission has been subtracted (see § 3). For clarity, the [NeII] line is truncated. The broad feature at $\sim 10 \mu\text{m}$ in the spectrum of the top panel is an artefact (see § 4).

table for the HII region and inner region spectra (as defined in the next section), and cannot affect our conclusions based on spectral variations between these two spectra.

5. Comparison with the inner region spectrum

As for the HII region (§ 4), we define an inner region where $I_{\text{H}\alpha} < 135$ in arbitrary units and $I_{\nu, 11-11.5 \mu\text{m}} < 15 \text{ MJy sr}^{-1}$ in order to avoid the bright infrared filament (Fig. 5) where the [NeII] emission peaks due to projection effects. The average spectrum computed within this area (Fig. 6, upper spectrum) shows the 0-0S(3)-9.7 μm and 0-0S(2)-12.3 μm H₂ rotational lines, the AIBs at 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm and the [NeII] line at 12.8 μm . The 0-0S(5)-6.9 μm H₂ and [ArII] (6.98 μm) lines are blended.

The presence of [NeII] and [ArII] lines indicates that this spectrum contains ionised gas emission and could contain AIBs emitted in the background and foreground ionised medium. However, such a contribution from HII region AIBs will not change the conclusions of our analysis of the spectral variations that we study in the following.

The relative intensity of the AIBs presents striking differences between the HII region and inner region spectra (Fig. 6). While the intensity of the 11.3 μm band is comparable, the 6.2, 7.7 and 8.6 μm bands present a spectacular decrease in the HII region (more than a factor 2-3). The 6.2 and 7.7 μm bands are attributed to C-C stretching mode, the 8.6 μm band to in-plane C-H bending modes, and the 11.3 μm band to C-H out-of-plane bending mode. In the following section, we study the different processes which could explain such spectral variation of the 6-9 μm / 11.3 μm ratio.

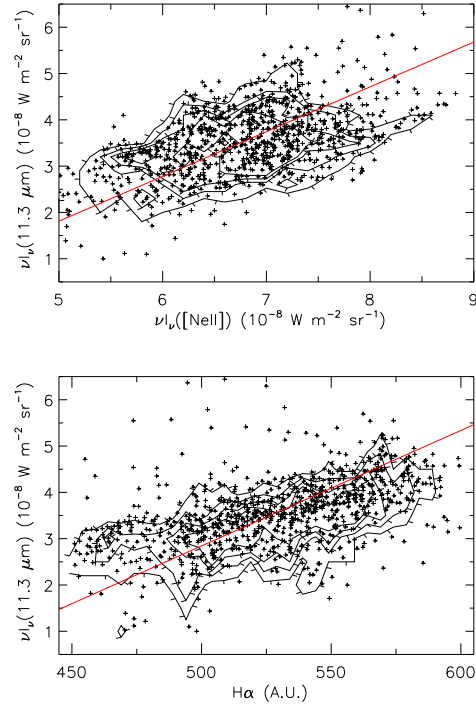


Fig. 8. Relationships between the [NeII], H α and 11.3 μm for pixels of the HII region (defined in § 4 and shown in Fig. 5). Contours are histograms of the point densities. The red straight lines are linear fits to the data.

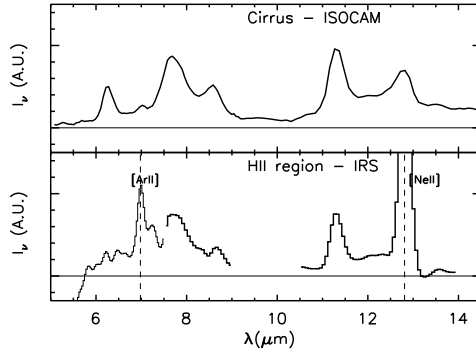


Fig. 9. Cirrus spectrum observed with ISOCAM (Flagey et al., 2006) and HII region spectrum as defined in § 4 convolved with a gaussian yielding a resolving power of 40, comparable to ISOCAM-CVF. The 9-10.5 μm range is suppressed since it contains an artefact (§ 4).

6. Interpretation of the spectral properties

6.1. Hydrogenation state

Hydrogenation state of PAHs can be traced by relative intensities of the 11.3, 12, 12.7 and 13.6 μm bands (e.g. Schutte et al., 1993) which are C-H out-of-plane bending modes with one, two, three and four H atoms on the same aromatic ring, respectively (e.g. Léger & Puget, 1984; Hony et al., 2001). Both inner region and HII region spectra (Fig. 6) present an 11.3 μm band and an emission plateau between 11.3 and 13 μm above the continuum, which can be attributed to hydrogenated PAHs (high hydrogenation coverage of PAHs has already been reported in HII regions and PDRs, e.g. Vermeij et al., 2002; Hony et al., 2001). Moreover the intensity of the 11.3 μm band compared to the plateau does not present any strong variation between the two spectra, which indicates that the hydrogenation states are comparable. We conclude that hydrogenation effects are likely not the main process which could explain the difference in the 6-9 μm / 11.3 μm ratio between the two spectra.

6.2. Size distribution

Using the model of Verstraete et al. (2001), we find that the emission ratio of 6-9 μm / 11.3 μm is reduced by a factor of 3 only if the size distribution contains exclusively PAHs bigger than 10^3 C atoms ($\sim 30 \text{ \AA}$) in the HII region while it is a classical size distribution (mean size $\sim 6 \text{ \AA}$, e.g. Bakes & Tielens, 1994) in the inner region. Then, we conclude that a change in the size distribution due to destruction of smallest species cannot explain the 6-9 μm / 11.3 μm ratio variation.

6.3. Charge state

Theoretical (e.g. Langhoff, 1996; Bakes et al., 2001a,b; Bauschlicher, 2002) and experimental (e.g. Szczepanski et

Vala, 1993) works show that the charge state of PAHs has a strong impact on the 6-9 μm / 11.3 μm ratio. Neutral PAHs emit significantly less at 6-9 μm than at 11-13 μm with respect to charged ones (both anions and cations). The inner region spectrum which comes from neutral gas presents a high value of the 6-9 μm / 11.3 μm ratio, which can be explained by charged PAHs (anions or cations). On the contrary, the low value of the 6-9 μm / 11.3 μm ratio in the HII region spectrum can be explained by the presence of neutral PAHs. The spectra extracted from ISOCAM observations (4-16 μm) of NGC7023 present comparable relative intensity variations attributed to charge effects (Rapacioli et al., 2005). Our spectra from the HII region and the inner region (Fig. 6) could therefore be attributed to PAH⁰ and PAH⁺, respectively.

The charge state of PAHs is mainly determined by the balance between photoionisation and recombination rates of electrons (Weingartner & Draine, 2001; Bakes & Tielens, 1994) which is generally described by the ratio of the UV intensity to the electronic density, G_0/n_e . The presence of positively charged PAHs in the inner region can be explained by (1) the presence of UV photons which efficiently ionise the PAHs and (2) a lack of free electrons for the recombination ($n_e/n_H \sim [C]/[H] \sim 10^{-4}$, C⁺ being the main provider of electrons in the PDR).

For the HII region, we use version 05.07 of Cloudy (Ferland et al., 1998) in order to derive a quantitative estimate of the charge state of PAHs (van Hoof et al., 2004; Weingartner & Draine, 2001) in a fully ($n_e \sim n_H$) ionised medium. We perform a simple model with an incident radiation field defined for an O9.5V star of the Costar catalogue (Schaerer & de Koter, 1997) and located at 3.5 pc. The gas is taken to be at $T = 7500 \text{ K}$ (Ferland, 2003) and with $n_e \sim 100\text{-}350 \text{ cm}^{-3}$ (see appendix A). For PAHs with radius from 4.5 to 10.5 Å and distributed as $n(a) \propto a^{-3.5}$ (Bakes & Tielens, 1994), we obtain a mean charge of 0.55-0.75 electron per PAH, corresponding to a fraction of neutral PAHs in the HII region of 25-45%. Moreover, the 6-9 μm / 11.3 μm ratio of the HII region spectrum is in agreement with those predicted by the emission model of Bakes et al. (2001a) for such a charge distribution. We conclude that the HII region spectrum can be explained by a mixture of neutral and anionic PAHs.

7. PAHs survival in the HII region

The 11.3 μm band is observed in the HII region up to a distance of $\sim 20''$ (or 0.04 pc) from the ionisation front (see for instance Fig. 5). This distance can be translated to a lower limit of the survival time of the emitters equal to $\sim 5 \cdot 10^3$ years when considering that the gas just ionised at the ionisation front expands freely in the HII region at the sound speed $c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu m_H}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ for $T = 7500 \text{ K}$, $\mu = 0.7$ and $\gamma = 5/3$.

We have seen in § 3 that in the HII region, all species with an ionisation potential (IP) lower or equal than that of [SIII] (IP=23.34 eV) are detected while species with IP higher or equal than that of [ArIII] (IP=27.63 eV) are not detected. Thus, the incident radiation field in the HII region contains UV photons with energy up to $\sim 25 \text{ eV}$. Thus, some aromatic emitters

can survive to a radiation field with $G_0 \sim 100$ and photons up to ~ 25 eV. For comparison, in more highly excited HII regions such as the Orion Bar, the radiation field is more intense (G_0 larger than 10^4) and also harder since the exciting star is an O6 (θ^1 Ori C, e.g. Kassis et al., 2006; Allers et al., 2005) with $T_{\text{eff}} \sim 44000$ K. There, PAHs are destroyed on time scales lower than 1000 years (Kassis et al., 2006).

It must be emphasized that the presence of AIB emitters in the ionised gas could be related to the continuous injection of “fresh” matter due to photoevaporation of the Horsehead.

8. Conclusion

Our main observational result is the detection of a strong $11.3 \mu\text{m}$ emission band in the HII region facing the Horsehead nebula. The spectral imaging capabilities of IRS allow us to show that the integrated intensity of the $11.3 \mu\text{m}$ AIB is correlated with those of the [NeII] line and $H\alpha$ in the HII region. Moreover the spectral variations of the AIB spectrum is clearly spatially correlated with the variations of physical conditions between the PDR and the HII region. Thus, to our knowledge, *this is the first time that we detect the presence of AIB emitters in ionised gas*. Consequently, the $11.3 \mu\text{m}$ emitters are not efficiently destroyed by the incident UV photons which have an energy below ~ 25 eV as suggested by the detected ionised species. The survival of PAHs in the HII region could be due to the moderate intensity of the radiation field ($G_0 \sim 100$) and the lack of photons above ~ 25 eV, compared to more highly excited HII regions (in terms of intensity and hardness), where PAHs can be destroyed on time scales lower than 1000 years (Kassis et al., 2006). It could also be related to the continuous photoevaporation of the Horsehead nebula which bring “fresh” matter into the ionised gas.

The enhancement of the intensity of the $11.3 \mu\text{m}$ band in the HII region, relative to the other AIBs, can be explained by the presence of neutral PAHs. Our modelling of the charge state of PAHs with Cloudy confirms that the HII region should contain a significant amount of neutral PAHs. On the contrary, PAHs from the inner region must be positively charged. Variations of the size distribution of PAHs could also affect the $6-9 \mu\text{m} / 11.3 \mu\text{m}$ ratio (e.g. Verstraete et al., 2001; Draine & Li, 2001) but with a lower amplitude than charge state variations.

In galaxies, the presence of neutral PAHs has been suggested by Kaneda et al. (2005) to explain the prominent emission feature at $11.3 \mu\text{m}$ compared to the 6.2 , 7.7 and $8.6 \mu\text{m}$ features observed with Spitzer in several elliptical galaxies. The present IRS observations of the Horsehead nebula thus provide a textbook example in our Galaxy of the transition region between ionised and neutral PAHs and allow to derive a physical scenario in order to interpret extra-galactic spectra.

Appendix A: Determination of the electronic density

The electronic density in the HII region is estimated using the intensity ratio of the [SIII] lines at 18.7 and $33.4 \mu\text{m}$. These two lines are fitted with gaussian profiles in order to compute their integrated intensities for all pixels in

the HII region (see §4 and Fig. 5). The mean intensities are $I([\text{SIII}], 19 \mu\text{m}) = 2.69 \pm 0.11 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ and $I([\text{SIII}], 33 \mu\text{m}) = 3.91 \pm 0.42 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Error bars include the calibration uncertainties (absolute stellar model ($1\sigma = 3\%$), the repeatability ($\sim 3\%$) and the uncertainty of the calibration at $33.4 \mu\text{m}$ ($\sim 10\%$)). We have $I([\text{SIII}], 19 \mu\text{m}) / I([\text{SIII}], 33 \mu\text{m}) = 0.69 \pm 0.08$. Consequently, using atomic constants from Galavis et al. (1995) and Mendoza & Zeippen (1982) and assuming a gas temperature of 7500 K (Ferland, 2003), we derive an electronic density $n_e \sim 100-350 \text{ cm}^{-3}$.

References

- Abergel, A., Teyssier, D., Bernard, J.P. et al., 2003, A&A, 410, 577
 Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M. & Barker, J. R., 1985, ApJL, 290, L25
 Allers, K. N., Jaffe, D. T., Lacy, J. H et al., 2005, ApJ, 630, 368
 Anthony-Twarog, B. J., 1982, AJ, 87, 1213
 Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., Bauschlicher, Charles W., Jr., 2001a, ApJ, 556, 501
 Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., Bauschlicher, Charles W., Jr. et al., 2001b, ApJ, 560, 261
 Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M., 1994, ApJ, 427, 822
 Barnard, E. E., 1919, ApJ, 49, 1
 Bauschlicher, Charles W., Jr., 2002, ApJ, 564, 782
 Bohlin, R. C., Savage, B. D., Drake, J. F., 1978, ApJ, 224, 132-142
 Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J. P. et al., 1998a, ASPC, 132, 15
 Boulanger, F., Boissel, P., Cesarsky, D. et al., 1998b, A&A, 339, 194
 Draine, B. T. & Li, Aigen, 2001, ApJ, 551, 807
 Ferland, G. J., 2003, ARA&A, 41, 517
 Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A. et al., 1998, PASP, 110, 761
 Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L. et al., 2006, A&A, 453, 969
 Galavis, M. E., Mendoza, C., Zeippen, C. J., 1995, A&AS, 111, 347
 Habart, E., Abergel, A., Walmsley, C. et al., 2005, A&A, 437, 177
 Habing, H. J., 1968, Bull. Astr. Netherlands, 19, 421
 Hily-Blant, P., Teyssier, D., Philipp, S. et al., 2005, A&A, 440, 909
 Hony, S., Van Kerckhoven, C., Peeters, E. et al., 2001, A&A, 370, 1030
 Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J. et al., 2004, ApJS, 154, 18
 Joblin, C., Abergel, A., Bernard, J.-P. et al., 2005, IAUS, 231, 153
 Kaneda, H., Onaka, T., Sakon, I., 2005, ApJ, 632L, 83
 Kassis, Marc, Adams, Joseph D., Campbell, Murray F., 2006, ApJ, 637, 823
 Kelsall, T., Weiland, J. L., Franz, B. A. et al., 1998, ApJ, 508, 44
 Langhoff, S. R., 1996, J. Phys. Chem., 100, 2819
 Léger A. & Puget J.L., 1984, A&A, 137, L5

- Louise, R., 1982, Ap&SS, 85, 405
Peeters E., Martín-Hernández N. L., Damour F. et al., 2002, A&A, 381, 571
Pety, J., Teyssier, D., Fossé, D. et al., 2005, A&A, 435, 885
Mendoza, C., Zeppen, C. J., 1982, MNRAS, 199, 1025
Pound, Marc W., Reipurth, Bo, Bally, John, 2003, AJ, 125, 2108
Rapacioli, M., Joblin, C., Boissel, P., 2005, A&A, 429, 193
Schaerer, D. & de Koter, A., 1997, A&A, 322, 598
Schutte, W. A., Tielens, A. G. G. M., Allamandola, L. J., 1993, ApJ, 415, 397
Smith, J.D., Draine, B.T., Dale, D.A. et al., 2007, ApJ, 656, 770-791
Szczepanski Jan et Vala Martin, 1993, ApJ, 414, 646
Teyssier, D., Fossé, D., Gerin, M. et al., 2004, A&A, 417, 135
Uchida, K. I., Sellgren, K., Werner, M. W. et al., 2000, ApJ, 530, 817
van Hoof, P. A. M., Weingartner, J. C., Martin, P. G. et al, 2004, MNRAS, 350, 1330
Vermeij, R., Peeters, E., Tielens, A. G. G. M. et al., 2002, A&A, 382, 1042
Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C. et al., 2001, A&A, 372, 981
Warren, W. H., Jr. & Hesser, J. E., 1977, ApJS, 34, 115
Weingartner, Joseph C. & Draine, B. T., 2001, ApJS, 134, 263
Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J. et al, 2004, ApJS, 154, 1
Zhou, S., Jaffe, D. T., Howe, J. E. et al., 1993, ApJ, 419, 190

5.3 Résultats et conclusion

Détection/survie des PAHs dans la région HII

Des PAHs ont été détectés dans la région HII située à l'avant de la Tête de Cheval grâce au spectromètre IRS. La géométrie de la Tête de Cheval est proche d'une géométrie plan-parallèle et l'émission de la région HII et de la PDR sont bien séparées. De plus, les capacités de spectro-imagerie d'IRS permettent de mettre en évidence une corrélation spatiale entre l'intensité de l'émission du gaz ionisé ([NeII] $12.8\mu\text{m}$ et $\text{H}\alpha$) et celle de la bande à $11.3\mu\text{m}$, qui est la plus intense des bandes aromatiques du spectre de la région HII.

Les PAHs sont détectés jusqu'à une distance d'environ $20''$ (0.04 pc pour une distance de 400 pc entre l'observateur et la Tête de Cheval) de la PDR. Au-delà, nous n'avons pas de donnée. Nous avons donc estimé une limite inférieure du temps de vie des PAHs dans la région HII en travaillant dans l'hypothèse que le gaz ionisé situé juste à l'avant de la PDR est issu de la photoévaporation de cette dernière et s'échappe librement à la vitesse du son dans la région HII ($C_s \sim 10\text{ km s}^{-1}$). Ces PAHs ont alors survécu 5000 ans dans la région HII depuis qu'ils ont quitté la PDR.

Nous détectons [SIII] dont le potentiel d'ionisation est de 23.34 eV mais pas [ArIII] dont le potentiel d'ionisation est de 27.63 eV , ce qui indique que le champ de rayonnement ne doit pas (ou relativement peu) contenir de photons UV d'énergie supérieure à $\sim 25\text{ eV}$. La survie des PAHs dans cette région HII pourrait donc être due au champ de rayonnement relativement peu dur et peu intense ($\chi \sim 100$). A titre de comparaison, le champ de rayonnement dans la région HII de la barre d'Orion dans laquelle les PAHs sont détruits en moins de ~ 1000 ans (Kassis et al., 2006) est environ 100 fois plus intense ($\chi \sim 10^4$) et est également plus dur puisque l'étoile excitatrice principale est de type O6 ($\theta^1\text{ Ori C}$, e.g. Kassis et al., 2006; Allers et al., 2005) avec $T_{\text{eff}} \sim 44000\text{ K}$ alors que $\sigma\text{ Ori}$ qui illumine la Tête de Cheval est une étoile O9.5V avec $T_{\text{eff}} \sim 35000\text{ K}$.

Propriétés des PAHs dans la région HII

Le spectre des PAHs dans la région HII présente une bande à $11.3\mu\text{m}$ étonnamment intense par rapport aux bandes à plus courtes longueurs d'onde (i.e. 6.2 , 7.7 et $8.6\mu\text{m}$). Nous observons une diminution du rapport de bandes $6-9\mu\text{m}/11.3\mu\text{m}$ d'un facteur $\sim 2-3$ entre la PDR et la région HII. Parmi les processus physiques pouvant être responsables de cette variation, nous avons conclu qu'un effet lié à l'état de charge des PAHs était le plus vraisemblable. Comme cela a été mentionné à la section 2.2.3, les travaux théoriques (e.g. Langhoff, 1996; Bakes et al., 2001a,b; jr Bauschlicher, 2002) et de laboratoire (e.g. Szczepanski & Vala, 1993) montrent que l'état de charge des PAHs a un fort impact sur le rapport d'émission $6-9\mu\text{m}/11.3\mu\text{m}$. Les PAHs neutres émettent relativement plus à $11.3\mu\text{m}$

5.3. Résultats et conclusion

que les PAHs chargés (anions ou cations, e. g. Bakes et al., 2001a). L'état de charge résulte principalement de l'équilibre entre l'arrachage de photoélectrons et la recombinaison de ces derniers. Ainsi la charge des PAHs est fonction du paramètre χ/n_e où χ est l'intensité du champ de rayonnement UV et n_e est la densité électronique.

Dans la PDR, la présence de rayonnement UV est bien tracée par l'émission fluorescente de l'hydrogène moléculaire que nous détectons. De plus, la densité électronique est relativement faible ($n_e/n_H \sim [C]/[H] \sim 10^{-4}$ car C^+ est la principale source d'électrons libres dans la PDR). Ces deux constats sont cohérents avec la présence de PAHs cations. Nous avons utilisé le code CLOUDY (Ferland et al., 1998) afin d'estimer quantitativement la charge des PAHs dans la région HII. Le modèle que nous avons utilisé est relativement simple. Nous illuminons un nuage de gaz ionisé ($n_e \sim n_H$) optiquement mince avec une étoile O9.5V (catalogue Costar, Schaerer & De Koter, 1997) située à 3.5 pc. La densité électronique, $n_e = 100 - 350 \text{ cm}^{-3}$, est contrainte par le rapport d'émission des raies [SIII] $19 \mu\text{m}$ et [SIII] $33 \mu\text{m}$ observées dans les spectres IRS. Nous imposons une température de $T_{\text{gaz}} = 7500 \text{ K}$ (Ferland, 2003, pour une étoile de $\sim 35000 \text{ K}$ et $Z = Z_{\odot}$). Le modèle donne alors pour des PAHs de taille $a_{\text{min}} = 4.5 \text{ \AA}$ à $a_{\text{max}} = 10.5 \text{ \AA}$ distribuée comme $n(a) \propto a^{-3.5}$ (Bakes & Tielens, 1994), une charge de 0.55-0.75 (pour $n_e = 100 - 350 \text{ cm}^{-3}$) électron par PAH soit une fraction de PAHs neutre de 25 à 45%. Nous concluons donc qu'une fraction significative des PAHs de la région HII sont neutres, ce qui explique le rapport $6-9 \mu\text{m}/11.3 \mu\text{m}$ observé.

Conclusion

Le résultat principal de ce travail est la détection de PAHs dans la région HII à l'avant de la Tête de Cheval. La géométrie de cet objet et la capacité de spectro-imagerie d'IRS nous ont permis de mettre en évidence que ces PAHs sont bien situés dans le gaz ionisé et pas dans la PDR. Leur survie pourrait être due au champ de rayonnement relativement peu intense et peu dur par rapport à d'autres régions HII plus excitées (en terme d'intensité et de dureté du rayonnement) dans lesquelles ils sont détruits rapidement. Le rapport d'émission des bandes $6-9 \mu\text{m}/11.3 \mu\text{m}$ qui est relativement faible pour les PAHs de la région HII peut être attribué à la présence d'une fraction significative de PAHs neutres, ce qui est confirmé par la modélisation avec le modèle CLOUDY (Ferland et al., 1998) tandis que les PAHs de la PDR sont plutôt chargés positivement.

Chapitre 6

Modélisation de l'émission des poussières

Sommaire

6.1 Introduction aux modèles de poussières	83
6.2 Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)	85
6.3 Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS	89
6.3.1 Évolution des sections efficaces des PAHs	89
6.3.2 Évolution des sections efficaces des VSGs	92
6.3.3 Le modèle DUSTIAS	92
6.4 Perspectives d'évolution du modèle DUSTIAS	95

6.1 Introduction aux modèles de poussières

Le but d'un modèle de poussière est de reproduire certaines observables en trouvant les paramètres adéquats de morphologie, composition, abondance des constituants élémentaires et distribution de taille des grains. Les trois contraintes observationnelles principales sont les propriétés spectroscopiques en émission et extinction et la déplétion des éléments. La polarisation du rayonnement éteint et/ou émis peut apporter une information supplémentaire sur la forme et la nature des poussières (Kim & Martin, 1994, 1995; Li & Greenberg, 1997). Les propriétés des poussières varient beaucoup d'une phase du Milieu Interstellaire (MIS) à l'autre. Les modèles de poussières qui sont évoqués dans la suite ne décrivent pas les grains qui comportent un manteau de matériaux volatiles (e. g., glace d'eau ou de CO₂) et que l'on observe dans les nuages denses. Nous nous focaliserons sur les modèles de poussière relatifs au milieu diffus qui ne contiennent que des matériaux réfractaires.

La distribution de taille des plus gros grains est bien contrainte par la polarisation et l'extinction dans le proche IR et le visible dont ils sont responsables. Les petits grains ($a < 0.0025 \mu\text{m}$) sont responsables de l'extinction dans l'ultraviolet. Cependant, ces grains étant dans la limite de Rayleigh, leur section efficace d'extinction par unité de volume est indépendante de leur taille¹². Par conséquent, la courbe d'extinction dans l'Ultraviolet (UV) et l'UV lointain n'apporte une contrainte que sur leur masse totale et ne peut être utilisée pour contraindre la taille minimum des grains.

Le modèle de Mathis et al. (1977) connu sous l'acronyme "MRN" utilisant des grains sphériques de graphite et de silicate fut développé pour reproduire la courbe d'extinction dans la gamme $0.11 \mu\text{m} < \lambda < 1 \mu\text{m}$. La taille des grains y est distribuée en loi de puissance comme $n(a) \propto a^{-3.5}$ et est comprise entre $0.005 \mu\text{m}$ et $0.25 \mu\text{m}$. Notons que cette distribution de taille n'est pas l'unique solution qui permet de reproduire la courbe d'extinction. Néanmoins, il est certain que le nombre de grains augmente quand les grains sont plus petits. De plus, cette distribution de taille est compatible avec celle obtenue par coagulation de grains (Hayakawa & Hayakawa, 1988) ou lors de l'abrasion par collision dans les vents d'étoiles géantes rouges (Biermann & Harwit, 1980).

Dans les années 80, l'ouverture de nouvelles fenêtres d'observation dans l'IR proche et moyen a révélé la présence de grains de poussière chauffés à des températures très élevées ($T \sim 1000 \text{K}$). Sellgren et al. (1983) observèrent un continuum en émission entre 2 et $5 \mu\text{m}$ et la présence de bandes à 3.4 et $3.3 \mu\text{m}$ en direction de nébuleuses par réflexion. Sellgren (1984) attribua cette émission à des très petites poussières ($a \sim 10 \text{Å}$) qui atteignent une température de $\sim 1000 \text{K}$ lorsqu'elles absorbent un photon. L'interprétation des observations du satellite IRAS à 12, 25, 60 et $100 \mu\text{m}$ nécessita également la présence de très petites poussières n'étant pas à l'équilibre avec le rayonnement pour expliquer l'excès d'émission aux courtes longueurs d'onde (§ 2.2.2). Draine & Anderson (1985) ont donc suggéré que la taille des grains de la distribution MRN se prolonge jusqu'à 5Å . Des grains de taille plus petite ($a < 5 \text{Å}$) seraient évaporés en moins de $4 \cdot 10^5$ ans (Guhathakurta & Draine, 1989). Cette taille semble donc être une taille limite pour les poussières interstellaires. Les PAHs sont alors les plus petits composants des poussières interstellaires.

Désert et al. (1990) (DBP dans la suite) ont été les premiers à modéliser de manière cohérente l'extinction et l'émission des poussières. Ce modèle qui sera utilisé dans la suite de la thèse est décrit à la section 6.2. Dwek et al. (1997) ont utilisé les propriétés optiques des grains sphériques graphitiques et silicatés de Draine & Lee (1984) ainsi que les sections efficaces empiriques des PAHs définies par DBP pour reproduire l'extinction et l'émission du MIS diffus, notamment les données du satellite Cosmic Background Explorer (COBE)

¹²Dans la limite de Rayleigh Q_{abs}/a est indépendant de a (la taille). Or, pour les petits grains $Q_{\text{abs}}/Q_{\text{ext}} \sim 1$. Nous avons donc $\sigma_{\text{ext}}/a^3 \propto Q_{\text{abs}}/a$ qui est indépendant de la taille

6.2. Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)

(3.5-1000 μm). Draine & Li (2001) et Li & Draine (2001) ont mis à jour le modèle de Dwek et al. (1997). Ils ont remplacé en particulier les sections efficaces des PAHs qui étaient alors mieux connues grâce aux progrès accomplis dans les domaines des mesures de laboratoire et des modèles de chimie quantique (e. g., Allamandola et al., 1999; Langhoff, 1996).

Suite à la “crise du carbone” (§1.3), des modèles ont été développés dans le but de diminuer l’abondance des éléments nécessaire dans les poussières. Des modèles utilisèrent par exemple des agrégats poreux avec $\sim 60\%$ de vide permettant d’obtenir des propriétés optiques similaires pour les grains en utilisant 60% de carbone en moins (Jones, 1988; Mathis, 1996, 1998; Zubko et al., 1998, 2004). Li (2005a) a cependant montré que bien que réduisant les abondances nécessaires pour les grains, ces modèles restent en désaccord avec les abondances déduites des étoiles B. Les étoiles F et G jeunes semblent plus appropriées pour calculer les abondances cosmiques car elles sont en accord avec les abondances requises par les modèles de poussières (§ 1.3 ; Li, 2005a; Sofia & Meyer, 2001).

Pour résumer, nous pouvons classer les modèles de poussières en trois grandes familles en ce qui concerne la nature des grains (Draine & Li, 2007) :

1. Les modèles silicate-graphite (e. g., Mathis et al., 1977; Draine & Lee, 1984; Kim & Martin, 1994) et leurs extensions naturels, les modèles silicate-graphite-PAH (e. g., Siebenmorgen & Kruegel, 1992; Li & Draine, 2001; Weingartner & Draine, 2001a)
2. Les modèles de grains au noyau silicaté et manteau carboné (e. g., Jones et al., 1990; Li & Greenberg, 1997)
3. Les modèles composites qui considèrent des grains de faible densité constitués d’agrégats de petits grains de graphite et de silicate (Mathis & Whiffen, 1989; Mathis, 1996; Zubko et al., 2004).

Le modèle DBP pourrait être classé dans la catégorie des grains de noyau silicaté et manteau carboné. Cependant, les propriétés optiques des grains y sont empiriques et leur nature n’y est évoquée qu’à titre indicatif.

6.2 Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)

Comme nous l’avons vu à la section 6.1, certains modèles de poussière utilisent des propriétés optiques de matériaux (i. e., graphites et silicates) pour calculer les sections efficaces d’extinction et de diffusion. Le modèle DBP utilise une approche empirique pour le calcul des propriétés optiques des poussières.

L’analyse de l’extinction proche IR-visible-UV et de l’émission IR a conduit DBP à séparer les poussières en trois composantes de taille. D’abord la courbe d’extinction fut paramétrisée et séparée en trois composantes (e. g., Fitzpatrick & Massa, 1986, 1988) : (1)

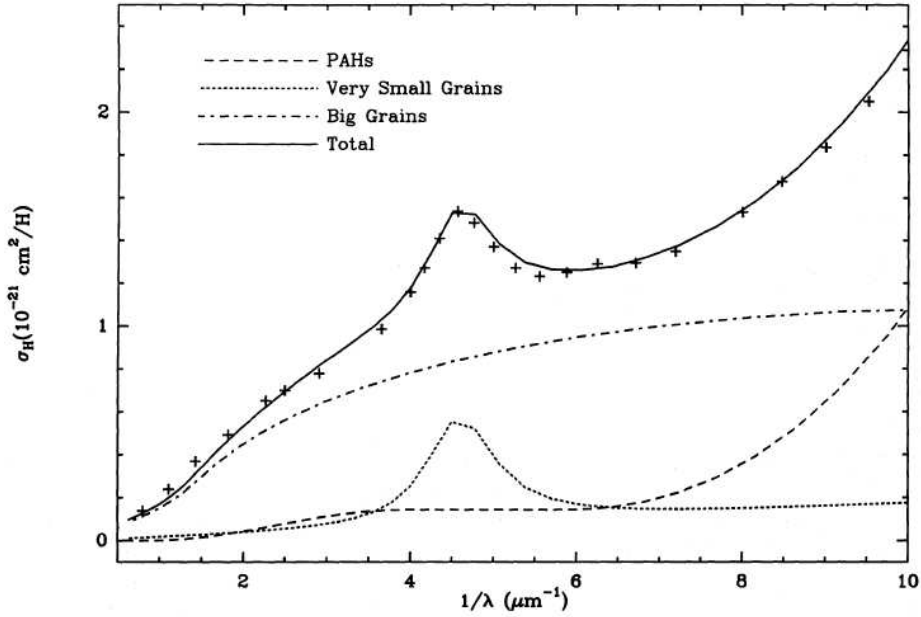


FIG. 6.1 – Courbe d’extinction du milieu diffus dans le visible et l’UV. Les croix représentent la courbe d’extinction moyenne observée (Savage & Mathis, 1979) normalisée pour $R_V = 3.1$ et $N_H/E(B-V) = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$. Le trait continu représente le résultat du modèle DBP. Les sections efficaces d’extinction des PAHs et des VSGs sont égales à leurs sections efficaces d’absorption car ces deux populations ont un albédo nul (source: Désert et al., 1990).

une croissance linéaire en fonction de $1/\lambda$; (2) une bosse reproduite par un profil de Drude et centrée à 2175 \AA ; (3) une croissance non linéaire en fonction de $1/\lambda$ dans l’UV lointain. Ensuite, comme nous l’avons vu au § 6.1, nous pouvons séparer l’émission en au moins deux catégories de grains. Les très petits grains qui fluctuent en température lorsqu’ils reçoivent un photon et qui émettent à $\lambda \lesssim 80 \mu\text{m}$ et les gros grains qui sont à l’équilibre avec le rayonnement et qui émettent à $\lambda \gtrsim 100 \mu\text{m}$ dans le champ de rayonnement interstellaire local. À leur tour, les très petits grains sont séparés en deux populations par DBP. Les PAHs sont responsables des bandes d’émission IR et dominant l’émission jusqu’à $\sim 15 \mu\text{m}$. L’émission de PAHs au delà de $\sim 25 \mu\text{m}$ requiert une taille ($N_C > 1000$) pour laquelle leur structure à deux dimensions devient instable. L’émission IR entre $\sim 15 \mu\text{m}$ et $\sim 60 \mu\text{m}$ est donc attribuée à des très petits grains à trois dimensions.

Les trois composantes d’extinction et d’émission du modèle ont été reliées grâce aux données de laboratoire et aux observations. Les observations montrent que les bandes d’émission IR semblent être corrélées avec la remontée non-linéaire d’extinction dans l’UV (dans la nébuleuse “Red Rectangle”, Cohen et al., 1975; Sitko et al., 1981) plutôt qu’avec la bosse à 2175 \AA . De plus des données de laboratoire montrent qu’un mélange de PAHs produit une remontée non linéaire en extinction dans l’UV (Léger et al., 1989b). Bien que

6.2. Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)

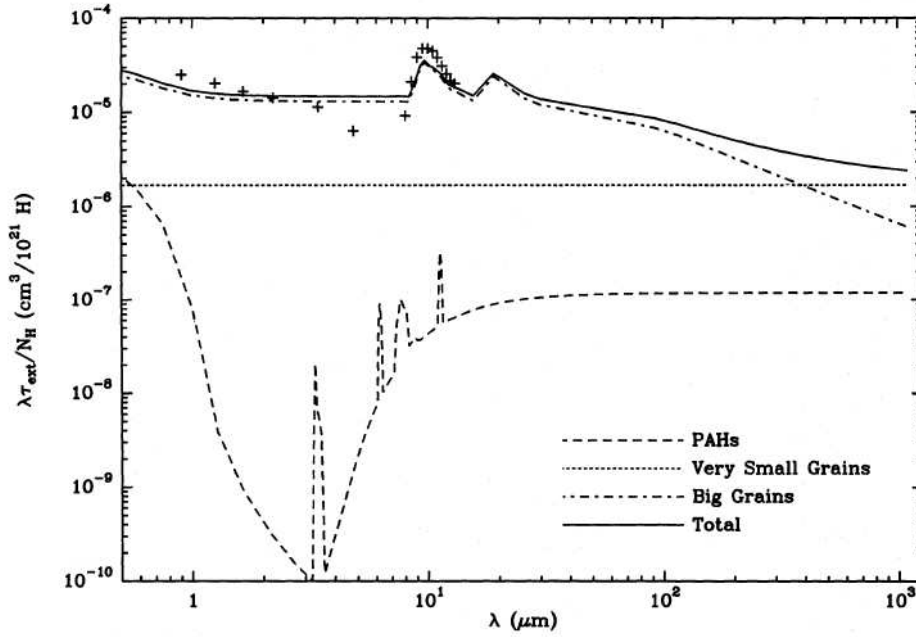


FIG. 6.2 – Courbe d’extinction IR du MIS diffus. Les croix sont des données de Rieke & Lebofsky (1985) normalisées pour $R_V = 3.1$ et $N_H/E(B-V) = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$ (source: Désert et al., 1990).

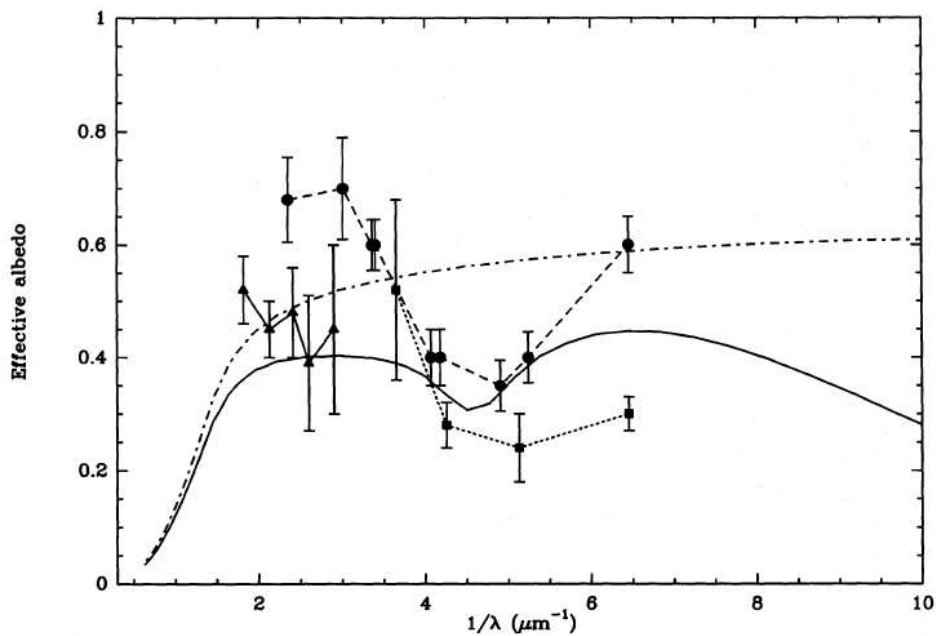


FIG. 6.3 – Albédo des poussières du MIS diffus. La courbe continue représente le résultat du modèle DBP. Les pastilles, rectangles et triangles représentent les données de Lillie & Witt (1976), Chlewicki & Laureijs (1988) and Morgan (1980) respectivement (source: Désert et al., 1990).

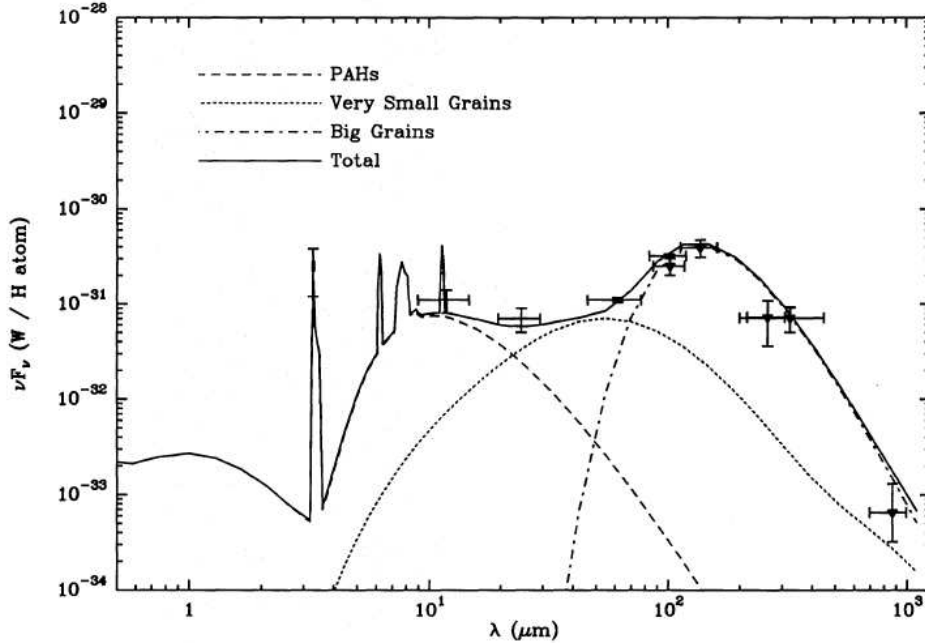


FIG. 6.4 – Spectre d'émission des poussières du milieu diffus. Les croix représentent les observations du MIS diffus et leurs barres d'erreur (les barres horizontales représentent les largeurs spectrales des instruments utilisés). Le spectre en trait continu représente l'émission des poussières du modèle DBP excitées par un champ de rayonnement interstellaire moyen au voisinage du Soleil (source: Désert et al., 1990).

ces mêmes données montrent qu'il existe également une bosse en extinction vers 220 nm pour un mélange de PAHs, DBP attribuent l'émission des bandes IR et la remontée non linéaire de l'extinction aux PAHs. Fitzpatrick & Massa (1986) ont suggéré que la bosse en extinction à 2175 Å soit attribuée à de très petites particules de carbone déhydrogéné. Dans le modèle, les très petits grains carbonés sont responsables de la bosse en extinction à 2175 Å et de l'émission IR moyen ($15 \lesssim \lambda \lesssim 60 \mu\text{m}$). Les gros grains produisent la croissance linéaire (en fonction de $1/\lambda$) de la courbe d'extinction dans le visible et le proche IR et l'émission dans l'IR lointain ($\lambda \gtrsim 100 \mu\text{m}$). La composition des ces gros grains est dominée par les silicates et peut contenir de la matière carbonée sous forme de manteau ou d'inhomogénéités.

Bien que les plus gros grains soient à l'équilibre thermique, l'émission des trois populations de grains est calculée en tenant compte des fluctuations de température grâce au formalisme développé par DBP. Les tailles sont distribuées en loi de puissance, comme pour le modèle MRN (§ 6.1) : $n(a, a+da) \propto a^{-\alpha}$, où a est le rayon et $n(a, a+da)$ le nombre de grains de rayon compris entre a et $a+da$. Pour réduire le nombre de paramètres libres, les trois populations de grains sont contiguës en taille. Nous avons donc $a_{\min}(\text{VSG}) = a_{\max}(\text{PAH})$ et $a_{\min}(\text{BG}) = a_{\max}(\text{VSG})$. Les principaux paramètres alloués aux trois populations de grains

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

	$Y = m/m_H$	m/m_{tot}	α	a_{min} nm	a_{max} nm	ρ	β_m
PAH	$4.3 \cdot 10^{-4}$	5.9%	3	0.4	1.2	$2.4 \cdot 10^{-7} \text{ g cm}^{-2}$	0
VSG	$4.7 \cdot 10^{-4}$	6.4%	2.6	1.2	15	2.3 g cm^{-3}	0
BG	$6.4 \cdot 10^{-3}$	87.6%	2.9	15	110	3.0 g cm^{-3}	0.61

TAB. 6.1 – Paramètres adoptés pour les trois composantes de poussière du modèle DBP. Y est l’abondance en masse, α , a_{min} et a_{max} les bornes et la pente de la distribution de taille, ρ la densité (les PAHs sont à deux dimensions) et β_m l’albédo. m/m_{tot} est l’abondance relative en masse.

sont résumés dans le tableau 6.1. Les propriétés optiques sont décrites par des formules analytiques qui sont ajustées sur des résultats expérimentaux et observationnels. Il faut noter que seuls les gros grains ont un albédo non nul (Tab. 6.1). Ils sont donc la seule population de grains à avoir une section efficace de diffusion non nulle¹³. La valeur de l’albédo reportée dans le tableau 6.1 est la valeur limite lorsque $2\pi a > \lambda$. Les figures 6.1 et 6.2 montrent les sections efficaces d’extinction du modèle comparées aux observations du MIS diffus. La figure 6.3 représente l’albédo des poussières du modèle et sa comparaison avec différentes valeurs déduites des observations. La figure 6.4 montre le spectre d’émission IR des poussières du modèle, excitées par un champ de rayonnement interstellaire moyen au voisinage du Soleil et comparé à l’émission mesurée dans le MIS diffus.

6.3 Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

Depuis la publication du modèle DBP, le lancement du satellite d’observation ISO et les progrès réalisés par les expériences de laboratoire et les calculs de chimie quantique ont permis de mieux contraindre les propriétés des PAHs. Les nouvelles contraintes sur les sections efficaces ont aussi un impact sur la définition des sections efficaces des VSGs dans le modèle de poussière. De plus, la définition des sections efficaces d’extinction UV-visible-proche IR qui était basée sur la décomposition de Fitzpatrick & Massa (1986, 1988) de la courbe d’extinction n’est plus cohérente avec les nouvelles sections efficaces des PAHs et VSGs. Les propriétés des PAHs et des VSGs du modèle DBP ont donc été modifiées pour tenir compte des nouvelles contraintes apportées. Il n’est pas nécessaire de changer les sections efficaces des gros grains. *Le modèle issue des modifications des propriétés optiques des PAHs et VSGs sera appelé “DUSTIAS”.*

6.3.1 Évolution des sections efficaces des PAHs

Dans le modèle DBP, les propriétés optiques des PAHs dans l’IR sont dérivées de Puget et al. (1985) et Léger et al. (1989a) et seules les bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 μm sont

¹³L’albédo est égale au rapport $Q_{\text{diff}}/Q_{\text{ext}} = \sigma_{\text{diff}}/\sigma_{\text{ext}}$.

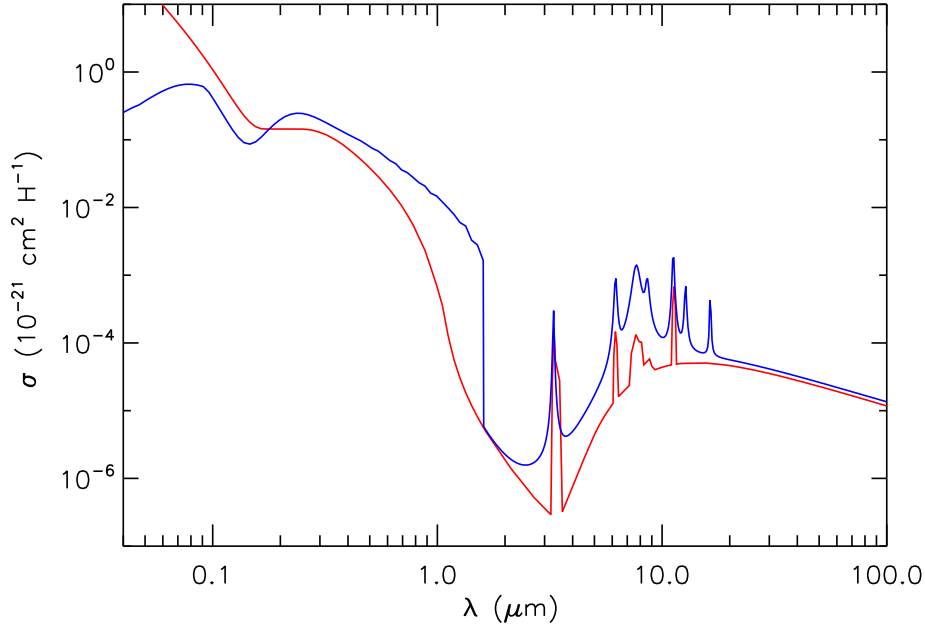


FIG. 6.5 – Sections efficaces d’absorption des PAHs pour une distribution de taille en $a^{-3.5}$ avec $a_{\min} = 4 \text{ \AA}$ et $a_{\max} = 12 \text{ \AA}$. **En bleu** : modèle DUSTIAS (§ 6.3). **En rouge** : modèle DBP.

représentées. Ces bandes ont des sections efficaces intégrées de Léger et al. (1989a) et des largeurs issues des observations de la nébuleuse par réflexion NGC2023 par Sellgren et al. (1985).

Grâce à leur grande résolution, les observations spectroscopiques effectuées avec l’instrument SWS (2.4-45 μm , $\lambda/\Delta\lambda \sim 1000$, voir De Graauw et al., 1996) à bord du satellite ISO, ont permis de mieux caractériser la largeur et la forme des bandes d’émission IR des PAHs (à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm , e.g. Verstraete et al., 2001). De plus, une nouvelle bande à 16.4 μm a été détectée dans les spectres SWS (Moutou et al., 2000; Van Kerckhoven et al., 2000). Cette bande accompagne toujours les autres bandes aromatiques (Klein et al., 1999) et son intensité est indépendante du continuum sous-jacent. Elle est donc attribuée aux mêmes porteurs (i. e., aux PAHs dans le modèle) que les autres bandes. Les sections efficaces d’absorption IR des PAHs ont donc été mises à jour dans le modèle en tenant compte des bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7 et 16.4 μm , modélisées par des lorentziennes (Boulanger et al., 1998b; Verstraete et al., 2001) dont la largeur et la position au pic sont déterminées par le spectre des PAHs interstellaires. Les forces d’oscillateur utilisées pour normaliser les sections efficaces sont issues de données de laboratoire (Pech et al., 2002). Il faut noter que ces forces d’oscillateur sont uniquement relatives à des PAHs ionisés une fois. C’est pour cette raison que les rapports de bandes ainsi obtenus en émission ne sont pas toujours cohérents avec les rapports de bandes observés dans le MIS. Aux

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

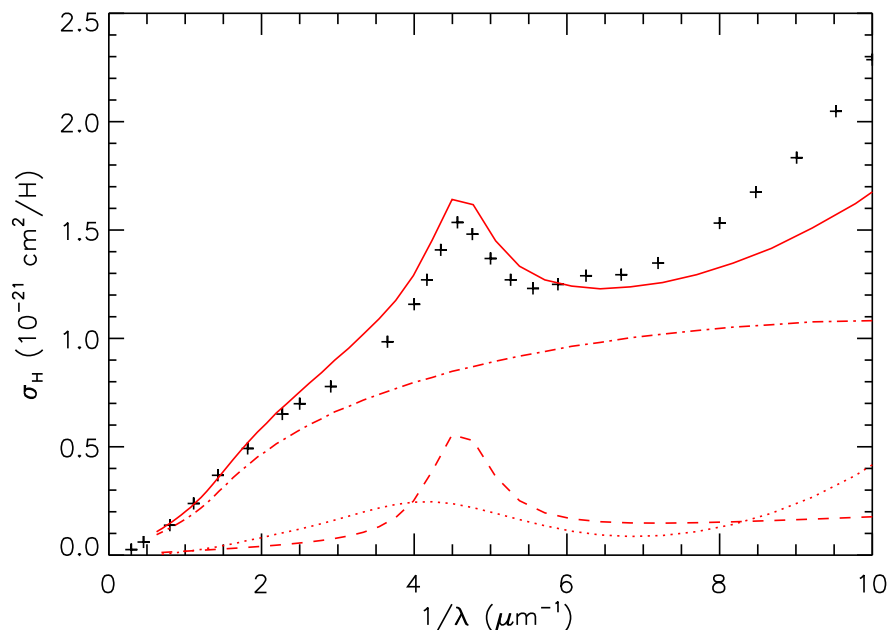


FIG. 6.6 – Sections efficaces d’extinction du modèle DBP dont les propriétés optiques des PAHs sont remplacées par ceux de Verstraete (2001) (§ 6.3.1). La courbe rouge en trait continu est l’extinction totale. Les courbes en tiret-pointillé, tiret et pointillé représentent les contributions des BGs, VSGs et PAHs, respectivement. Les croix représentent les données pour le MIS diffus (Savage & Mathis, 1979).

plus grandes longueurs d’onde ($\lambda > 20 \mu\text{m}$), la section efficace des PAHs est tirée de Schutte et al. (1993).

Dans le modèle de DBP, la section efficace d’absorption UV-visible-proche IR des PAHs est constituée d’un plateau d’absorption dans le visible-UV et d’une remontée non linéaire dans l’UV lointain (Fig 6.2). La remontée non linéaire dans l’UV lointain est directement issue de la paramétrisation de la courbe d’extinction par Fitzpatrick & Massa (1988). La valeur de la section efficace chute pour les longueurs d’onde $\lambda > \lambda_{\text{max}} = 800 \times a$ (e. g. Puget et al., 1985) où a est la taille du PAH, en raison de la quantification des niveaux d’énergie électronique dans les PAHs neutres. Des mesures de laboratoire de Joblin et al. (1992) sur des petits PAHs ($N_C < 30$) ainsi qu’un travail de Verstraete & Léger (1992) sur de plus grandes espèces montrent tous les deux que la section efficace d’absorption des PAHs n’est pas en accord avec celle du modèle DBP. La remontée non linéaire dans l’UV lointain est surestimée dans le modèle et l’absorption dans le visible-UV n’est pas constante mais présente une bosse qui pourrait contribuer à la bosse observée à 2175 \AA . La section efficace UV-visible-proche IR des PAHs a donc été remplacée dans le modèle par la section efficace de Verstraete (2001) qui est une formulation analytique dérivée de Verstraete & Léger

Composantes	α	a_{min}	a_{max}
		nm	nm
PAH	3.5	0.4	1.2
VSG	3.5	1.0	4.0
BG	3.5	4.0	110

TAB. 6.2 – Paramètres de la distribution de taille du modèle DUSTIAS pour reproduire l'émission et l'extinction du MIS diffus (voir § 6.3.3).

(1992). Cette section efficace analytique peut être paramétrée pour des espèces à deux ou trois dimensions. Nous utilisons les paramètres alloués aux espèces à deux dimensions qui sont celles que nous utilisons dans le modèle DUSTIAS.

Les sections efficaces d'absorption du modèle DUSTIAS sont comparées à celles du modèle DBP dans la figure 6.5. Pour les sections efficaces de DUSTIAS, il existe également une longueur d'onde au-delà de laquelle la valeur de celle-ci chute dans l'IR proche et qui dépend de la taille des PAHs. Cette longueur d'onde de coupure mise à jour est issue de Verstraete & Léger (1992) et a des valeurs plus élevées que dans le modèle DBP. Ainsi, nous pouvons remarquer que les PAHs du modèle DUSTIAS ont une section efficace d'absorption dans le visible plus élevée que celle des PAHs du modèle DBP. Ceci est cohérent avec les observations de nébuleuses par réflexion illuminées par des étoiles froides dont le champ de rayonnement est pauvre en UV et qui présentent néanmoins des bandes d'émission IR (e. g. Uchida et al., 1998; Li & Draine, 2002, et références).

Dans ce modèle, les sections efficaces UV-visible-proche IR et les sections efficaces IR sont définies séparément. Les poussières n'absorbent que dans la gamme UV-visible-proche IR, jusqu'à $1.6 \mu\text{m}$ et le spectre d'émission n'est calculé que pour les longueurs d'onde au-delà de $1.6 \mu\text{m}$. La discontinuité dans les sections efficaces de DUSTIAS à $1.6 \mu\text{m}$ (Fig. 6.5) vient du fait que le terme de coupure qui dépend de la taille, n'a pas été pris en compte dans la définition des sections efficaces IR. Ce terme aurait pour effet de faire croître la valeur de la section efficace IR de $\sim 2.5 \mu\text{m}$ à $1.6 \mu\text{m}$ rendant ainsi le spectre continu, et n'a pas d'influence sur le spectre émis au-delà de $\sim 2.5 \mu\text{m}$.

6.3.2 Évolution des sections efficaces des VSGs

La figure 6.6 montre les sections efficaces UV-visible-proche IR du modèle DBP, lorsque nous remplaçons les propriétés optiques des PAHs par celles de Verstraete (2001) (§ 6.3.1) et en laissant tous les autres paramètres inchangés (Tab. 6.1). L'excès d'extinction à $1/\lambda < 6 \mu\text{m}^{-1}$ peut être facilement contrôlé en jouant sur l'abondance et/ou la distribution de taille des gros grains. Par contre, le "manque" de remontée UV lointain est difficilement contrôlable en ne jouant que sur les abondances et/ou distributions de taille des trois po-

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

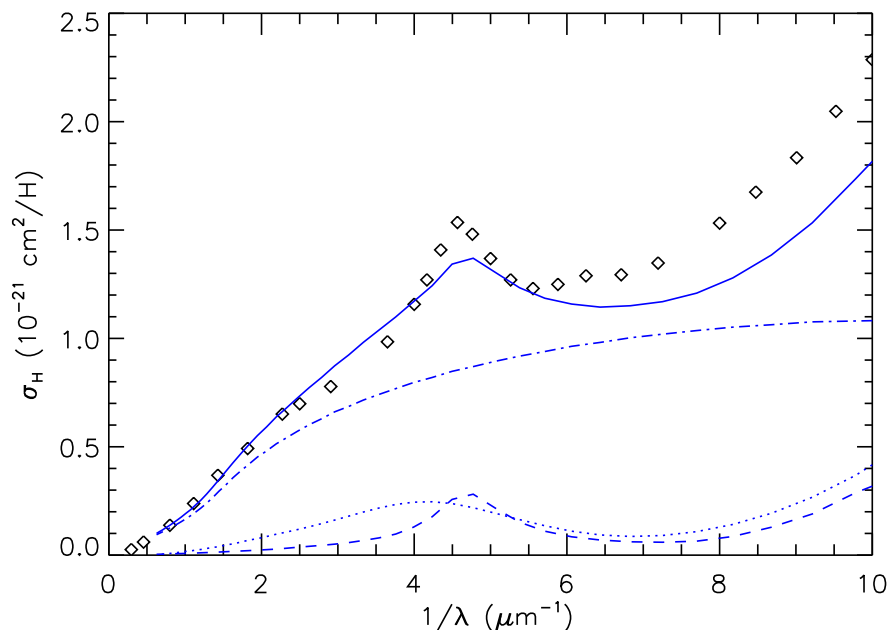


FIG. 6.7 – Courbe d’extinction du MIS diffus. Les diamants représentent la courbe d’extinction moyenne observée (Savage & Mathis, 1979). Le résultat du modèle DUSTIAS dont les paramètres (distribution de taille et abondances) sont ceux de DBP (Tab. 6.1) est représenté en trait plein. Les pointillés, les tirets et les tirets-pointillés représentent la contribution des PAHs, VSGs et BGs, respectivement.

pulations. En effet, seuls les PAHs présentent une remontée non linéaire de l’extinction dans l’UV lointain. Or, pour cette population de grains, en raison de leurs petites tailles devant la longueur d’onde, l’abondance et/ou la distribution de taille n’ont pas d’effet sur la forme de l’extinction. Les PAHs tels que nous les avons introduits dans la section 6.3.1 ne permettent donc pas de reproduire seuls la forme de la remontée non-linéaire de l’extinction observée dans l’UV lointain. Cette conclusion avait déjà été atteinte par Verstraete & Léger (1992). Il nous faut donc modifier les sections efficaces des autres espèces de grains du modèle pour combler ce “manque” de remontée de l’extinction dans l’UV lointain. La solution la plus simple est de remplacer les VSGs empiriques de DBP par des VSGs graphitiques. En effet, le graphite permet de reproduire la bosse en extinction à 2175 Å tout en produisant une remontée non-linéaire de l’extinction dans l’UV lointain (e. g. Mathis et al., 1977).

6.3.3 Le modèle DUSTIAS

Le modèle DUSTIAS diffère du modèle DBP par les propriétés optiques de ses PAHs et de ses VSGs. Les figures 6.7 et 6.8 montrent les résultats en extinction UV-visible-proche IR et en émission de DUSTIAS pour lequel nous avons gardé les paramètres (distributions

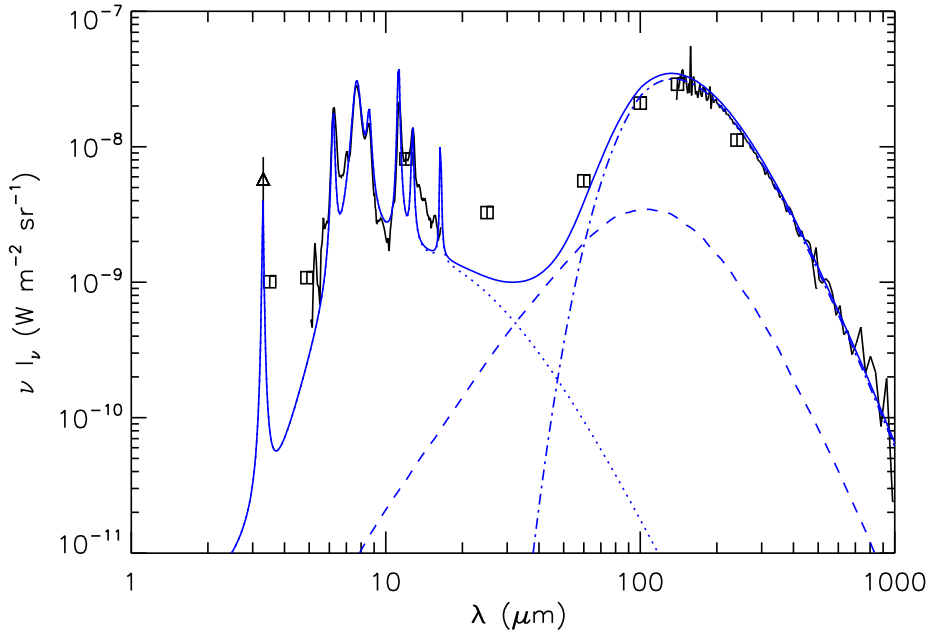


FIG. 6.8 – Émission du MIS diffus pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. **En noir** : le triangle représente les données AROME (Giard et al., 1994b). Les carrés représentent des données COBE/DIRBE (Dwek et al., 1997; Arendt et al., 1998). Le spectre IR moyen (5 - 16 μm) est un spectre ISOCAM-CVF (Boulanger, 2000). Le spectre dans l'IR lointain est le spectre COBE/FIRAS obtenu par Boulanger et al. (1996). **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS dont les paramètres (distribution de taille et abondances) sont ceux de DBP (Tab. 6.1). Les contributions des PAHs, VSGs et BGs sont tracées en pointillé, tiret, tiret-pointillé, respectivement.

de taille, abondances) du modèle DBP pour le MIS diffus (Tab. 6.1). Nous voyons qu'avec ces paramètres le modèle ne permet pas de reproduire les observations du MIS diffus avec les nouvelles propriétés optiques de PAHs et VSGs. D'une part, un déficit d'émission est présent entre ~ 15 et $\sim 60 \mu\text{m}$ dû à la trop faible température des VSGs. En effet, les VSGs de DBP avaient une capacité calorifique de carbone amorphe qui est inférieure à la capacité calorifique du graphite que nous utilisons maintenant. D'autre part, un déficit d'extinction dans l'UV est présent au delà de $4 \mu\text{m}^{-1}$.

Nous avons donc modifié la distribution de taille des trois populations de grains dans le but de reproduire l'extinction UV-visible-proche IR et l'émission du MIS diffus. Les paramètres de cette nouvelle distribution de taille sont résumés dans le tableau 6.2. Notons que la valeur des pentes des distributions (en $a^{-\alpha}$) est de $a = 3.5$ pour les trois populations alors qu'elles étaient de 3, 2.6 et 2.9 dans DBP pour les PAHs, VSGs et BGs, respectivement. Il faut également remarquer que les tailles des PAHs et des VSGs se recouvrent légèrement et ne sont plus contiguës comme elles l'étaient dans le modèle DBP. Cela est cohérent avec l'idée que ces deux populations pourraient être liées chimiquement puisqu'elles sont toutes

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

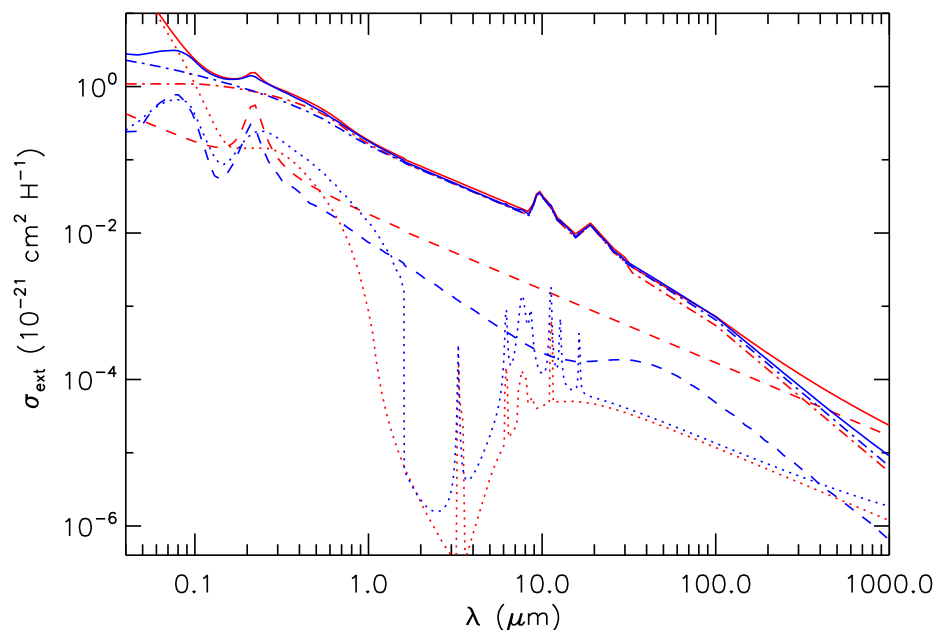


FIG. 6.9 – Sections efficaces d’extinction modélisées pour le MIS diffus. **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS. **En rouge** : Résultat du modèle DBP. Pour les deux modèles, les contributions des PAHs, VSGs et BGs sont tracées en pointillé, tiret, tiret-pointillé, respectivement.

les deux carbonées (e. g., Rapacioli et al., 2005). Les sections efficaces du modèle DUSTIAS ainsi obtenues sont comparées à celles de DBP sur la figure 6.9. Nous voyons sur les figures 6.10 et 6.11 que les spectres résultants d’extinction UV-visible-proche IR et d’émission du modèle DUSTIAS sont comparables à ceux du modèle DBP et du MIS diffus.

Dans le modèle DBP, les sections efficaces d’absorption des PAHs et des VSGs sont différentes (Fig. 6.1). Ces populations absorbent donc à des longueurs d’ondes différentes dans l’UV. En effet, dans le champ de rayonnement interstellaire local, les PAHs absorbent $\sim 50\%$ de leur énergie totale dans la remontée UV non linéaire alors que les VSGs absorbent $\sim 50\%$ de leur énergie totale dans le “bump” à 2175 \AA . Cette différence induit des variations de rapport d’émission entre ces deux populations en fonction de la forme du spectre du rayonnement exciteur. Ainsi, le rapport d’émission des deux populations va dépendre de l’extinction puisque la forme du spectre du champ de rayonnement exciteur évolue en fonction de la profondeur optique. Cela a donc de l’importance pour l’étude de l’évolution de la forme du spectre, entre 5 et $40 \mu\text{m}$, en fonction des conditions physiques (e. g., la profondeur optique). Dans le modèle DUSTIAS que nous utilisons dans la suite, les sections efficaces d’absorption des PAHs et des VSGs sont comparables comme le montre la figure 6.10. La forme du spectre émis par les PAHs et les VSGs sera alors moins sensible aux variations de la forme du spectre exciteur et donc à l’effet de l’extinction.

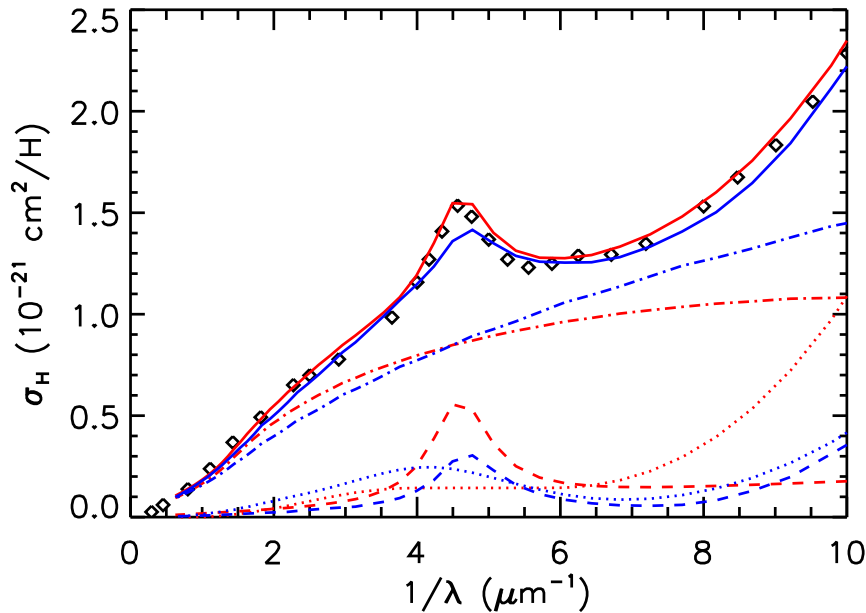


FIG. 6.10 – Courbe d’extinction UV-visible-proche IR du MIS diffus. Les diamants représentent la courbe d’extinction moyenne observée (Savage & Mathis, 1979). **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS. **En rouge** : Résultat du modèle DBP. Les pontillés, les tirets et les tirets-pointillés représentent la contribution des PAHs, VSGs et BGs, respectivement.

6.4 Perspectives d’évolution du modèle DUSTIAS

Les sections efficaces des PAHs dans DUSTIAS ont des rapports de bandes correspondant à des PAHs⁺ observés en laboratoire (§ 6.3.1). Des sections efficaces IR de PAH⁺ et PAH⁰ ont été déterminées empiriquement par Flagey et al. (2006) sur la base du travail de Rapacioli et al. (2005), dans le but d’être utilisées dans le modèle d’émission. Nous n’avons pas utilisé ces sections efficaces dans la version présente de DUSTIAS puisque nous ne calculons pas la charge des grains. Cette mise à jour sera nécessaire pour l’étude de l’évolution du rapport d’émission des bandes dans les PDRs. De plus, certaines bandes ne sont pas prises en compte dans cette version, notamment entre 10 et 15 μm et entre 16 et 18 μm . De nouvelles sections efficaces tenant compte de ces bandes (Ysard & Verstraete, 2007) seront bientôt utilisées dans le modèle.

Rapacioli et al. (2005) et Berne et al. (2006) ont conclu de leurs travaux de séparation de composantes dans les spectres ISOCAM-CVF et IRS de PDRs, que le spectre des VSGs (porteurs du continuum IR moyen) comporte des bandes d’émission qui sont semblables aux bandes d’émission des PAHs. Ils suggèrent alors que les PAHs et le VSGs sont liées chimiquement. Les VSGs seraient des agrégats de PAHs qui se forment quand la densité est élevée et se photo-évalorent dans les bords denses illuminés (Rapacioli et al., 2006).

6.4. Perspectives d'évolution du modèle DUSTIAS

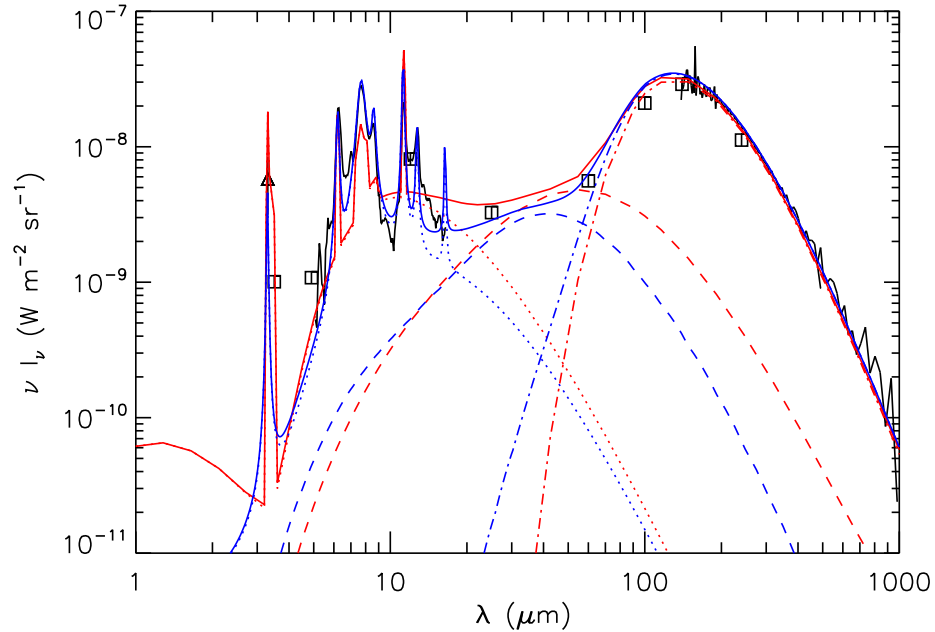


FIG. 6.11 – Émission du MIS diffus pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. **En noir** : le triangle représente les données AROME (Giard et al., 1994b). Les carrés représentent des données COBE/DIRBE (Dwek et al., 1997; Arendt et al., 1998). Le spectre IR moyen est un spectre ISOCAM-CVF (Boulanger, 2000). Le spectre dans l'IR lointain est le spectre COBE/FIRAS obtenu par Boulanger et al. (1996). **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS. **En rouge** : Résultat du modèle DBP. Pour les deux modèles, les contributions des PAHs, VSGs et BGs sont tracées en pointillé, tiret, tiret-pointillé, respectivement.

L'utilisation de sections efficaces empiriques des VSGs comportant à la fois des bandes d'émission et un continuum dans le modèle pourrait permettre de tester ce scénario d'évolution des très petites particules dans les PDRs.

Les sections efficaces des BGs pourraient être modifiées dans le but de reproduire les variations d'émissivité de ceux-ci et ainsi de mieux connaître les processus qui en sont responsables. La nature empirique de ces sections efficaces permet de transformer simplement leurs dépendances aux propriétés des grains. Les variations d'émissivité dépendent en effet de la température des émetteurs (e. g. Dupac et al., 2003; Boudet et al., 2005), mais aussi de leur taille et de leur dimension fractal (e. g. Stepnik et al., 2003). Les observations qui seront faites avec les satellites HERSCHEL et PLANCK permettront de mieux contraindre les propriétés des gros grains.

Chapitre 7

Modélisation de l'émission des poussières dans les PDRs

Sommaire

7.1	Modèle plan-parallèle de transfert de rayonnement	100
7.2	Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval .	104
7.2.1	Description de la Tête de Cheval et définition des paramètres du modèle	104
7.2.2	Comparaison des coupes modélisées et observées	106
7.2.3	Comparaison des spectres modélisé et observé	109
7.2.4	Interprétation des différences d'abondance relative	112
7.2.5	Différences spectroscopiques entre le modèle et les données	116
7.3	Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023	117
7.3.1	Modèle à géométrie sphérique	118
7.3.2	NGC2023 nord, contrainte sur le profil de densité	119
7.3.3	Modélisation d'une coupe dans les données ISOCAM-LW, définition du profil de densité	122
7.3.4	Rapport d'émission $5-8.5 \mu\text{m} / 12-18 \mu\text{m}$	127
7.3.5	Evolution du spectre 5 et $35 \mu\text{m}$	130
7.3.6	Interprétation des variations d'abondance relative	135
7.4	Conclusion	138
7.4.1	La Tête de Cheval	138
7.4.2	NGC2023 nord	138
7.4.3	Les processus responsables des variations	139

L'objet de la modélisation est de reproduire l'émission des poussières dans les régions de photodissociation. La prise en compte des processus de transfert de rayonnement est

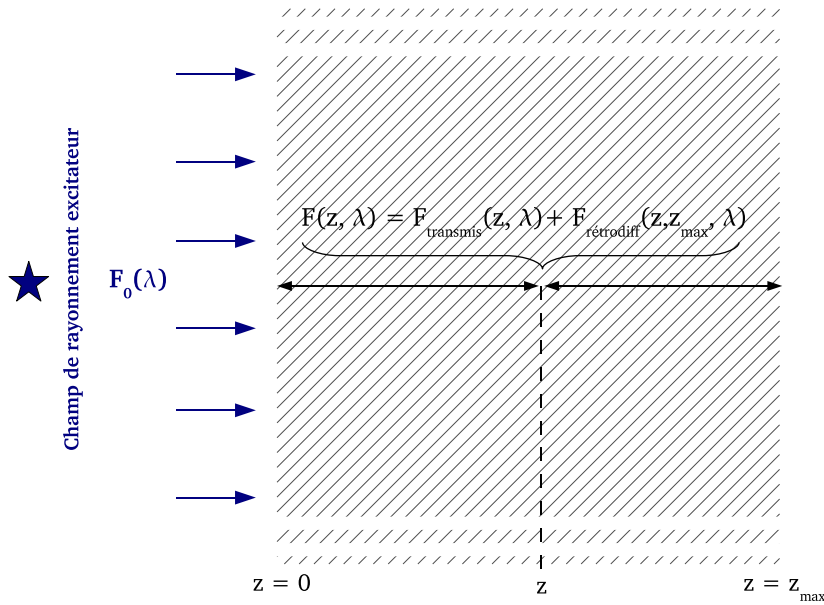


FIG. 7.1 – Vue schématique du modèle de transfert en géométrie plan-parallèle semi-infini. Nous avons un nuage de profondeur finie qui est éclairé par un de ses bords avec un champ de rayonnement plan-parallèle. Le champ à la profondeur z est défini par le champ transmis qui est éteint par les parties du nuage comprises entre 0 et z auquel nous additionnons le champ rétrodiffusé par les parties comprises entre z et z_{\max} (§ 7.1).

nécessaire pour définir le champ de rayonnement qui règne en un endroit donné de la PDR et qui va exciter les poussières. Comme nous l'avons vu à la section 2.1, le rayonnement est absorbé par les poussières surtout dans le domaine UV-visible. Les poussières ainsi chauffées émettent dans l'IR. Pour la cohérence du modèle, il faut que le modèle de poussière utilisé pour le calcul de l'émission IR et pour le transfert de rayonnement soit le même. Nous avons donc développé un modèle de transfert de rayonnement qui utilise les constantes optiques des poussières du modèle décrit au chapitre précédent (i. e. le modèle DUSTIAS). Nous ne tiendrons pas compte du transfert de rayonnement dans les raies du gaz. En effet, les énergies mises en jeu dans ces raies sont négligeables par rapport au continuum d'absorption des poussières et donc pour le calcul de leur température.

7.1 Modèle plan-parallèle de transfert de rayonnement

Le transfert de rayonnement à géométrie plan-parallèle semi-infini (1 dimension) est l'approximation la plus simple que nous puissions faire. Évidemment, la géométrie des PDRs est presque toujours bien plus compliquée. La Tête de Cheval constitue cependant une exception que nous pouvons étudier avec ce modèle car sa géométrie en est suffisamment proche. Par ailleurs, l'approximation plan-parallèle constitue un point de départ pour passer à une géométrie sphérique.

Principe du modèle

La figure 7.1 montre une vue schématique du modèle plan-parallèle semi-infini. La dimension perpendiculaire à l'axe étoile-nuage est donc considérée comme infiniment grande et nous définissons aussi le champ excitateur comme plan-parallèle semi-infini. Cette dernière hypothèse n'est valable que si le nuage éclairé est assez loin de l'étoile illuminatrice. Nous ne considérons alors le transfert que le long de l'axe étoile-nuage, perpendiculaire au bord du nuage. En effet, pour le calcul du transfert de rayonnement l'unique variable est la profondeur z par rapport au bord du nuage. Le nuage est caractérisé par le profil de densité $n_H(z)$ que nous lui imposons. Nous éclairons le nuage par une de ses faces et par une seule étoile comme c'est le cas des objets étudiés ici. Nous diluons le champ de rayonnement stellaire en fonction de l'éloignement à l'étoile illuminatrice. En effet, le rayonnement d'une étoile voit son flux diminuer comme $1/d^2$ avec d la distance à l'étoile. Au champ de rayonnement de cette étoile s'ajoute le champ interstellaire moyen de Mathis et al. (1983).

Les poussières peuvent absorber ou diffuser le rayonnement. De plus, la diffusion d'un photon peut faire varier la direction de propagation de ce dernier. Le caractère plan-parallèle semi-infini du nuage permet de ne pas tenir compte explicitement de l'angle avec lequel un photon est diffusé. Nous n'en tenons compte qu'en faisant une différence entre les photons diffusés avec un angle inférieur ou supérieur à 90° par rapport à leurs directions initiales (i. e. vers l'avant ou vers l'arrière, respectivement). Ainsi, dans notre modèle de transfert, un photon se trouvant à une profondeur donnée z du nuage peut évoluer selon quatre possibilités. Il peut être :

1. transmis sans interaction avec la poussière
2. absorbé
3. diffusé vers l'avant
4. diffusé vers l'arrière (i. e. rétrodiffusé)

Les photons diffusés vers l'avant sont considérés comme transmis. Nous travaillons dans l'approximation que les photons rétrodiffusés ne le sont qu'une seule fois et retournent donc vers les couches moins profondes du nuage sans jamais plus être rétrodiffusés (ce qui les ferait retourner vers les couches les plus profondes).

Le flux du champ de rayonnement à la profondeur z du nuage s'écrit :

$$F(z, \lambda) = F_{\text{transmis}}(z, \lambda) + F_{\text{rétrodiff}}(z, z_{\text{max}}, \lambda) \quad (7.1)$$

où $F_{\text{transmis}}(z, \lambda)$ est le flux incident ayant été éteint par les parties du nuage comprises entre 0 et z et $F_{\text{rétrodiff}}(z, z_{\text{max}}, \lambda)$ est le flux rétrodiffusé par les parties du nuage comprises entre z et z_{max} . Il est donc nécessaire de donner une profondeur finie (z_{max}) au nuage pour le calcul du rayonnement rétrodiffusé. Le calcul du transfert de rayonnement ne fait intervenir que les sections efficaces d'absorption et de rétrodiffusion des poussières. La section

efficace d'absorption $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$ est donnée explicitement par le modèle de poussière. Il nous faut calculer la section efficace de rétrodiffusion $\sigma_{\text{rétrodiff}}(\lambda)$.

Calcul de la section efficace de rétrodiffusion

Dans notre modèle, les gros grains, qui sont la seule population à avoir une section efficace de diffusion non nulle, sont considérés sphériques et isotropes, ce qui entraîne une symétrie axiale de la section efficace différentielle de diffusion. Celle-ci ne dépend alors que l'angle θ entre la direction initiale du photon et sa direction après diffusion. La section efficace de rétrodiffusion peut s'écrire :

$$\sigma_{\text{rétrodiff}}(\lambda) = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (7.2)$$

où $d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)/d\Omega$ est la section efficace différentielle de diffusion par unité d'angle solide.

Le modèle de poussière détaillé précédemment (§ 6.3) et que nous utilisons pour le modèle de transfert utilise des sections efficaces empiriques pour les BGs. Il ne donne pas accès à la dépendance angulaire de la diffusion comme le font les modèles utilisant la théorie de Mie (e.g. Li & Draine, 2001), mais uniquement à la section efficace de diffusion intégrée sur 4π stéradians $\sigma_{\text{diff}}(\lambda)$. Nous utilisons donc la formule empirique de Henyey & Greenstein (1941) qui décrit la fonction de phase de diffusion pour les grains interstellaires :

$$\Phi_{\text{H-G}}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}} \quad (7.3)$$

où $g = \langle \cos(\theta) \rangle$ est appelé paramètre d'asymétrie. La diffusion est isotrope quand $g = 0$ et se fait sans déviation des photons si $g = 1$. Nous prenons $g = 0.6$ qui est une valeur standard pour le MIS diffus et cohérente avec les observations (e.g. Witt et al., 1997; Schiminovich et al., 2001). Par définition :

$$\Phi(\theta, \lambda) \equiv \frac{1}{\sigma_{\text{diff}}(\lambda)} \frac{d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)}{d\Omega} \quad (7.4)$$

Nous avons donc :

$$\sigma_{\text{rétrodiff}}(\lambda) = 2\pi \sigma_{\text{diff}}(\lambda) \int_{\pi/2}^{\pi} \Phi_{\text{H-G}}(\theta) \sin\theta d\theta, \quad (7.5)$$

ce qui donne 87% du rayonnement qui est diffusé vers l'avant et 13% vers l'arrière.

Calcul du flux à la profondeur z

Nous allons maintenant expliciter les deux termes de l'équation 7.1. Rappelons que bien que nous tenions compte de la dilution pour le rayonnement stellaire, nous ne l'explicitons pas ici. Nous avons pour le flux transmis en z :

$$F_{\text{transmis}}(z, \lambda) = F_0(\lambda) e^{-\tau_{\text{ext}}(0 \rightarrow z, \lambda)} \quad (7.6)$$

7.1. Modèle plan-parallèle de transfert de rayonnement

où $F_0(\lambda)$ est le flux incident sur le nuage (i. e. en $z = 0$). La profondeur optique d'extinction $\tau_{\text{ext}}(z_1 \rightarrow z_2, \lambda)$ entre deux profondeurs z_1 et z_2 du nuage s'écrit :

$$\tau_{\text{ext}}(z_1 \rightarrow z_2, \lambda) = \int_{z_1}^{z_2} n_{\text{H}}(z') (\sigma_{\text{abs}}(z', \lambda) + \sigma_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)) dz' \quad (7.7)$$

En effet, seul le rayonnement n'ayant été ni absorbé ni rétrodiffusé parvient en z_2 .

Là encore, sans explicité la dilution, la somme des flux rétrodiffusés par les couches $z' > z$ est définie par :

$$F_{\text{rétrodif}}(z, z_{\text{max}}, \lambda) = \int_z^{z_{\text{max}}} dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) e^{-\tau_{\text{ext}}(z' \rightarrow z, \lambda)} \quad (7.8)$$

Dans cette équation le terme $dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)$ représente le flux rétrodiffusé à la profondeur z' par une couche d'épaisseur dz' . Ce flux est éteint par les couches se trouvant entre z et z' dont la profondeur optique d'extinction est $\tau_{\text{ext}}(z' \rightarrow z, \lambda)$. Nous pouvons écrire

$$dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) = F_{\text{transmis}}(z', \lambda) (1 - e^{-d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)}) \approx F_{\text{transmis}}(z', \lambda) d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) \quad (7.9)$$

où $d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)$ est la profondeur optique de rétrodiffusion d'une couche d'épaisseur dz' située à la profondeur z' .

Nous avons donc un modèle de transfert de rayonnement lié au modèle d'émission qui va permettre de modéliser l'émission des poussières dans les PDRs. Dans la suite nous allons comparer les résultats de notre modèle avec des observations dans le but d'apporter des contraintes sur les propriétés des poussières dans ces objets.

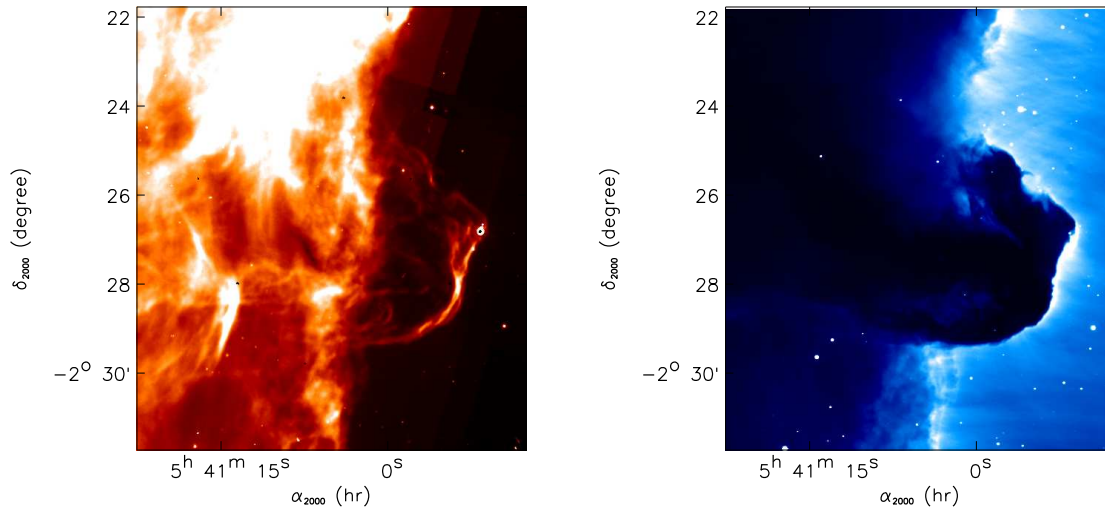


FIG. 7.2 – **À gauche** : La Tête de Cheval vue par le canal IRAC à $8\mu\text{m}$. On distingue très bien sur cette image le filament d'émission IR intense dû à l'illumination du bord dense par l'étoile σ Ori (à droite hors du champ de l'image). **À droite** : La Tête de Cheval vue dans la raie $H\alpha$ par Pound et al. (2003) au Kitt Peak National Observatory (KPNO).

7.2 Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

Un des problèmes majeurs lors de l'observation d'un objet astrophysique est que nous mesurons un signal intégré sur une ligne de visée. Il peut être difficile voire impossible de remonter à la distribution de matière émettrice le long de la ligne de visée. La géométrie de la Tête de Cheval permet de réduire les problèmes liés à l'intégration du signal sur la ligne de visée. Elle présente en effet une face approximativement plane éclairée par une étoile et observée de profil. Nous pouvons faire l'approximation que cette étoile illuminatrice et la Tête de Cheval se situent dans le même plan perpendiculaire à la ligne de visée (e.g. Habart et al., 2005). De plus, la Tête de Cheval est la seule source intense en IR sur cette ligne de visée. La Tête de Cheval est donc un objet idéal pour suivre l'évolution des différentes espèces du gaz et de la poussière en fonction de la profondeur dans le nuage dense et de les comparer aux modèles de PDR à 1 dimension. Notons de plus que le filament IR observé au bord de la PDR est très étroit (Fig. 7.2) et nécessite une résolution inférieure à $\sim 10''$ pour bien résoudre les variations d'émission au travers de ce dernier.

7.2.1 Description de la Tête de Cheval et définition des paramètres du modèle

La Tête de Cheval est une protubérance de gaz et de poussière qui se situe du côté ouest du nuage moléculaire L1630 (Fig. 7.11). L'observation dans le visible de l'ouest du

7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

nuage L1630 est dominée par l'émission dans la raie $H\alpha$ de la nébuleuse IC434. La Tête de Cheval tire son nom de la forme que l'extinction dessine en avant plan de cette émission $H\alpha$ (Fig. 7.2). Le gaz ionisé ainsi que la Tête de Cheval sont illuminés par σ Ori, un système binaire O9.5V (Warren & Hesser, 1977) dont la température effective est de 34620 K (Schaerer & De Koter, 1997). σ Ori est située à une distance de 352 ± 113 pc et la distance de L1630 a été estimée à ~ 400 pc par l'étude de la distance d'étoiles B dans Orion (Anthony-Twarog, 1982). En considérant que σ Ori est située dans le même plan que la Tête de Cheval, perpendiculaire à la ligne de visée, la distance angulaire qui les sépare ($\sim 0.5^\circ$) correspond à une distance de 3.5 pc. La Tête de Cheval a été étudiée par de nombreux auteurs dans le visible, l'IR et le sub-millimétrique (e. g. Zhou et al., 1993; Abergel et al., 2003; Pound et al., 2003; Teyssier et al., 2004; Habart et al., 2005; Hily-Blant et al., 2005; Pety et al., 2005; Ward-Thompson et al., 2006; Philipp et al., 2006; Goicoechea et al., 2006).

Les paramètres de notre modèle décrit à la section 7.1 sont (i) le champ de rayonnement incident et (ii) le profil de densité du nuage. Le champ de rayonnement est défini par une étoile de rayon $8.5 R_\odot$ rayonnant comme un corps noir de température égale à 34620 K (i. e. le rayon et la T_{eff} d'une étoile O9.5V, Schaerer & De Koter, 1997). Notre but est de modéliser le filament d'émission IR qui apparaît au bord dense illuminé de la Tête de Cheval (Fig. 7.2). La région HII, située à l'ouest du bord dense illuminé (i. e. entre le bord dense et l'étoile excitatrice) absorbe peu dans le continuum des poussières. Nous n'en tenons donc pas compte ici et plaçons donc le nuage à 3.5 pc de l'étoile. Cependant, cette région a pour effet d'absorber les photons d'énergie supérieure ou égale à 13.6 eV qui est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène. Nous tronquons donc à 13.6 eV le champ de rayonnement qui illumine le nuage dense. Le flux dans l'UV lointain du champ de rayonnement, à la surface du bord dense est de $\chi = 61.4$ en unité de champs de Mathis et al. (1983) et entre 6 et 13.6 eV, ce qui est en accord avec les estimations précédentes (e. g. Habart et al., 2005).

Le profil en densité que nous utilisons pour le bord dense est celui défini par Habart et al. (2005). Dans leur travaux, Habart et al. (2005) ont utilisé des observations du gaz (H_2 , CO, $H\alpha$) et de la poussière (bandes IR des PAHs et émission millimétrique). En comparant ces données au modèle de PDR "de Meudon" (Le Bourlot et al., 1993; Le Petit et al., 2002), ils ont défini un profil analytique de densité qui permet de rendre compte des observations avec le modèle. Ce profil a la forme suivante :

$$n_H(z) = \begin{cases} n_H^0 \times (z/z_0)^\beta & : z \leq z_0 \\ n_H^0 & : z > z_0 \end{cases} \quad (7.10)$$

avec $n_H^0 = 2 \cdot 10^5 \text{ H cm}^{-3}$, $z_0 = 0.02 \text{ pc}$ ($10''$) et $\beta = 4$. Ce profil de densité permet de reproduire les profils d'émission observés en fonction de la profondeur et les intensités relatives des différentes espèces. Le modèle PDR "de Meudon" prédit une structure quasiment isobar avec $P = 4 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$ pour ce profil de densité. Aussi, lorsque ce modèle est utilisé avec

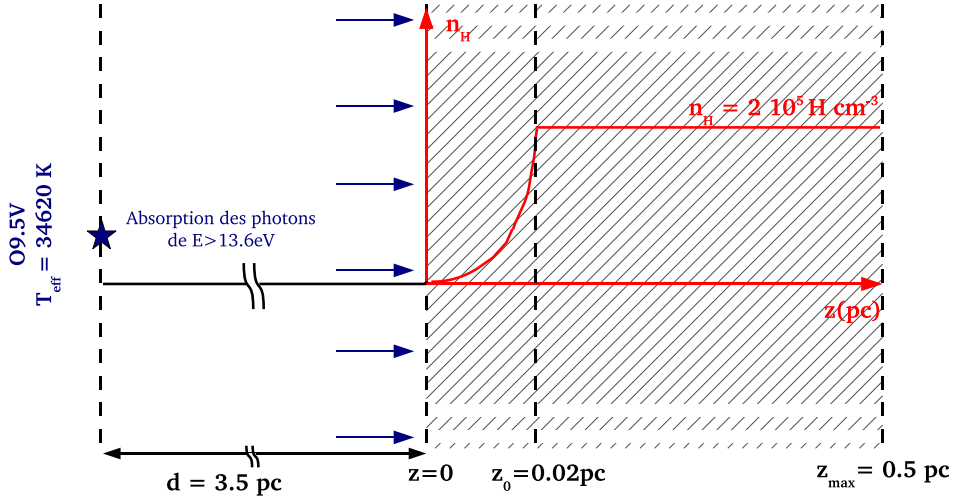


FIG. 7.3 – Schéma représentatif des paramètres du modèle d'émission des poussières dans la Tête de Cheval. Le nuage est placé à 3.5 pc de l'étoile excitatrice. La densité croît jusqu'à $2 \cdot 10^5 \text{ H cm}^{-3}$ en $(z/z_0)^\beta$ avec $z_0 = 0.02 \text{ pc}$ et $\beta = 4$.

une pression constante de $4 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$ (i. e. sans a priori sur le profil de densité), il permet de retrouver un profil de densité comparable au profil de l'équation 7.10. Cela représente une bonne confirmation de la cohérence du modèle. La figure 7.3 schématise le modèle utilisé pour modéliser l'émission IR. La valeur de z_{max} est fixée à 0.5 pc ce qui permet de bien tenir compte du rayonnement rétrodiffusé puisque le profil d'émission des poussières ne varie pas pour des valeurs plus élevées.

Le modèle calcule l'émission des poussières en fonction de la distance à l'étoile (i. e. de la profondeur dans le nuage) en utilisant le champ de rayonnement calculé par le transfert de rayonnement. Le spectre d'émission calculé par DUSTIAS est en $\text{erg s}^{-1} \text{ H}^{-1}$ qui représente une puissance émise par atome d'hydrogène. Nous connaissons le profil de densité $n_{\text{H}}(d)$. Nous pouvons donc convertir l'émission de $\text{erg s}^{-1} \text{ H}^{-1}$ à $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. Si nous divisons par 4π , nous avons la puissance émise par cm^{-3} et par unité d'angle solide en considérant que l'émission des poussières est isotrope. Il est alors simple de convertir l'émission des poussières en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Nous pouvons négliger la profondeur optique de la Tête de Cheval dans l'IR puisque sur la ligne de visée, la profondeur dans le visible est de $A_{\text{V}} \sim 2$ au pic d'émission à 5-8.5 μm (Abergel et al., 2002) et monte jusqu'à $A_{\text{V}} \sim 30$ vers l'intérieur du nuage. Il reste donc à multiplier cette valeur par la profondeur du nuage (l_{PDR}) puisque, dans la réalité, l'intensité observée est intégrée sur toute la ligne de visée. Nous obtenons alors une intensité en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, converti ensuite en MJy sr^{-1} . Pour comparer avec les observations d'IRS, les profils d'émission modélisés sont convolués par la PSF du télescope de Spitzer, modélisée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur $\text{FWHM}(\prime) = 0.24 \lambda (\mu\text{m})$ (voir le "Spitzer Observer's manual, § 7.4).

7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

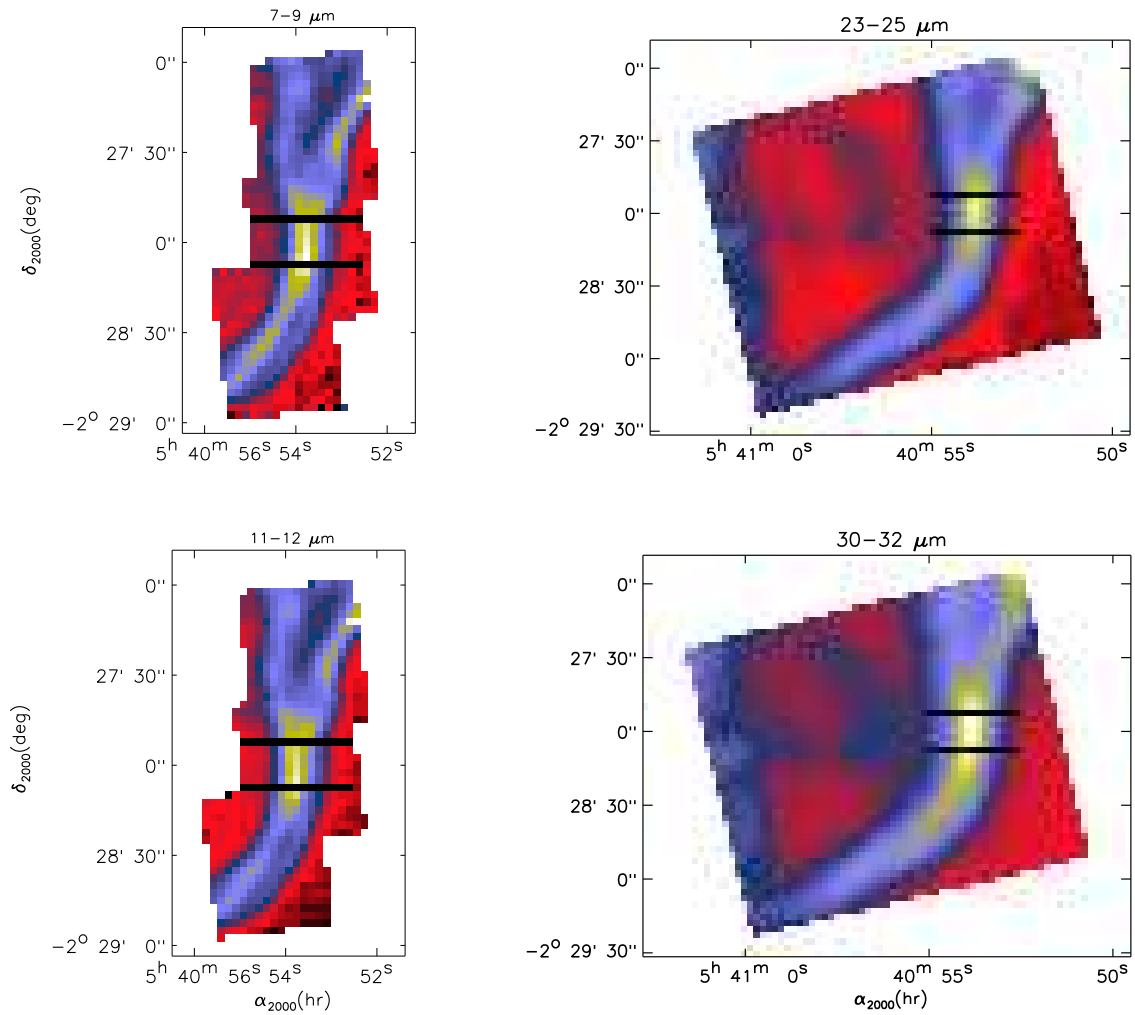


FIG. 7.4 – Images moyennes à 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32 μm des données SL et LL. Les coupes qui apparaissent sur les images montrent la direction des coupes au travers du filament. Ces deux coupes (sur chaque image) représentent les bornes entre lesquelles nous calculons les coupes moyennes dans les quatre images.

7.2.2 Comparaison des coupes modélisées et observées

A partir des cubes de donnée IRS (α , δ , λ), nous fabriquons des images dans différents domaines spectraux en moyennant pour chaque pixel (α , δ) l'intensité sur la dimension λ entre deux bornes λ_{\min} et λ_{\max} . Nous définissons ainsi quatre images aux longueurs d'onde 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32 μm (Fig. 7.4). Les deux images à 7-9 et 11-12 μm sont représentatives des bandes d'émission des PAHs tandis que les images à 23-25 et 30-32 μm sont représentatives de l'émission continuum. Nous définissons ensuite pour chacune des quatre images des coupes moyennes au travers du filament. Ces moyennes sont effectuées sur toutes les coupes situées entre deux coupes limites représentées sur la figure 7.4. En pratique, nous moyennons 7 coupes par image. Ces 7 coupes par image ainsi que les coupes

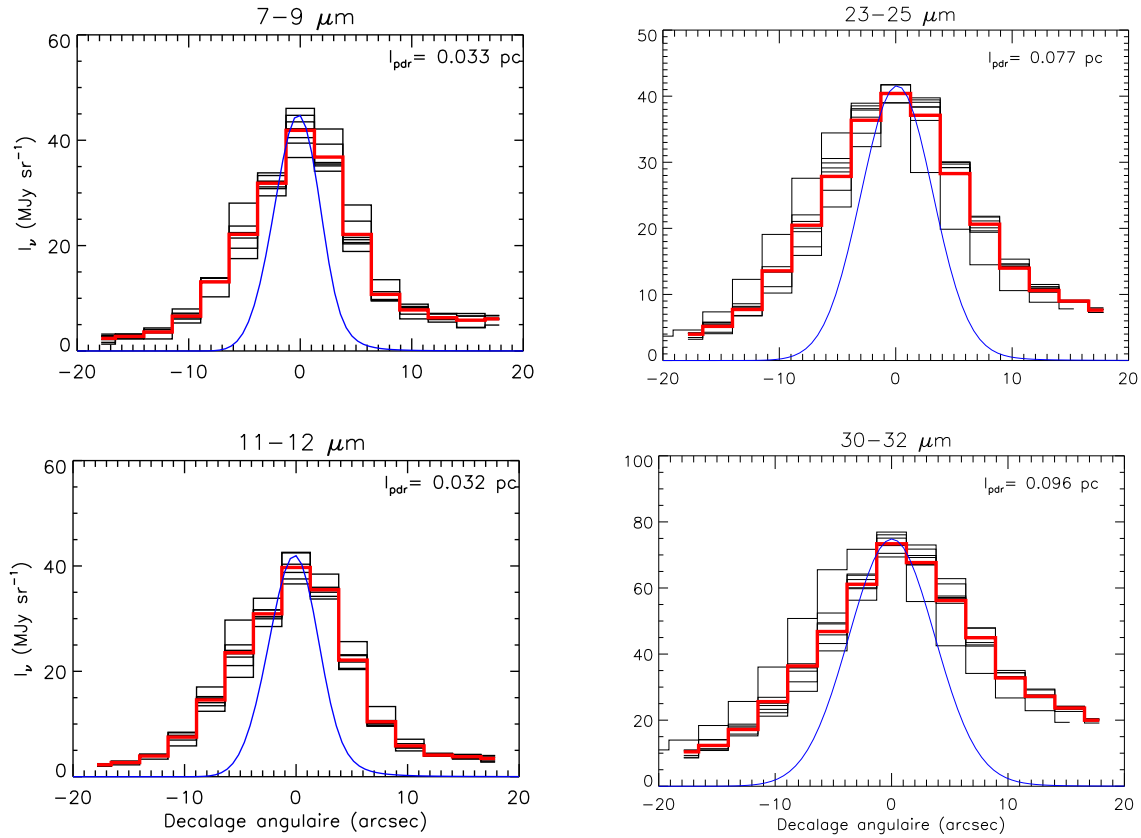


FIG. 7.5 – Coupes à 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32 μm des données SL et LL au travers du filament (en noir et rouge). Les coupes rouges sont les coupes moyennes des coupes noires. Les coupes noires sont toutes les coupes comprises entre les coupes représentées sur la figure 7.4. σ Ori se situe vers les décalages angulaires négatifs. Le modèle est représenté en bleu. Les valeurs de l_{PDR} sont les profondeurs de nuage appliquées au modèle pour ajuster la valeur absolue de l'intensité émise par les poussières à chaque longueur d'onde. Les différentes valeurs de l_{PDR} pour les différentes longueurs d'onde tracent le désaccord entre les rapports d'émission modélisées et observées.

moyennes sont représentées sur la figure 7.5.

Comme nous l'avons vu précédemment, il est nécessaire de fixer une profondeur l_{PDR} dans le modèle pour ajuster l'intensité absolue émise. Nous calculons l_{PDR} , indépendamment pour chaque longueur d'onde, en ajustant la valeur de l'intensité modélisée à celle de l'intensité observée pour le pixel au pic du profil. Pour le modèle, cette valeur est calculée en moyennant le profil entre $-1.275''$ et $1.275''$ de part et d'autre du pic puisque les pixels ont $2.55''$ de coté. La valeur de l_{PDR} devrait être la même pour les quatre longueurs d'onde étudiées si le spectre modélisé avait la même forme que le spectre observé. Cependant, les valeurs de l_{PDR} calculées sont différentes pour les quatre longueurs d'onde. Dans un premier temps, nous utiliserons néanmoins ces valeurs sans nous préoccuper de ce désaccord, dans le but de comparer les formes des profils modélisés et observés. Nous étudierons en-

7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

suite les raisons de ce désaccord.

La figure 7.5 montre la comparaison des profils ainsi obtenus avec les coupes faites dans les données IRS SL-LL. Cette figure montre que les profils modélisés sont systématiquement plus étroits que les profils observés. Cette conclusion avait déjà été atteinte par Habart et al. (2005) et Goicoechea et al. (2006) qui ont modélisé les profils d'émission du gaz dans ce filament. Ces auteurs ont attribué l'élargissement des profils observés à l'inclinaison du bord dense illuminé par rapport à la ligne de visée. Notons que cet élargissement peut avoir d'autres causes : (i) une légère sphéricité du bord dense, (ii) la présence de plusieurs bords superposés ou encore (iii) des effets d'inclinaison. Notons que ces effets de projection ont un impact négligeable sur le rapport d'émission bandes/continuum modélisé au travers du filament puisque les profils d'émissions des bandes et du continuum IR moyen modélisés sont très semblables.

Les valeurs de l_{PDR} utilisées pour ajuster les intensités modélisées ne sont pas les mêmes pour toutes les longueurs d'onde. Les profondeurs vont de $l_{\text{PDR}} \sim 0.033$ pc et $l_{\text{PDR}} \sim 0.032$ pc pour l'émission à 7-9 et 11-12 μm à $l_{\text{PDR}} \sim 0.096$ pc pour l'émission à 30-32 μm . Elles sont cohérentes car du même ordre de grandeur avec la profondeur $l_{\text{PDR}} \sim 0.1$ pc utilisée par Habart et al. (2005) pour la modélisation avec le modèle PDR "de Meudon". La profondeur l_{PDR} utilisée pour ajuster l'émission aux longueurs d'ondes dominées par la présence de bandes de PAH (7-9 et 11-12 μm) est plus faible d'un facteur 2.5 à 3 que celle utilisée pour ajuster l'émission aux longueurs d'onde dominées par le continuum. L'émission relative des bandes par rapport au continuum est donc trop élevée dans le modèle. Le modèle de poussière utilisé est ajusté sur les observations des nuages diffus à haute latitude galactique ("Cirrus"). Nous pouvons donc conclure que le rapport d'émission bandes/continuum est 2.5 à 3 fois moins élevé au pic d'émission IR de la Tête de Cheval que dans les "Cirrus".

7.2.3 Comparaison des spectres modélisé et observé

Dans cette section, nous comparons les spectres moyens modélisé et observé au pic d'émission. Pour cette comparaison, nous travaillons à la résolution spatiale de la plus grande longueur d'onde étudiée. Nous choisissons $\lambda_{\text{max}} = 33 \mu\text{m}$ en raison de la présence des raies [SIII] à 33.4 μm et [SiII] à 34.8 μm à plus grande longueur d'onde dans les spectres observés. La résolution spatiale de tous les plans images du cube de données IRS est dégradée en les convoluant par une gaussienne à deux dimensions pour les amener à la résolution de l'instrument à 33 μm . La largeur de la gaussienne utilisée dépend de la longueur d'onde que nous dégradons. Pour la longueur d'onde λ , elle est de $\text{FWHM} = \sqrt{\text{FWHM}_{33\mu\text{m}}^2 - \text{FWHM}_{\lambda}^2}$. Ainsi, nous tenons compte de la résolution "de départ" de l'image à la longueur d'onde λ . En ce qui concerne la résolution spectrale, les bandes de PAHs pré-

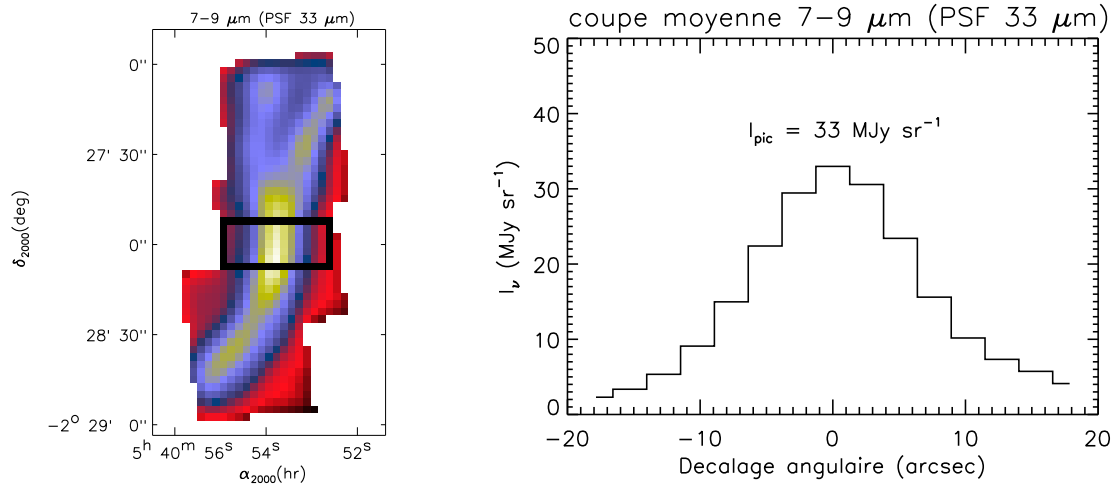


FIG. 7.6 – A gauche : Image IRS à 7-9 μm dégradée à la résolution à 33 μm . Les bords nord et sud du rectangle noir sont les coupes limites pour le calcul de la coupe moyenne (graphique de droite). Les pixels situés dans le rectangle noir et dont l'intensité est supérieure à 2/3 de l'intensité au pic de la coupe moyenne sont utilisés pour le calcul du spectre moyen au pic. **A droite :** Coupe moyenne entre les coupes limites illustrées sur la figure de gauche.

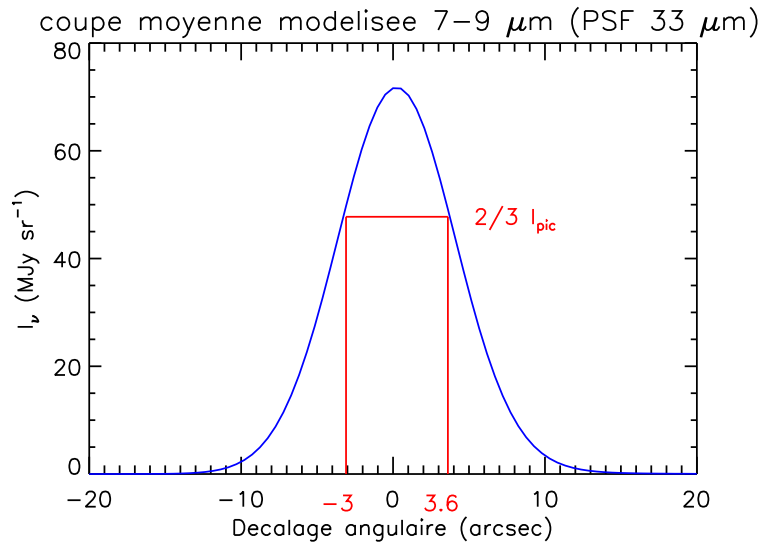


FIG. 7.7 – Coupe à 7-9 μm du modèle dont la résolution est la résolution d'IRS à 33 μm . Les spectres dont le décalage angulaire est compris entre -3'' et +3.6'' ont une intensité à 7-9 μm supérieure à celle au pic et sont utilisés pour le calcul du spectre moyen au pic.

sentent dans le modèle (à 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7 et 16.4 μm) sont toutes bien résolues par IRS. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de dégrader la résolution spectrale du modèle.

Comme nous l'avons vu à la section précédente, les profils d'intensité observés et modé-

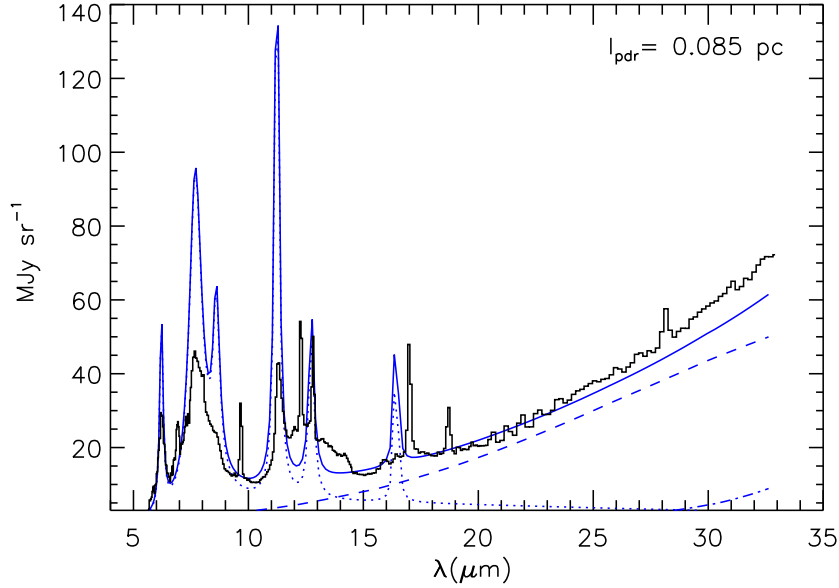


FIG. 7.8 – Comparaison des spectres observé et modélisé au pic d'émission du filament. L'intensité absolue du spectre modélisé est ajustée en utilisant une profondeur de nuage $l_{\text{PDR}} = 0.085$ pc. Les propriétés des poussières sont celles des “Cirrus” (§ 6.3.3). Les contributions des PAHs, VSGs et BGs apparaissent en pointillé, tiret et tiret-pointillé, respectivement. Dans le spectre IRS, des raies de H_2 sont présentes à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et $28.2 \mu\text{m}$ et des raies du gaz ionisé à 7, 12.8 et $18.7 \mu\text{m}$ ([ArII], [NeII] et [SIII], respectivement).

lisés au travers du filament n'ont pas les mêmes largeurs. Nous utilisons donc un critère d'intensité par rapport à la valeur au pic d'émission plutôt qu'un critère de décalage angulaire par rapport à ce pic pour comparer les spectres modélisés et observés. Les spectres moyens au pic sont définis comme la moyenne des spectres dont l'intensité à $7-9 \mu\text{m}$ est supérieure à $2/3$ de l'intensité $7-9 \mu\text{m}$ au pic d'émission du filament. Dans le cas des données, nous utilisons la coupe moyenne à $7-9 \mu\text{m}$ dont le calcul est décrit dans la section précédente. Nous utilisons donc pour le calcul du spectre moyen tous les pixels situés entre les deux coupes limites utilisées pour la coupe moyenne (i. e. dans le rectangle noir sur la Fig. 7.6) et qui ont une intensité à $7-9 \mu\text{m}$ supérieure à 33 MJy sr^{-1} (i. e. $2/3$ de la valeur au pic de la coupe moyenne). Pour le modèle, le critère d'intensité impose que les spectres utilisés sont ceux pour lesquels le décalage angulaire par rapport au pic d'émission à $7-9 \mu\text{m}$ est compris entre $-3''$ et $+3.6''$ comme le montre la figure 7.7.

Les spectres ainsi calculés sont comparés sur la figure 7.8. Nous avons ajusté l'intensité du spectre modélisé en utilisant une profondeur $l_{\text{PDR}} = 0.085$ pc qui permet de bien reproduire l'émission observée entre 20 et $25 \mu\text{m}$. Nous voyons que l'intensité des bandes PAHs dans le spectre modélisé est trop élevée par rapport à celle du continuum. Nous retrou-

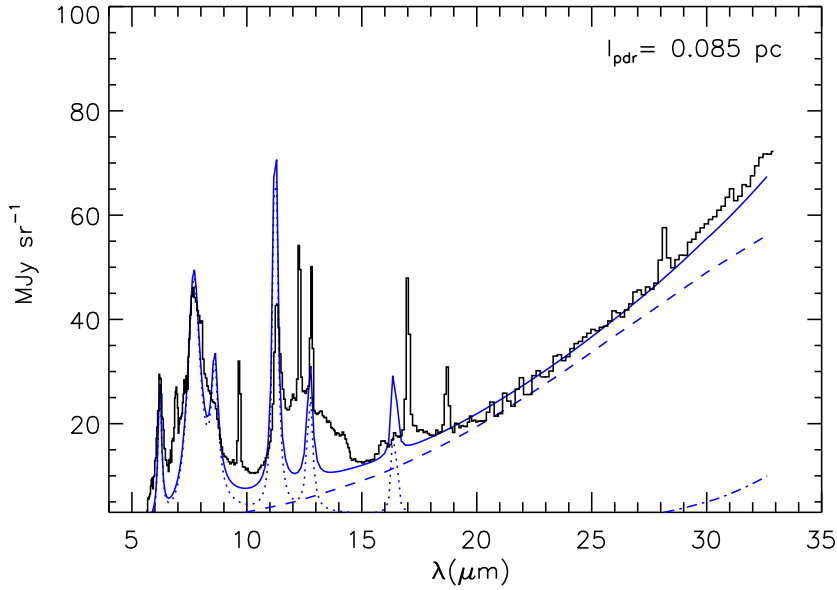


FIG. 7.9 – Comparaison des spectres observé et modélisé au pic d'émission du filament. L'intensité absolue du spectre modélisé est ajustée en utilisant une profondeur de nuage $l_{\text{PDR}} = 0.085$ pc. L'abondance des PAHs est divisée par 2.2 par rapport à l'abondance du MIS diffus. Nous avons donc $m/m_{\text{H}} = 1.95 \cdot 10^{-4}$. Les contributions des PAHs, VSGs et BGs apparaissent en pointillé, tiret et tiret-pointillé, respectivement. Dans le spectre IRS, des raies de H_2 sont présentes à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et 28.2 μm et des raies du gaz ionisé à 7, 12.8 et 18.7 μm ([ArII], [NeII] et [SIII], respectivement).

vons donc le résultat obtenu en comparant les coupes d'émission à la section précédente. De même, le rapport d'émission 23 - 25/30 - 32 μm est légèrement trop élevé dans le modèle par rapport aux données en raison de la pente du continuum qui est légèrement trop faible dans le modèle.

Le modèle prédit un continuum dominé par les VSGs au pic d'émission IR. Le continuum des BGs n'apparaît qu'au-delà de 30 μm car le champ de rayonnement ne les chauffe pas à des températures suffisamment élevées pour émettre à plus courte longueur d'onde. Les différences de rapport d'émission bandes/continuum peuvent donc s'interpréter comme des différences d'abondance relative PAH/VSG. Les propriétés des poussières du modèle étant ajustées pour reproduire le spectre d'émission des "Cirrus", nous concluons que le rapport d'abondance PAH/VSG est ~ 2.5 fois moins élevé au pic d'émission de la Tête de Cheval que dans les "Cirrus".

7.2.4 Interprétation des différences d'abondance relative

Plusieurs scénarios sont envisageables pour expliquer la différence d'abondance relative (PAH/VSG) comme nous l'avons vu dans la section 2.4.4.

7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

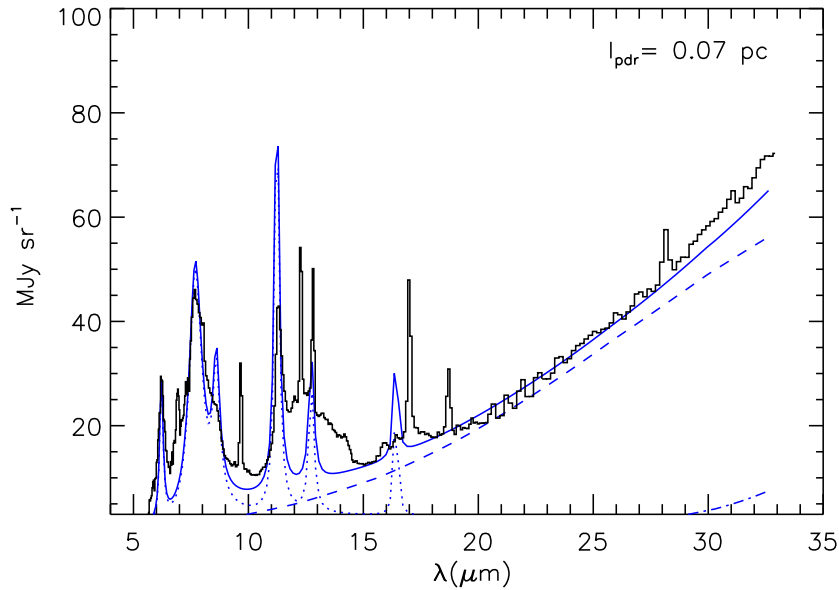


FIG. 7.10 – Comparaison des spectres observé et modélisé au pic d'émission du filament. L'intensité absolue du spectre modélisé est ajustée en utilisant une profondeur de nuage $l_{\text{PDR}} = 0.07$ pc. Dans le modèle, $\sim 37\%$ de l'abondance des PAHs est transférée dans les VSGs par rapport aux abondances du MIS diffus. Nous avons donc $m/m_{\text{H}} = 2.7 \cdot 10^{-4}$ pour les PAHs et $m/m_{\text{H}} = 6.3 \cdot 10^{-4}$ pour les VSGs. Les contributions des PAHs, VSGs et BGs apparaissent en pointillé, tiret et tiret-pointillé, respectivement. Dans le spectre IRS, des raies de H_2 sont présentes à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et $28.2 \mu\text{m}$ et des raies du gaz ionisé à 7, 12.8 et $18.7 \mu\text{m}$ ([ArII], [NeII] et [SIII], respectivement).

Evolution de la matière carbonée

Pety et al. (2005) ont observé l'émission de CCH, $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_4H , ^{12}CO et C^{18}O dans la Tête de Cheval. Ils ont également utilisé des observations ISOCAM ($5 - 8.5 \mu\text{m}$) qui tracent l'émission des bandes de PAHs et des observations H_2 dans la raie $\nu=1-0$ S(1). Leurs observations ont montré que les espèces gazeuses d'hydrocarbures (CCH, $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_4H) sont présentes dans les couches de la PDR où le champ de rayonnement UV est intense avec une abondance presque aussi élevée que dans les parties du nuage plus profondes et écrantées du champ UV. La modélisation avec le modèle PDR "de Meudon", qui prend en compte la chimie du gaz, ne permet pas de reproduire l'abondance des petites espèces gazeuses d'hydrocarbures observées. Pety et al. (2005) ont donc conclu qu'un processus de formation différent des processus chimiques doit exister pour expliquer l'abondance élevée d'hydrocarbures gazeux dans cette PDR. Ils ont proposé que la dissociation des PAHs (hydrocarbures aromatiques, a-C) sous l'effet du champ de rayonnement UV injecte une quantité notable de plus petits hydrocarbures de plus petites tailles dans le milieu. Suivant ce scénario, il faut donc s'attendre à voir l'abondance des PAHs diminuer dans la PDR. Du point de vue du modèle de poussière, cette abondance serait "perdue" puisque les PAHs se frag-

mentent en hydrocarbures qui sont des espèces gazeuses. Pour tester ce premier scénario, nous modélisons l'émission des grains en diminuant l'abondance des PAHs pour obtenir le bon rapport d'émission bandes/continuum. La figure 7.9 montre que le spectre au pic calculé en divisant l'abondance des PAHs par un facteur 2.2 par rapport à l'abondance dans les "Cirrus" permet de reproduire le rapport bandes/continuum observé. Cette diminution correspond à une masse (relative à l'hydrogène) de PAHs de $2.35 \cdot 10^{-4} \times m_H$ qui serait transformé en hydrocarbures gazeux, si nous considérons l'abondance des "Cirrus" comme une référence. Si nous considérons que cette masse de PAHs n'est constituée que de carbone, cela correspond à une augmentation de $\sim 20\%$ de l'abondance du carbone dans la phase gazeuse (pour une abondance de $m_C/m_H = 1.3 \cdot 10^{-3}$ du carbone en phase gazeuse, Cardelli et al., 1996; Dwek et al., 1997). La profondeur utilisée pour ajuster l'intensité est de $l_{PDR} = 0.085$ pc est toujours cohérente.

Rapacioli et al. (2005) ont analysé les cubes de données ISOCAM-CVF des PDRs ρ Oph-SR3 et NGC7023. Ils ont utilisé une méthode de décomposition en valeurs singulières et un algorithme de Monte Carlo pour séparer les spectres propres des différentes populations émettrices. Trois spectres propres ont été isolés et attribués aux PAHs cations (PAH^+), aux PAHs neutre (PAH^0) et aux VSGs. L'étude de la distribution spatiale des trois composantes en relation avec les variations des conditions physiques (densité de matière, rayonnement) ont permis de dresser un scénario d'évolution mettant en jeu les trois populations. Aux abords de l'étoile, le champ de rayonnement intense ionise les PAHs. Plus profondément dans la PDR, les recombinaisons électroniques dominant par rapport à la photoionisation des PAHs en raison de l'atténuation du champ de rayonnement, et les PAHs sont donc neutres. Dans les couches plus denses du nuage, les PAHs se trouvent sous forme d'agrégats formant ainsi une population de VSGs qui émettent des bandes et un continuum important. Ceux-ci sont détruits par le rayonnement dans les couches externes de la PDR et relâchent alors les PAHs dont ils sont constitués. Suivant ce scénario d'évolution, nous pouvons ajuster le rapport d'abondance PAHs/VSGs en transférant une quantité (i. e. une abondance) appropriée de PAHs vers les VSGs. La figure 7.10 montre que le spectre au pic obtenu en transférant $\sim 37\%$ de l'abondance des PAHs vers les VSGs par rapport à l'abondance dans les "Cirrus" permet de reproduire le spectre observé. Nous avons alors $m/m_H = 2.7 \cdot 10^{-4}$ pour les PAHs et $m/m_H = 6.3 \cdot 10^{-4}$ pour les VSGs. La profondeur utilisée pour ajuster l'intensité est de $l_{PDR} = 0.07$ pc est toujours cohérente. Notons que le spectre attribué aux VSGs isolé par Rapacioli et al. (2005) contient des bandes d'émissions qui sont semblables à celles des PAHs. Les auteurs expliquent la présence de bandes par la nature aromatique de ces VSGs. Or, dans notre modèle de poussière (DUSTIAS), les VSGs n'émettent qu'un continuum sans bande. Ainsi, l'abondance relative PAH/VSG que nous avons ici appliquée au modèle est une limite supérieure puisque qu'une partie de l'intensité des bandes du spectre observé est due aux VSGs dans ce scénario.

7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

Notons que les deux scénarios donnent des profondeurs proches ($\sim 30\%$ d'écart) de la valeur estimée par Habart et al. (2005) ($l_{\text{PDR}} = 0.1 \text{ pc}$) alors que l'abondance des PAHs dans les "Cirrus" imposait une profondeur ~ 3 fois plus faible pour reproduire l'émission de ces derniers ($l_{\text{PDR}} = 0.035 \text{ pc}$). L'abondance des PAHs au pic d'émission semble donc bien être moins élevée que dans les "Cirrus". Les valeurs comparables obtenues pour les profondeurs (0.085 pc et 0.07 pc) et le bon accord spectroscopique (Fig. 7.9 et 7.10) ne nous permettent pas de discriminer ces deux scénarios.

Comme nous l'avons évoqué à la section 2.4.3, les hydrocarbures aliphatiques hydrogénés (a-C :H) sont probablement la forme dominante des hydrocarbures dans les nuages denses et s'aromatisent sous l'effet du champ de rayonnement créant ainsi des complexes aromatiques liés par des ponts aliphatiques et oléfiniques (complexes a-C(:H)). Ces complexes a-C(:H) se fragmentent ensuite, toujours sous l'effet du rayonnement, par rupture de ponts aliphatiques et oléfiniques pour donner des espèces PAHs "free-flying" plus petites. Ainsi le rapport a-C :H/PAH pourrait diminuer depuis les couches profondes de la PDR vers les couches externes qui sont les plus irradiées. Notons que les PAHs sont vraisemblablement la forme dominante des hydrocarbures dans les "Cirrus". La diminution du rapport bandes/continuum (i. e. PAH/VSG du point de vue du modèle) au pic d'émission de la Tête de Cheval par rapport à celui des "Cirrus" pourrait alors être en lien avec cette évolution. En effet, dans ce scénario, les PAHs sont plus abondants dans le milieu diffus ("Cirrus") que dans les couches profondes de la PDR. De plus, les a-C :H qui devraient être plus gros que les PAHs "free flying", émettraient à plus grandes longueur d'onde et pourraient contribuer à l'émission continuum (i. e. participer à la composante VSGs du point de vue du modèle).

Détachement de la surface des gros grains

Comme nous l'avons évoqué à la section 2.4.4, le détachement des très petites particules qui sont coagulées à la surface des gros grains dans les nuages denses pourrait expliquer les variations d'abondance relative PAH/VSG à la surface illuminée de tels nuages. L'abondance relative PAH/VSG au pic d'émission pourrait ainsi être expliquée si les VSGs sont efficacement décollés des BGs à cette profondeur alors que les PAHs ne se décollent efficacement que dans les couches moins profondes de la PDR. Les observations Herschel à grande longueur d'onde permettent de suivre l'évolution des propriétés des gros grains avec une résolution spatiale suffisante pour mettre en évidence les corrélations des ces propriétés avec les variations d'abondance relative PAH/VSG.

Effets dus au champ de rayonnement anisotrope

Les forces dues à l'anisotropie du champ de rayonnement, introduites à la section 2.4.4, entraînent les grains avec une vitesse qui croît avec la taille de ceux-ci (Weingartner &

Draine, 2001b). Comme nous l'avons évoqué à la section 2.4.4, il pourrait en résulter une ségrégation en taille créant ainsi des variations d'abondance relative. Une modélisation de ces effets est nécessaire pour quantifier les vitesses de dérive des grains en fonction de leur taille. Un travail est en cours avec le code CLOUDY (Ferland et al., 1998). Remarquons que ce code ne prend actuellement en compte que la force due à la pression de radiation et pas les forces dues à l'éjection de photoélectrons et à la désorption de particules gazeuses.

7.2.5 Différences spectroscopiques entre le modèle et les données

Nous voyons dans les figures 7.9 et 7.10 que les bandes à 6.2 et 7.7 μm sont correctement reproduites par le modèle. Par contre, la bande à 8.6 μm est beaucoup moins marquée dans les observations que dans le modèle, ce qui peut être dû notamment à une diminution de l'intensité couplée à un élargissement de cette bande et d'un décalage vers les grandes longueurs d'ondes de la bande à 7.7 μm (e. g. Abergel et al., 2002; Rapacioli et al., 2005). La bande à 11.3 μm est surestimée certainement car la charge des PAHs, qui influe beaucoup les rapports de bandes (§ 2.2.3 et § 5.3) n'est pas calculée pas dans notre modèle. Le "plateau" d'émission observé entre ~ 11.3 et ~ 15 μm n'est pas reproduit par le modèle. La présence de bandes non-résolues ou de bandes larges à ces longueurs d'onde, qui ne sont pas incluses dans le modèle, est responsable de ce déficit d'émission (pour ces bandes, voir par exemple Verstraete et al., 2001; Ysard & Verstraete, 2007). La présence d'un tel "plateau" et de la raie du [NeII] à 12.8 μm rend difficile la mesure de la bande à 12.7 μm . Enfin, la bande à 16.4 μm , attribuée à la présence de cycles aromatiques pentagonaux, est largement surestimée dans le modèle.

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

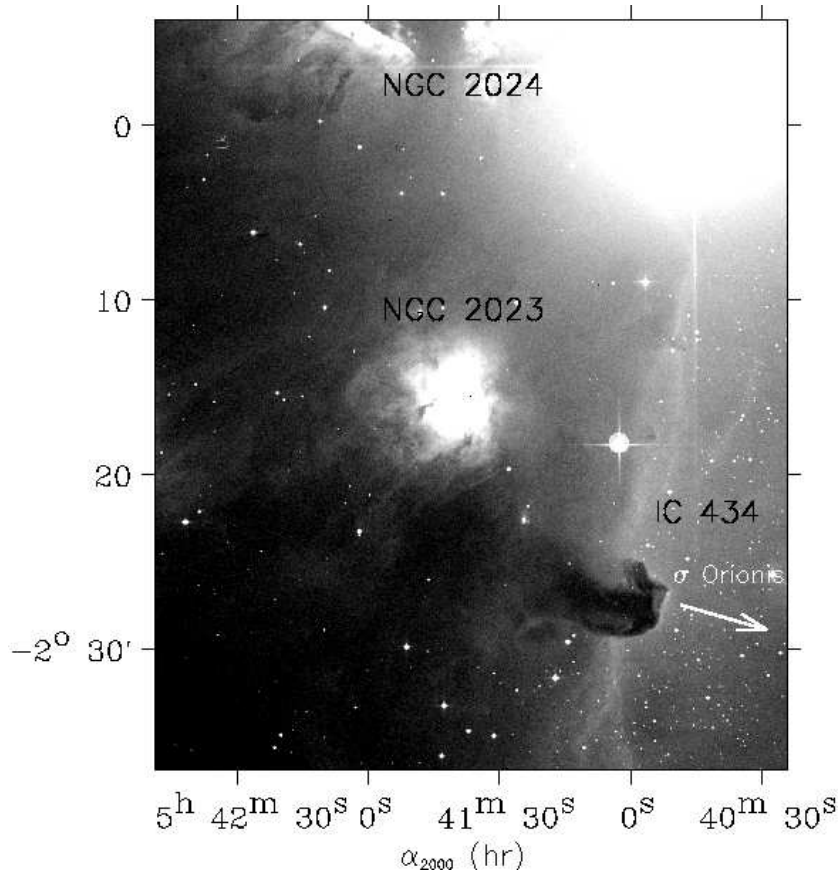


FIG. 7.11 – Nuage moléculaire L1630 vu dans le visible (photo obtenue avec le UK Schmidt Telescope et extraite du le Digitized Sky Survey). La nébuleuse NGC2023 est une nébuleuse par réflexion qui est due à la présence de HD 37903, une étoile B1.5V enfouie dans le nuage qui éclaire les poussières situées entre elle même et l’observateur (source: Abergel et al., 2002).

7.3 Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

NGC2023 est une nébuleuse par réflexion située, comme la Tête de Cheval, dans le nuage moléculaire L1630 (Fig 7.11). Cette nébuleuse est illuminée par l'étoile HD 37903 (Gatley et al., 1987) qui est une étoile B1.5V de température effective $T_{\text{eff}}=23700\text{ K}$. La distance de HD 37903 a été estimée à $d = 470 \pm 290\text{ pc}$ grâce aux données Hipparcos (Perryman et al., 1997). Cette nébuleuse par réflexion est le résultat de l'illumination des poussières situées autour de l'étoile excitatrice qui est enfouie dans le nuage. Les poussières, diffusant le rayonnement de l'étoile, deviennent ainsi observables dans le visible comme le montre la figure 7.11. La figure 7.13 (partie de gauche) montre l'émission IR des poussières dans NGC2023 à $5-8.5\ \mu\text{m}$ observée avec ISOCAM au travers du filtre LW2. Rappelons que l'émission à ces longueurs d'onde est dominée par les bandes aromatiques.

L'extinction totale dans le visible au travers du nuage L1630 est estimée à $A_V \sim 40$ (Har-

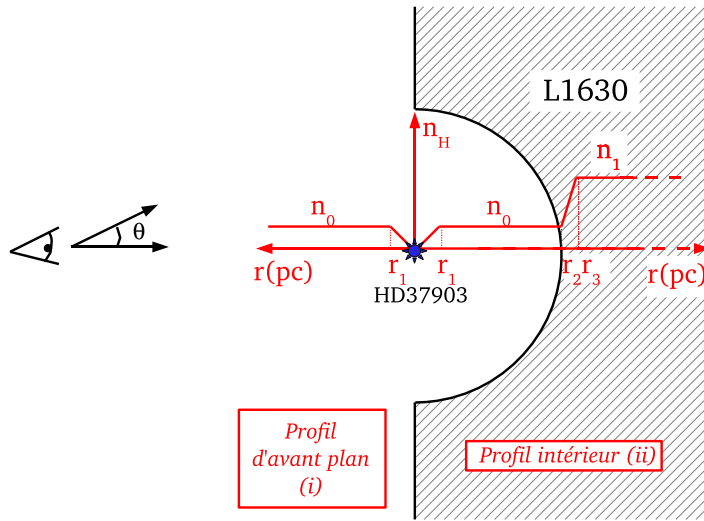


FIG. 7.12 – Schéma représentatif du modèle géométrique utilisé pour NGC2023

vey et al., 1980). Or, l'extinction dans le visible en direction de HD 37903 est de $A_V \sim 1.4$ (Burgh et al., 2002), ce qui est cohérent avec la présence de la nébuleuse par réflexion (i. e. avec le fait que le rayonnement visible émis par l'étoile nous parvienne). L'étoile HD 37903 se serait donc formée près du bord du nuage moléculaire L1630. Les étoiles jeunes de type OB ont un champ de rayonnement dur et intense. Elles perdent de la masse sous forme de vent stellaire dont la quantité de matière et la vitesse dépendent des caractéristiques de l'étoile (masse, luminosité, température effective et métallicité, e. g. Leitherer et al., 1992). Ces étoiles creusent donc une cavité dans leur nuage moléculaire parent (e. g. Castor et al., 1975; Weaver et al., 1977; Freyer et al., 2003). Nous pouvons modéliser NGC2023 comme une cavité sphérique creusée par l'étoile et dont la paroi est éclairée par cette étoile. Notons que la géométrie sphérique a déjà été utilisée par Witt et al. (1984) et Burgh et al. (2002) pour modéliser la nébuleuse par réflexion. Dans leur cas, ils n'ont modélisé que la cavité diffuse qui est responsable de la nébuleuse par réflexion sans tenir compte de la partie dense du nuage. Dans le cas de HD 37903, la cavité ou "bulle" s'est probablement creusée à cause de la position de l'étoile en bordure du nuage. Cette nébuleuse apparaît alors avec une forme approximativement circulaire en IR proche (Fig. 7.13), puisque nous voyons cette cavité de face.

7.3.1 Modèle à géométrie sphérique

La géométrie sphérique est, tout comme la géométrie plan-parallèle, un cas idéal qui permet néanmoins de réaliser un modèle de travail pour l'étude de l'émission des poussières dans NGC2023. La figure 7.12 donne une représentation schématique du modèle. Dans ce modèle, le nuage dense L1630 qui a été creusé par l'étoile, présente alors un "bol" observé de face ("face-on"). Le schéma 7.12 est une vue par la tranche comme le montre la

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

position de l'observateur par rapport au nuage L1630.

Il nous faut deux profils radiaux de densité définis en fonction de la distance à l'étoile notée r (Fig. 7.12) :

- (i) un profil pour la matière située à l'extérieur de L1630 (entre l'étoile et l'observateur). Nous nommerons "avant-plan" ce profil, ainsi que l'émission qui lui est associée.
- (ii) un profil de densité pour la matière à l'intérieur du nuage (cavité + bord dense).

En l'absence de contrainte, nous considérons que la densité de la cavité et la densité du milieu d'avant-plan sont égales. Cette densité est notée n_0 et n'est atteinte qu'à une distance r_1 de l'étoile autour de laquelle la densité croît linéairement depuis 0. Le profil de densité intérieur croît linéairement à l'arrivée dans le nuage dense, au rayon r_2 , jusqu'à redevenir constante en r_3 . Cette dernière densité (celle du nuage dense) est notée n_1 . Nous avons choisi une forme linéaire en raison du manque de contrainte sur la forme du profil.

Les deux profils radiaux de densité étant définis, nous utilisons le modèle de transfert plan-parallèle décrit au § 7.1 pour calculer les profils radiaux d'émission des poussières correspondant (en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$), en fonction de la distance à l'étoile r . Pour ce calcul, le champ de rayonnement est défini par une étoile de $6 R_{\odot}$ et rayonnant comme un corps noir de température $T_{\text{eff}} = 23700 \text{ K}$. Nous tronquons ce champ de rayonnement pour les photons plus énergétiques que 13.6 eV qui sont vite absorbés dans une région HII restreinte autour de l'étoile (Wyrowski et al., 2000). Nous intégrons ensuite longueur d'onde par longueur d'onde l'émission des poussières sur chaque ligne de visées θ pour obtenir le spectre résultant en MJy sr^{-1} (Annexe A.1). Notons que, contrairement à la géométrie plan-parallèle pour laquelle il faut définir une profondeur de matière émettrice (l_{PDR} , § 7.2.1) pour ajuster la valeur absolue de l'intensité modélisée, la géométrie sphérique impose naturellement une densité de colonne de matière émettrice fixée par le rayon de la cavité et la profondeur de pénétration du champ de rayonnement excitant les poussières.

7.3.2 NGC2023 nord, contrainte sur le profil de densité

Le travail de modélisation porte sur la partie de la nébuleuse NGC2023 au nord de l'étoile HD 37903 ($\alpha_{2000} = 5^{\text{h}} 41^{\text{m}} 38^{\text{s}}.32$, $\delta_{2000} = -2^{\circ} 15' 32''.6$, position marquée par un cercle sur la figure 7.13). Comme le montre la figure 7.13 (partie de droite), la partie nord de NGC2023 présente d'importantes variations du rapport d'émission des bandes ($5\text{-}8.5 \mu\text{m}$) sur le continuum ($12\text{-}18 \mu\text{m}$) (§ 2.4 et Abergel et al., 2002). Un fond d'émission est soustré aux données d'imagerie ISOCAM-LW2 et ISOCAM-LW3. En effet, nous considérons que l'émission diffuse qui baigne NGC2023 n'est pas relative à cet objet. Cela est justifié par le fait que l'émission dans les bandes d'ISOCAM devient constante loin de l'étoile, ce qui est incompatible, à grande échelle, avec la dilution et/ou l'extinction du champ de l'étoile

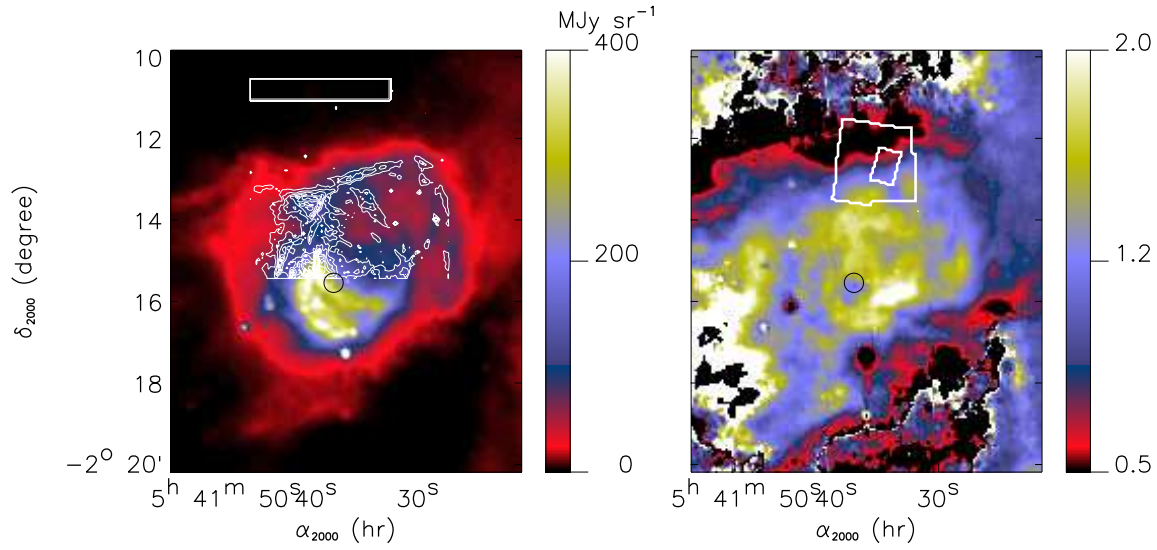


FIG. 7.13 – A gauche : Carte de l'émission de NGC2023 à 5-8.5 μm vu par ISOCAM au travers du filtre LW2. Les contours sont des contours d'iso-intensité de l'émission de H_2 à 2.12 μm , observée avec SOFI. La zone rectangulaire indique les pixels utilisés pour calculer la valeur du fond d'émission (§ 7.3.2). **A droite :** Rapport d'émission 5-8.5 μm /12-18 μm (i. e. ISOCAM LW2/ISOCAM LW3). La grande zone délimitée par le contour est l'intersection entre les zones observées avec IRS-LL et ISOCAM-CVF et la petite zone est celle pour laquelle nous avons en plus des données IRS-SL. Sur les deux cartes, le cercle représente la position de l'étoile HD 37903.

qui excite les poussières. Nous calculons la moyenne de l'émission dans la zone rectangulaire indiquée sur la partie gauche de la figure 7.13, pour la soustraire aux données. Cette soustraction explique le comportement du rapport 5-8.5 μm /12-18 μm (partie droite de la figure 7.13) pour les pixels dont la valeur est proche de celle du fond et pour lesquels nous divisons alors des valeurs proches de 0.

Des observations de NGC2023 nord ont été acquises avec IRS dans le cadre du programme "SPEC-PDR". Ces observations recouvrent la zone observée avec ISOCAM-CVF. La grande zone (contour blanc) sur la figure 7.13 (partie de droite) représente la zone commune aux observations IRS-LL et ISOCAM-CVF, pour laquelle nous avons donc des spectres entre 5 et 35 μm . La petite zone sur la même figure représente la partie pour laquelle nous avons des données IRS-SL. Nous avons également des données H_2 dans la transition $\nu = 1 - 0\text{S}(1)$ à 2.12 μm obtenues avec l'instrument SOFI, représentées en contours d'iso-intensité sur la partie gauche de la figure 7.13. Nous voyons que le changement de rapport d'émission bandes/continuum coïncide avec la présence d'un bord dense tracé par l'émission de H_2 .

Comme nous l'avons vu précédemment, le profil de densité de la Tête de Cheval a été

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

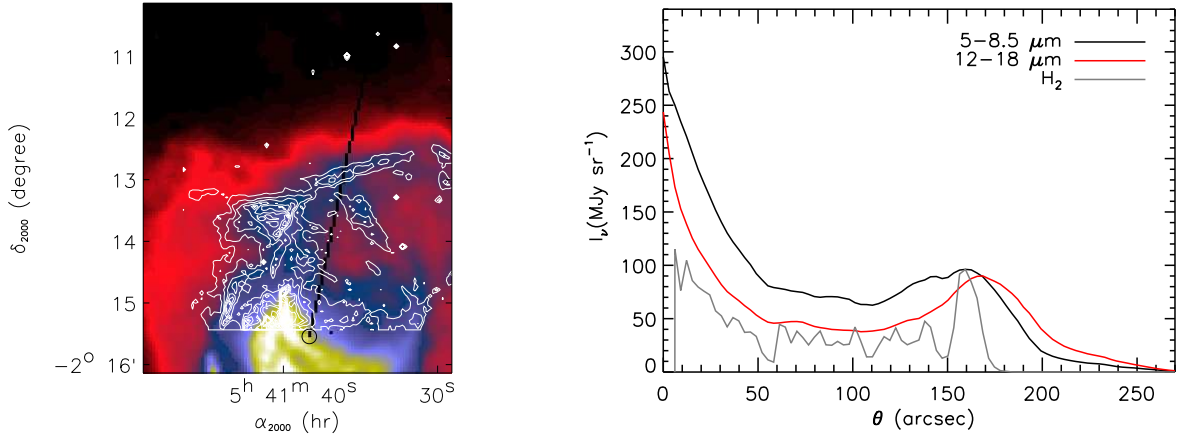


FIG. 7.14 – A gauche : Coupe dans les données vue sur la carte de l'émission de NGC2023 nord à 5-8.5 μm . **A droite :** Coupes représentées sur la carte. En noir : émission 5-8.5 μm (ISOCAM LW2), en rouge : émission 12-18 μm (ISOCAM LW3) et en gris : émission H_2 à 2.12 μm . Les valeurs de l'émission H_2 sont ajustées sur le profil à 5-8.5 μm (i. e. l'unité MJy sr^{-1} ne s'applique pas à H_2).

contraint par Habart et al. (2005). Ce travail s'appuie sur la comparaison du modèle PDR de Meudon (Le Bourlot et al., 1993) avec des données du gaz (H_2 , CO, $\text{H}\alpha$) et de la poussière (bandes IR des PAHs et émission millimétrique). Pour NGC2023 nord, un travail similaire, qui utilise les données du gaz H_2 observées depuis le sol et avec IRS, est en cours (Habart et al., 2007). Une première estimation de la densité du bord dense (n_1 dans le modèle) a été faite en comparant le profil d'émission de H_2 à 2.12 μm avec le modèle de PDR "de Meudon" de Le Bourlot et al. (1993) (à géométrie plan-parallèle). Pour cela, une étoile de $T_{\text{eff}} = 23\,700\text{ K}$ et de rayon $6 R_{\odot}$ (étoile B1.5V) est placée à la distance de 0.3 pc d'un bord dense dont la densité croît linéairement jusqu'à $n_{\text{H,max}}$. La largeur du profil d'émission de H_2 modélisé dépend alors de $n_{\text{H,max}}$ (elle diminue quand $n_{\text{H,max}}$ augmente) et devient comparable à la largeur observée lorsque $n_{\text{H,max}} \gtrsim 10^4\text{ H cm}^{-3}$. Notons que l'élargissement causé par la sphéricité sur le profil d'émission H_2 ne change pas l'ordre de grandeur de la densité estimée.

Par ailleurs, nous pouvons contraindre le rayon de la cavité de notre modèle (r_2) en utilisant la distance entre l'étoile et le bord dense, au nord de l'étoile, qui est tracé par H_2 et qui correspond au changement de rapport d'émission 5-8.5 μm / 12-18 μm (Fig. 7.13, à $\delta_{2000} \sim -2^{\circ} 13'$). La figure 7.14 présente une coupe qui part de l'étoile vers le bord dense et que nous utiliserons pour la comparaison du modèle et des données. Nous voyons sur cette coupe que le bord dense se situe à 150'' de l'étoile. La valeur de la distance étoile - "bord dense", se situe alors dans l'intervalle [0.14 pc, 0.58 pc] d'après la valeur de la distance de HD37903 mesurée avec Hipparcos qui se situe dans l'intervalle [180 pc, 760 pc].

La partie “diffuse” du profil radial de densité (n_0 et r_1) n’est bien sûr pas contrainte par les données H_2 . Cependant, notre modèle suppose une densité faible dans la cavité puisque l’étoile y a chassé la matière. La décroissance du champ de rayonnement dans la cavité et dans l’avant plan est donc dominée par la dilution et non par l’extinction. Ainsi l’intensité de l’émission des poussières du bord dense (au delà de r_2) est indépendante du profil de densité de la partie diffuse (i. e. de n_0 et r_1) et ne dépend que de r_2 , r_3 et n_1 . Dès lors, la seule conséquence induite par une variation de n_0 et r_1 est une variation de l’intensité émise par les poussières de la cavité (au moins tant que l’extinction reste faible devant le facteur de dilution). Les poussières de la cavité étant responsables de la forme du profil d’émission de $0''$ à $50''$ de l’étoile (Fig.7.14), nous contraindrons la partie “diffuse” du profil radial de densité (i. e. n_0 et r_1) en ajustant la remontée de l’émission près de l’étoile. Notons que nous utiliserons une distance maximale pour le profil radial de $r_{\max} = 1$ pc (pour le profil d’avant-plan comme pour le profil intérieur).

7.3.3 Modélisation d’une coupe dans les données ISOCAM-LW, définition du profil de densité

La figure 7.15 présente le résultat de la modélisation de la coupe d’émission intégrée dans la bande spectrale du filtre ISOCAM-LW2 ($5-8.5 \mu\text{m}$). Les paramètres du profil radial de densité utilisés (Fig. 7.15 a) sont ajustés pour reproduire la forme du profil d’émission, tout en tenant compte des contraintes définies précédemment. Comme nous l’avons vu, l’émission H_2 à $2.12 \mu\text{m}$ impose $r_2 \sim 150''$ soit $r_2 \sim 0.3$ pc pour $d_{\text{HD37903}} = 400$ pc (valeur utilisée pour la Tête de Cheval) et $n_1 \sim 1-5 \cdot 10^4 \text{ H cm}^{-3}$.

La forme du profil d’émission observé au delà de $\sim 120''$ impose une contrainte supplémentaire sur les valeurs de n_1 , r_2 et r_3 . Les valeurs de r_1 et n_0 sont ensuite choisies pour ajuster l’émission à $\theta \lesssim 120''$. Nous prenons finalement $r_1 = 0.07$ pc, $r_2 = 0.28$ pc, $r_3 = 0.38$ pc, $n_0 = 100 \text{ H cm}^{-3}$ et $n_1 = 10^4 \text{ H cm}^{-3}$. Nous ne tenons pas compte de la résolution spatiale limitée des données ISOCAM pour la comparaison avec le modèle, puisque celle-ci est négligeable aux échelles étudiées. Le profil s’étend en effet sur plus de $200''$ alors que la résolution (largeur à mi-hauteur de la PSF) d’ISOCAM dans les filtres LW2 et LW3 est de $2.3''$ et $4.6''$ respectivement (Blommaert et al., 2003).

La figure 7.15 b présente le profil d’émission des poussières associé au profil intérieur de densité de la figure 7.15 a et calculé avec le modèle de transfert plan-parallèle (§ 7.1). Notons que le profil de densité de l’avant plan est égal à celui de la cavité seule mais reste constant au-delà de $r_2 = 0.28$ pc. Par conséquent, le profil d’émission d’avant plan associé est égal à celui de la partie intérieure (Fig. 7.15 b) mais continue à décroître au-delà de 0.28 pc en raison de la dilution du champ excitateur.

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

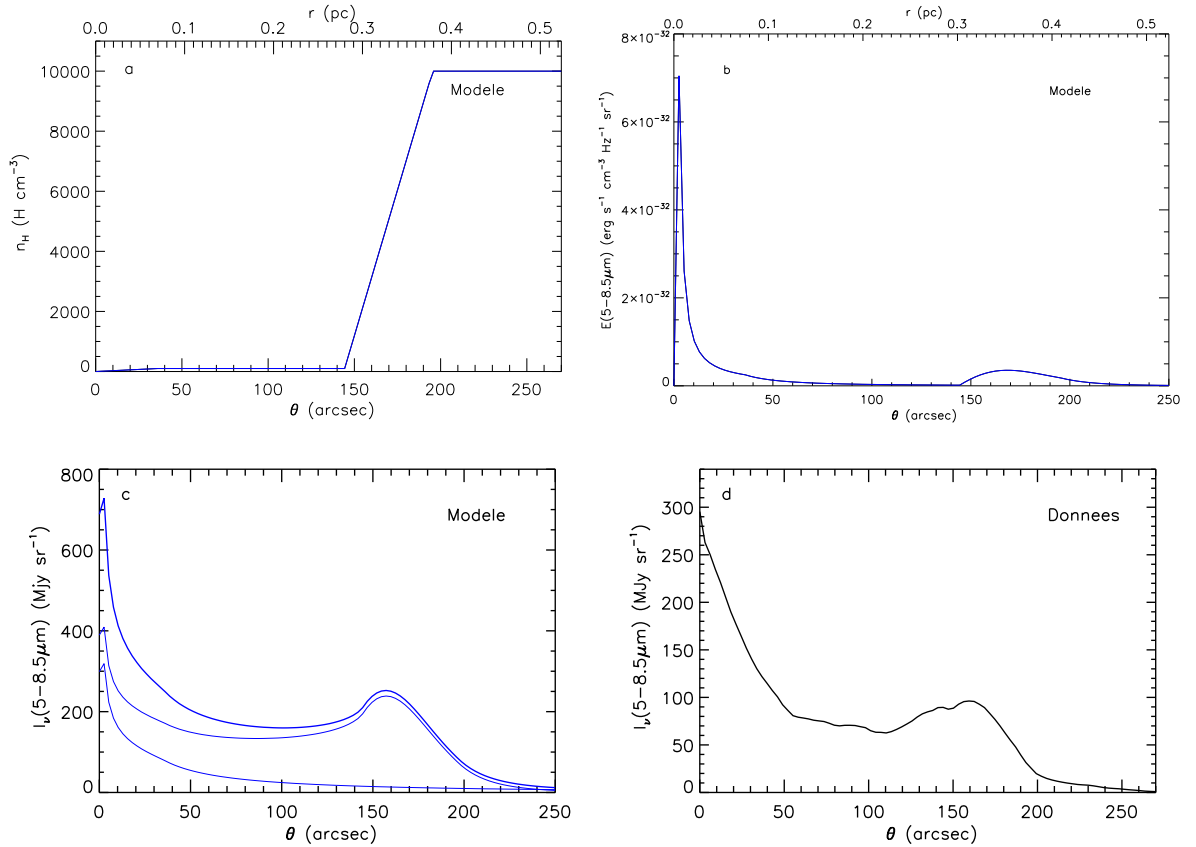


FIG. 7.15 – Résultat de la modélisation du profil d'émission à 5-8.5 μm pour $d_{\text{HD37903}} = 400 \text{ pc}$. **a** : Profil intérieur de densité (cavité et bord dense). **b** : Profil d'émission à 5-8.5 μm calculé en géométrie plan-parallèle à partir du profil de densité a. **c** : Profils d'émission intégrée à 5-8.5 μm en fonction de la distance angulaire à l'étoile (θ). Le trait épais est l'émission totale résultante de l'addition des émissions d'avant-plan et de l'intérieur du nuage (cavité + bord dense) qui sont représentées en traits fins. **d** : Profil d'émission observée à 5-8.5 μm avec ISOCAM au travers du filtre LW2.

La figure 7.16 illustre l'influence du profil de densité de la cavité et de l'avant plan (n_0 , r_1) sur le profil d'émission. Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous voyons que ce paramètre n'a d'effet que sur la partie du profil dont l'intensité n'est pas dominée par l'émission du bord dense.

Forme du profil d'émission, sphéricité

La forme du profil d'émission modélisé (Fig. 7.15 c) est semblable à celle du profil observé que nous avons défini dans la partie 7.3.2 et qui est représenté sur la figure 7.15 d. Cela confirme le caractère sphérique de NGC2023 nord dont les caractéristiques du profil d'émission sont bien reproduites par le modèle. Nous pouvons interpréter la forme du profil d'émission en le séparant en quatre parties :

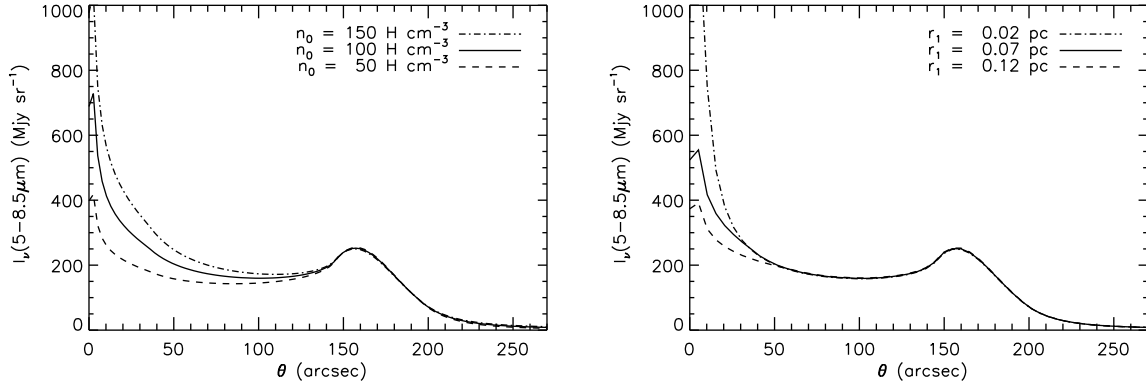


FIG. 7.16 – Influence de la partie diffuse du profil de densité sur le profil d'émission à $5-8.5 \mu\text{m}$ modélisé. Ces différents modèles utilisent le profil de densité de la Fig. 7.15 a avec différentes valeurs de n_0 (à gauche) ou différentes valeurs de r_1 (à droite).

- (i) La partie décroissante située entre $0''$ et $\sim 50''$. L'émission y est dominée par les poussières du milieu diffus (avant plan + cavité) dont la densité est constante (au delà de r_1). La décroissance de l'intensité du champ de rayonnement est dominée par la dilution.
- (ii) Un "plateau" d'émission entre $\sim 50''$ et $\sim 130''$. L'émission y est dominée par l'émission des poussières du bord dense. Elle reste constante tant que la densité de colonne de poussières qui émettent sur la ligne de visée, reste constante.
- (iii) Une remontée de l'intensité entre $\sim 130''$ et $\sim 160''$. La densité de colonne de poussière sur la ligne de visée augmente car cette dernière devient tangentielle au bord dense (en forme de bol).
- (iv) Une décroissance au delà de $\sim 160''$. Cette décroissance est due à l'extinction du champ excitateur dans le nuage dense. La densité de 10^4 H cm^{-3} pour le nuage dense permet de reproduire de manière satisfaisante cette décroissance au delà de $\sim 160''$.

Intensité absolue du profil

Bien que la forme du profil modélisé soit satisfaisante, sa valeur absolue est ~ 2.5 fois plus élevée que celle du profil observé. Dans le modèle utilisé, l'intensité absolue du profil est principalement fixée par la partie dont l'émission est dominée par le bord dense ($\theta \gtrsim 130''$). En effet, comme nous l'avons décrit plus haut, (i) nous ajustons d'abord cette partie au moyen de n_1 , r_2 et r_3 puis (ii) nous ajustons la partie "diffuse" de l'émission (dont la densité n'est pas contrainte par H_2) grâce à n_0 et r_1 , pour reproduire la forme du profil à $\theta \lesssim 130''$. Une diminution de la valeur absolue du profil nécessite donc une diminution de la densité du bord dense ou une augmentation de la dilution du champ de rayonnement qui illumine le bord dense. Or, la contrainte imposée par le profil d'émission de H_2 à $2.12 \mu\text{m}$ sur la densité du bord dense, nous empêche de diminuer cette dernière. Au contraire, la di-

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

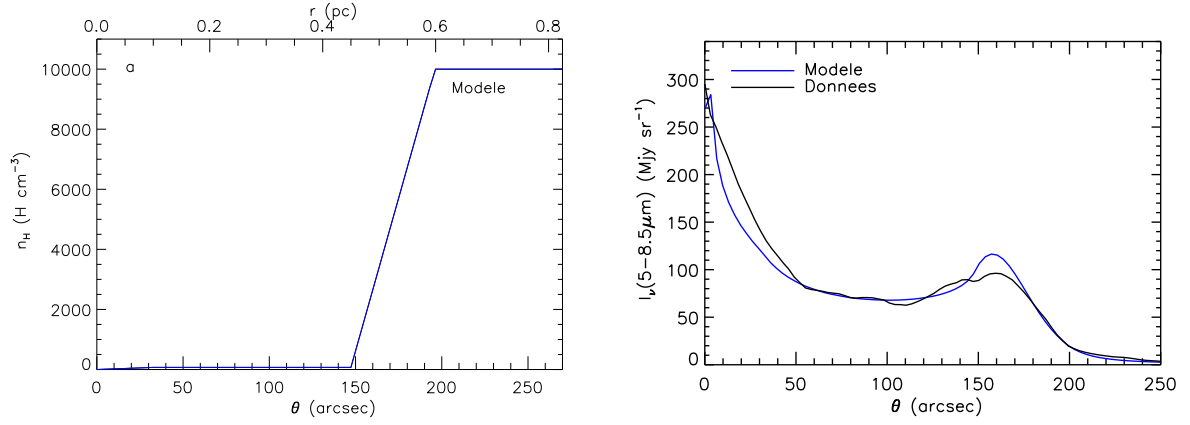


FIG. 7.17 – Résultat de la modélisation du profil d'émission à $5-8.5 \mu\text{m}$ pour $d_{\text{HD37903}} = 630 \text{ pc}$. **A gauche** : Profil radial de densité de la partie intérieure de L1630 (cavité + bord dense). Le profil radial de densité de l'avant plan lui est égal jusqu'à 0.45 pc (r_2) mais reste constant au delà (i. e. $n_1 = n_0$). **A droite** : Profils d'émission intégrée observé et modélisé à $5-8.5 \mu\text{m}$ en fonction de la distance angulaire à l'étoile (θ).

lution du champ de rayonnement qui illumine le bord dense est un paramètre mal contraint que nous pouvons réduire d'un facteur 2.5. Notons qu'une valeur plus élevée de la densité dans la cavité pourrait également diminuer l'intensité du champ excitateur au niveau du bord dense en raison de l'extinction.

Une diminution d'un facteur 2.5 du facteur de dilution implique une distance étoile-“bord dense” 1.6 fois plus élevée, soit une distance de 630 pc entre l'observateur et HD37903 qui est dans les barres d'erreur sur la distance déterminée par Hipparcos (§ 7.3.2). La figure 7.17 présente le modèle avec $r_2 = 1.6 \times 0.28 = 0.45 \text{ pc}$. De la même façon nous prenons $r_3 = 1.6 \times 0.38 = 0.6 \text{ pc}$ pour reproduire la forme de l'émission à $\theta \gtrsim 130''$. Nous prenons enfin $n_0 = 70 \text{ H cm}^{-3}$ et $r_1 = 0.1 \text{ pc}$ pour ajuster la forme du profil d'émission à $\theta \lesssim 130''$. Le profil d'émission obtenue reproduit bien la forme et la valeur absolue du profil d'émission observé.

Si nous adoptions une distance de 630 pc pour le modèle de la Tête de Cheval, cela nous obligerait à prendre une profondeur $l_{\text{PDR}} \sim 2.5 \times 0.08 \sim 0.2 \text{ pc}$ pour la normalisation de l'émission absolue. Cette profondeur resterait compatible avec celle utilisée par Habart et al. (2005) qui est de 0.1 pc (à un facteur 2 près). La forme du spectre émis par les PAHs et les VSGs ne dépend pas de la dilution. En revanche, les gros grains seraient plus froids et émettraient à plus grande longueur d'onde. Cette conséquence aurait des effets limités sur la forme des spectres modélisés dans la gamme de longueur d'onde d'IRS puisque, comme le montre les figures 7.8, 7.9 et 7.10, les VSGs dominent l'émission continuum pour $\lambda \lesssim 35 \mu\text{m}$ dans la Tête de Cheval.

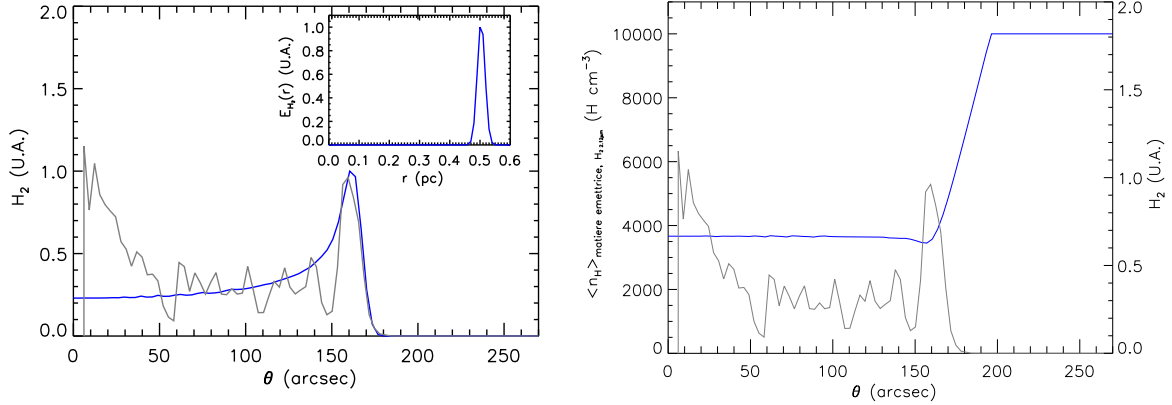


FIG. 7.18 – A gauche : Profil d'émission H_2 à $2.12\mu\text{m}$ observé (en gris) et le profil obtenu (en bleu) en intégrant le profil analytique (gaussien) plan-parallèle $E_{H_2}(r)$ présenté sur la même figure. **A droite :** Densité moyenne de matière émettrice de H_2 à $2.12\mu\text{m}$ sur chaque ligne de visée (en bleu, annexe A.2) et profil d'émission H_2 à $2.12\mu\text{m}$ observé (en gris).

Notons enfin que d'autres facteurs peuvent expliquer l'excès d'émission par manque de dilution du rayonnement excitateur dans NGC2023. En effet, la géométrie de l'objet peut évidemment ne pas être aussi simpliste que notre modèle. Ainsi dans le cas où l'étoile se trouverait légèrement à l'extérieur de la cavité, à 0.35 pc en avant de L1630 (vers l'observateur), la distance étoile-“bord dense” s'en trouverait augmentée d'un facteur 1.6. Quoiqu'il en soit nous utiliserons dans la suite le profil de densité défini par la figure 7.17 et dont les paramètres sont $r_1 = 0.1$ pc, $r_2 = 0.45$ pc, $r_3 = 0.6$ pc, $n_0 = 70$ H cm^{-3} et $n_1 = 10^4$ H cm^{-3} .

Nous avons vu que l'extinction dans le visible en direction de HD 37903 est de $A_V \sim 1.4$ (Burgh et al., 2002). Le profil de densité d'avant plan que utilisé est compatible avec cette valeur puisque qu'avec une densité constante de 70 H cm^{-3} et des dimensions de l'ordre du parsec, l'extinction associée à notre modèle en direction de HD 37903 est de $A_V \sim 0.1$. Dans ce cas le reste de l'extinction doit donc être causée par la poussière qui se trouve sur la ligne de visée entre l'observateur et NGC2023. Burgh et al. (2002) attribuent la majeure partie de l'extinction aux poussières associées à NGC2023. L'utilisation pour le profil d'avant-plan d'une densité $n_0 = 200$ cm^{-3} sur une profondeur de 3 pc (pour r_{max}) suffirait à rendre compte des 1.4 magnitudes d'extinction en direction de HD 37903 avec notre modèle. Cette densité d'avant plan est compatible avec le profil d'émission observé. Il faudrait alors ajuster r_1 en conséquence comme le montre la figure 7.16.

Emission H_2 et profil de densité

Nous testons ici la cohérence entre le profil de densité utilisé pour reproduire l'émission des poussières à $5\text{-}8.5\mu\text{m}$ et l'émission H_2 à $2.12\mu\text{m}$, sachant que la matière émettrice

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

de H_2 doit avoir une densité $n_{\text{H}} \gtrsim 10^4 \text{ H cm}^{-3}$. Pour cela nous calculons dans le cadre de notre modèle la densité moyenne de la matière émettrice de H_2 à $2.12 \mu\text{m}$ sur chaque ligne de visée pour la confronter au profil de H_2 observé. Le principe du calcul de cette densité moyenne est décrit en annexe A.2 et nécessite l'utilisation d'un profil d'émission radial de H_2 à $2.12 \mu\text{m}$. La partie gauche de la figure 7.18 montre le profil d'émission H_2 observé et le profil obtenu en intégrant le profil radial analytique (gaussien) $E_{\text{H}_2}(r)$ présenté sur la même figure. Ce profil gaussien $E_{\text{H}_2}(r)$ permet donc de reproduire de manière satisfaisante le profil intégré en géométrie sphérique pour $\theta > 50''$. La croissance d'intensité des observations près de l'étoile ($\theta < 50''$) n'est pas reproduite avec notre profil analytique. Cela est certainement dû à la présence de matière dense qui n'est pas prise en compte par la géométrie du modèle. Notons que le profil d'émission à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$ est également sous estimé par notre modèle pour $\theta < 50''$ (Fig. 7.17).

Nous utilisons ensuite le profil $E_{\text{H}_2}(r)$ pour le calcul de la densité moyenne de matière émettrice de H_2 sur chaque ligne de visée. Le résultat est présenté sur la partie droite de la figure 7.18 sur laquelle apparaît également le profil H_2 observé. Nous voyons donc que le profil de densité qui permet de reproduire les observations à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$ est ~ 2.5 fois trop faible pour expliquer l'émission H_2 observée qui nécessite une densité $n_{\text{H}} \gtrsim 10^4 \text{ H cm}^{-3}$. Cela pourrait être une première indication de la présence de variations d'abondance des PAHs (qui dominant l'émission à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$) dans NGC2023. En effet, une diminution de l'abondance des PAHs impliquerait l'utilisation d'un profil de densité plus abrupt à l'arrivée dans le bord dense pour reproduire le profil d'émission $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$. La valeur de la densité modélisée à la position où pique l'émission H_2 observée serait alors plus élevée.

7.3.4 Rapport d'émission $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$

La figure 7.19 présente les émissions modélisées et observées à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$ et $12\text{-}18 \mu\text{m}$. Nous avons ajusté les paramètres du profil de densité du modèle dans le but de reproduire le profil d'émission à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$. Nous voyons sur la partie de gauche de la figure 7.19 que contrairement au profil à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$, le profil à $12\text{-}18 \mu\text{m}$ n'est pas bien reproduit par le modèle. Tout d'abord, le modèle prévoit une trop forte remontée de l'émission à $12\text{-}18 \mu\text{m}$ aux abords de l'étoile ($\theta \lesssim 50''$). Le "plateau" d'émission ($130'' \gtrsim \theta \gtrsim 50''$) a une valeur satisfaisante. Le décalage entre les pics d'émission (à $\theta \gtrsim 130''$) à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$ et $12\text{-}18 \mu\text{m}$ n'est pas reproduit par le modèle. Dans les observations, le pic à $12\text{-}18 \mu\text{m}$ est décalé de $\sim 10''$ par rapport au pic à $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$, alors que les deux pics sont à la même position dans le modèle.

La figure 7.19 présente l'évolution du rapport d'émission $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$ modélisé et observé. La précision du rapport observé est de 14% (l'incertitude photométrique des données ISOCAM est de $\sim 10\%$). La valeur du rapport modélisé est la moyenne des rapports avec et sans émission d'avant-plan et la précision de ce rapport dépend de la présence de

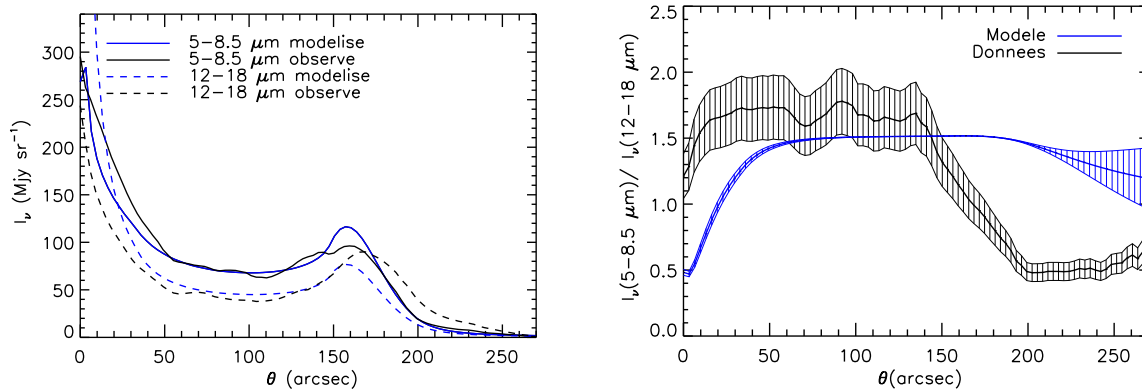


FIG. 7.19 – A gauche : Profils d'émission modélisés et observés à 5-8.5 μm et 12-18 μm . **A droite :** Rapport d'émission 5-8.5 μm /12-18 μm modélisé et observé. Le rapport observé est celui obtenu pour la coupe de la Fig.7.14. Ce rapport est précis à 14%. La valeur du rapport modélisé est la moyenne des rapports avec et sans émission d'avant plan et la précision de ce rapport est alors illustrée par la présence ou non de l'émission d'avant-plan.

l'émission d'avant-plan qui domine la valeur du rapport lorsque l'émission du bord dense devient faible (pour $\theta \gtrsim 200''$). Or, nous ne pouvons pas définir de fond d'émission comme pour les observations car l'émission modélisée ne devient pas constante lorsque θ devient grand.

Croissance du rapport à $\theta \lesssim 20''$

La tendance croissante du rapport observé entre 0 et $\sim 20''$ est reproduite par le modèle avec une trop forte amplitude. En effet, nous avons vu précédemment que l'émission à 5-8.5 μm était bien reproduite alors que l'émission à 12-18 μm modélisée augmente trop fortement aux abords de l'étoile par rapport aux données. Le modèle permet d'expliquer cette diminution du rapport 5-8.5 μm /12-18 μm aux abords de l'étoile. Celui-ci prédit que les gros grains (à l'équilibre thermique) y sont assez chauds pour émettent notablement à 12-18 μm , comme le montre la figure 7.20. Le champ de rayonnement étant dilué à mesure que la distance à l'étoile croît, les gros grains deviennent plus froid et émettent à plus grande longueurs d'onde hors de la gamme 12-18 μm . La surestimation de la diminution du rapport dans le modèle peut être expliquée par l'absence de gros grains très près de HD37903 comme l'avaient proposé Harvey et al. (1980). Les gros grains émettant à 12-18 μm sur les lignes de visée proches de l'étoile seraient alors moins chauds que dans le modèle puisque situés plus loin de l'étoile.

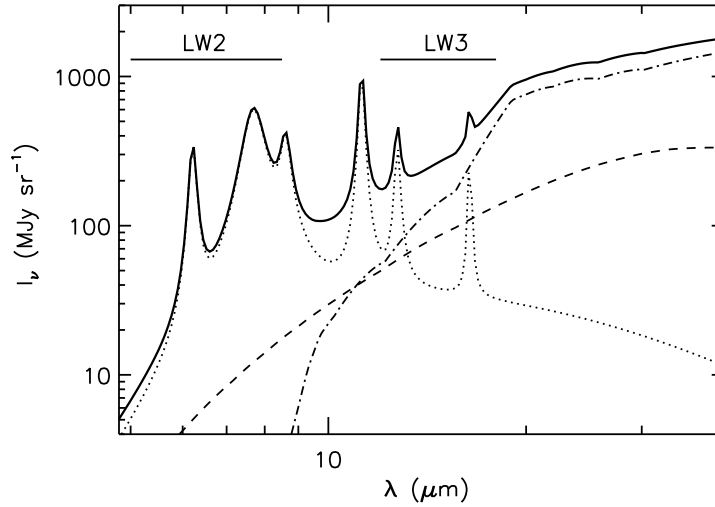


FIG. 7.20 – Spectre modélisé à $\theta = 10''$. La courbe en trait plein épais représente l'émission totale du modèle. Les pointillés, tirets et tirets-pointillés représentent l'émission des PAHs, VSGs et BGs, respectivement. Les cassures du spectre des BGs sont dues à la nature silicatée de ces derniers (bandes de silicates amorphes à 9.7 et $18 \mu\text{m}$). Les domaines spectraux des filtres LW2 et LW3 sont indiqués, mettant ainsi en évidence l'émission des grains à l'équilibre thermique dans la gamme LW3.

Plateau et décroissance à $50'' \lesssim \theta \lesssim 200''$

La valeur du rapport $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$ pour $50'' \lesssim \theta \lesssim 150''$ est constante et bien reproduite par le modèle. Le rapport observé décroît ensuite à $\theta \gtrsim 140''$. Bien qu'une décroissance du rapport modélisé intervienne à $\theta \gtrsim 200''$, son amplitude et sa position sont très différentes de celles observées.

La décroissance du rapport modélisé est due à des effets de transfert de rayonnement. Elle s'explique par la différence entre les sections efficaces des PAHs et des VSGs qui dominent l'émission respectivement dans les bandes $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$ et $12\text{-}18 \mu\text{m}$. En géométrie plan-parallèle, nous observons dans le modèle une décroissance de $\sim 50\%$ du rapport $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$ entre $A_V = 0$ et $A_V = 5$, ce qui n'est pas suffisant pour expliquer l'évolution du rapport observé. Le changement de rapport $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$ met donc en évidence une variation de l'abondance relative entre PAHs et VSGs. De plus, comme le montre notre modèle avec la figure 7.16, la distance de $140''$ à laquelle commence la variation du rapport dans les données est celle pour laquelle le profil d'émission devient complètement dominé par l'émission du bord dense. En effet, au delà de $140''$, une variation de n_0 ou de r_1 n'a aucune influence sur le profil d'émission. Nous pouvons conclure qu'une diminution de l'abondance relative PAH/VSG intervient au bord dense entre $\sim 140''$ et $\sim 200''$.

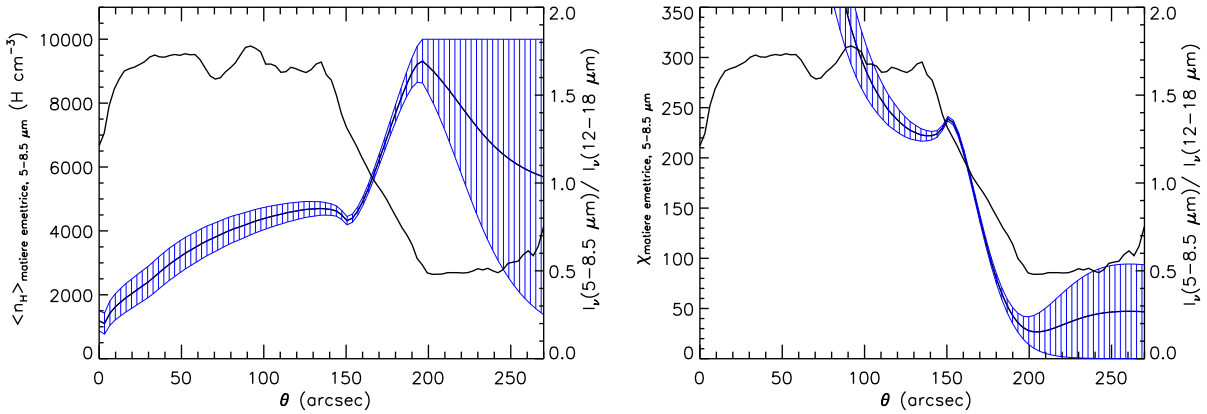


FIG. 7.21 – A gauche : En bleu, la densité moyenne de matière émettrice à 5-8.5 μm du modèle (Annexe A.2). En noir : Rapport d'émission 5-8.5 μm / 12-18 μm observé. **A droite :** En bleu, l'intensité moyenne du champ excitateur des poussières émettrices à 5-8.5 μm du modèle, en unité de champ de Mathis (Mathis et al., 1983) entre 6 et 13.6 eV. En noir : Rapport d'émission 5-8.5 μm / 12-18 μm observé.

Il est intéressant de noter que la densité ayant été ajustée pour reproduire l'émission à 5-8.5 μm , la zone de variation d'abondance coïncide avec la croissance du profil de densité dans le modèle (entre $\sim 150''$ et $\sim 200''$) jusqu'à 10^4 H cm^{-3} . La partie de gauche de la figure 7.21, présente le rapport 5-8.5 μm / 12-18 μm et la densité moyenne de matière émettrice à 5-8.5 μm sur chaque ligne de visée (Annexe A.2). L'incertitude sur cette densité est là encore calculée en tenant compte ou non de l'émission d'avant-plan. De la même manière, nous pouvons calculer l'intensité moyenne du champ excitateur des poussières émettrices dans le modèle. La partie de droite de la figure 7.21, présente cette intensité en unité de champ de Mathis (Mathis et al., 1983) entre 6 et 13.6 eV. Nous voyons que la variation d'abondance relative PAH/VSG a lieu dans la zone où la densité moyenne de la matière émettrice passe de $\sim 4000 \text{ H cm}^{-3}$ à 10^4 H cm^{-3} et le champ de rayonnement de $\chi \sim 250$ à $\chi \sim 20$ dans le modèle. Cela indique que ces deux paramètres physiques jouent un rôle essentiel pour les processus responsables de ces variations d'abondance et que nous résolvons bien la zone sur laquelle la variation a lieu.

Rapport constant à $\theta \gtrsim 200''$

Le rapport 5-8.5 μm / 12-18 μm redevient constant à $\theta \gtrsim 200''$. Les intensités observées à 5-8.5 μm et 12-18 μm continuent alors à décroître significativement sous l'effet de l'extinction comme le montre le modèle, indiquant que cette émission est bien relative à NGC2023. Les abondances relatives semblent donc ne plus évoluer après 200''. Deux explications sont possibles : (i) les paramètres physiques qui gouvernent l'évolution du rapport d'abondance PAH/VSG deviennent constants ou (ii) nous arrivons à saturation des variations (par exemple : les PAHs ont disparu complètement).

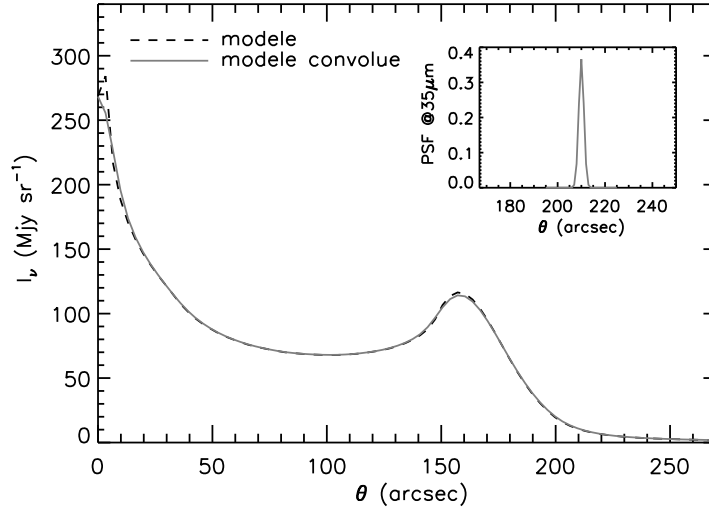


FIG. 7.22 – Illustration de l’effet de la résolution IRS à $35\ \mu\text{m}$ sur un profil modélisé. Nous utilisons, pour dégrader la résolution, la PSF du télescope puisque la résolution de IRS est limitée par la diffraction de ce dernier. La PSF du télescope à $35\ \mu\text{m}$ est modélisée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de $8.4''$ ($0.24 \times \lambda$, “Spitzer Observer Manual”, § 7.4).

7.3.5 Evolution du spectre 5 et $35\ \mu\text{m}$

La coupe modélisée passe dans la zone du ciel pour laquelle nous avons des données spectroscopiques ISOCAM-CVF et IRS (Fig. 7.23, partie de gauche). Certains points de la coupe peuvent être associés à un spectre entre 5 et $35\ \mu\text{m}$, comme le montre la partie de droite de la figure 7.23. Nous pouvons donc suivre l’évolution du spectre émis par les poussières entre 5 et $35\ \mu\text{m}$ dans la zone où a lieu le changement de rapport $5\text{-}8.5\ \mu\text{m} / 12\text{-}18\ \mu\text{m}$.

Nous allons comparer les données spectroscopiques observées et modélisées. La résolution spatiale des données étant différente à chaque longueur d’onde et pour les différents instruments (ISOCAM-CVF et IRS), il faut mesurer l’impact de ces différences et les corriger si nécessaire, en ramenant les données et le modèle à la résolution la moins bonne des données étudiées (i. e. la résolution d’IRS à $35\ \mu\text{m}$). Pour estimer ces effets de résolution, nous utilisons la PSF du télescope de Spitzer à $35\ \mu\text{m}$ que nous modélisons par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de $8.4''$ ($0.24 \times \lambda$, “Spitzer Observer Manual”, § 7.4). La figure 7.22 présente un profil modélisé, convolué et non convolué par cette PSF. Nous voyons que la différence entre les deux profils, et donc l’impact de la résolution d’IRS à $35\ \mu\text{m}$, est négligeable. Or les erreurs induites par des effets de résolution ne peuvent pas être plus grandes que dans ce cas puisque le modèle à une résolution infinie et que la PSF du télescope Spitzer à $35\ \mu\text{m}$ représente la plus mauvaise résolution étudiée. Nous ne tiendrons donc pas compte des effets liés à la résolution spatiale limitée des données. Notons que la situation est différente du cas de la Tête de Cheval car les variations d’intensité ont

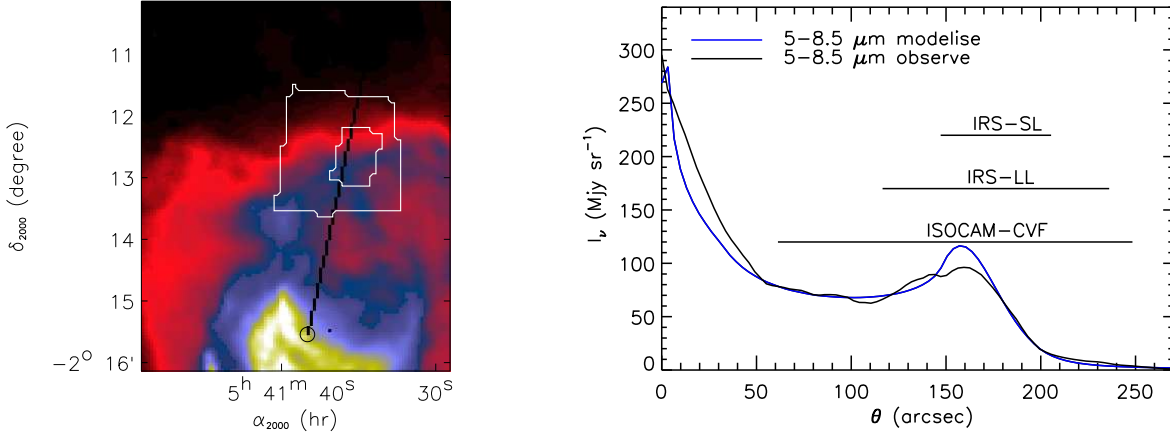


FIG. 7.23 – A gauche : Image ISOCAM à 5-8.5 μm . Les contours représentent les zones pour lesquelles nous avons des données spectroscopiques. Grande zone : données ISOCAM-CVF + IRS-LL. Petite zone : données ISOCAM-CVF + IRS-LL + IRS-SL. **A droite :** Coupe à 5-8.5 μm modélisée et observée (partie de gauche) avec les θ pour lesquels nous avons des données spectroscopiques (ISOCAM-CVF, IRS-SL ET IRS-LL) associées.

lieu sur des échelles spatiales beaucoup plus grandes dans NGC2023.

ISOCAM-CVF a une résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda \sim 40$ et IRS (SL et LL) $\lambda/\Delta\lambda \sim 64-128$. Nous modifions les résolutions spectrales des données IRS et du modèle pour les amener à celles des données ISOCAM-CVF, dans la gamme de longueurs d'onde 5-17 μm , pour laquelle nous avons des données ISOCAM-CVF. Au delà ($\lambda > 17 \mu\text{m}$), nous laissons inchangée la résolution d'IRS et ne dégradons pas la résolution du modèle qui ne contient alors qu'un continuum d'émission.

La figure 7.24 présente les spectres modélisés et observés pour différentes valeurs de θ :

- $\theta = 120''$ correspond à la position la plus proche de l'étoile pour laquelle nous avons un spectre complet. Le spectre observé est alors un spectre ISOCAM-CVF+IRS-LL. Cette position se situe dans le "plateau" d'émission et correspond à une zone pour laquelle le rapport 5-8.5 μm / 12-18 μm modélisé est proche de celui observé.
- $\theta = 160''$ correspond au spectre au pic d'émission à 5-8.5 μm dans les données et le modèle. Le spectre observé est un spectre ISOCAM-CVF,IRS-SL+IRS-LL. Comme nous le voyons sur la figure 7.23, pour cette valeur de θ , le modèle surestime la valeur de l'intensité à 5-8.5 μm . Nous avons donc, pour faciliter la comparaison des spectres, multiplié par 0.8 la valeur du spectre modélisé pour ajuster l'émission des PAHs.
- $\theta = 180''$ correspond au spectre au pic d'émission à 24 μm dans les données. Le spectre observé est un spectre ISOCAM-CVF,IRS-SL+IRS-LL.

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

θ	120''	160''	180''	200''
$\frac{(5-8.5 \mu\text{m})_{\text{fond}}}{(5-8.5 \mu\text{m})}$	9%	7%	10%	26%
$\frac{(12-18 \mu\text{m})_{\text{fond}}}{(12-18 \mu\text{m})}$	9%	7%	5%	10%

TAB. 7.1 – Proportion du fond d'émission diffuse pour les positions des spectres présentés sur la figure 7.24. Les valeurs X_{fond} sont les valeurs du fond et les valeurs X sont les valeurs de l'intensité (fond compris) à l'emplacement du spectre.

- $\theta = 200''$ correspond à la position la plus éloignée de l'étoile pour laquelle nous avons un spectre complet IRS-SL+IRS-LL. Nous n'utilisons pas les données ISOCAM-CVF pour cette position car la lumière parasite (Boulanger et al., 2005) est très importante dans les données ISOCAM-CVF pour cette zone. La valeur du spectre ISOCAM-CVF est en effet jusqu'à 50% plus élevée que celle du spectre IRS pour cette position.

Nous ne soustrayons pas de fond d'émission aux données spectroscopiques comme nous l'avons fait pour les données d'imagerie en bandes larges (ISOCAM-LW2 et ISOCAM-LW3). En effet, nous n'avons pas d'observation assez éloignée de NGC2023 pour définir un tel fond. Il peut donc y avoir une composante due à l'émission diffuse d'avant ou d'arrière plan dans les spectres que nous présentons. A titre indicatif, nous donnons pour chaque spectre, les rapports $(5-8.5 \mu\text{m})_{\text{fond}}/(5-8.5 \mu\text{m})$ et $(12-18 \mu\text{m})_{\text{fond}}/(12-18 \mu\text{m})$ dans le tableau 7.1, avec X_{fond} les valeurs du fond (§ 7.3.2 et Fig. 7.13) et X les valeurs de l'intensité observée à l'emplacement du spectre (fond compris). Le fond dans la bande $5-8.5 \mu\text{m}$ vaut au maximum 26% de l'intensité observée à $\theta = 200''$, alors qu'il ne dépasse pas 10% dans la bande $12-18 \mu\text{m}$. De plus, la proportion du fond est la même dans les deux bandes $5-8.5 \mu\text{m}$ et $12-18 \mu\text{m}$ pour $\theta = 120''$ et $\theta = 160''$. Le fond a donc probablement les mêmes propriétés spectrales que les spectres observés à ces positions. Les proportions du fond dans chaque bande deviennent ensuite différentes en raison des variations spectrales de l'émission de NGC2023 nord.

Le modèle prédit une importante contribution des gros grains à l'émission continuum dans la gamme spectrale que nous étudions. A $\theta = 120''$, ceux-ci dominent le continuum dans le spectre modélisé au-delà de $30 \mu\text{m}$ (Fig. 7.24). La forme du continuum modélisé pour les VSGs et les BGs est différente. Ainsi, le continuum des BGs présente une montée non-linéaire alors que le continuum des VSGs est pratiquement linéaire. Cette séparation du continuum en deux composantes est confirmée par les spectres observés. En effet, le spectre à $\theta = 120''$ est dominé par un continuum non-linéaire qui peut être attribué à des gros grains chauds à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement. Puis, à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile, la dilution et l'extinction du champ excitateur rendent les BGs plus froids. Ils émettent alors à plus grande longueur d'onde, laissant place à un continuum linéaire dominé par les VSGs.

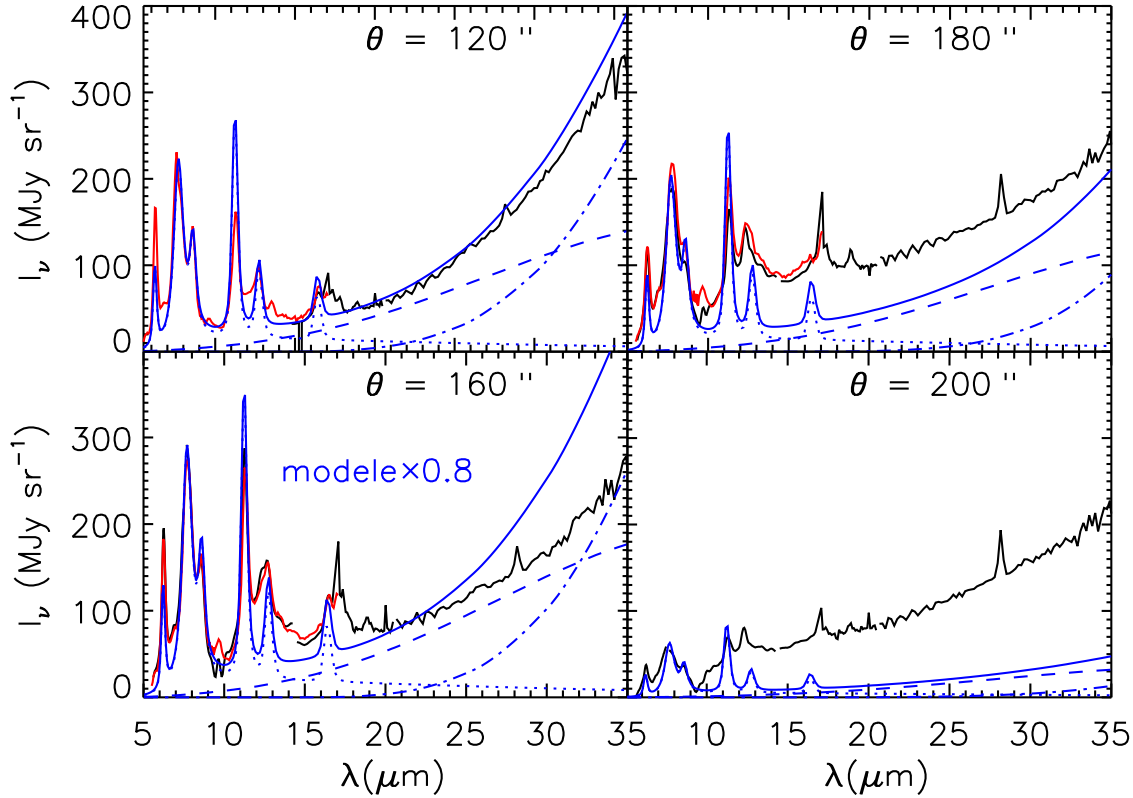


FIG. 7.24 – Evolution du spectre des poussières en fonction de θ . Ces spectres sont associés à des points situés sur la coupe définie précédemment (Fig. 7.23). En rouge : spectre ISOCAM-CVF. En noir : spectres IRS (SL et LL). Des raies d'émission de H_2 sont présentes dans les spectres observés à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et 28.5 μm . En bleu : les traits pleins sont les spectres modélisés et les pointillés, tirets et tirets-pointillés représentent les émissions respectives des PAHs, VSGs et BGs, respectivement. Notons que l'intensité du spectre modélisé pour $\theta = 160''$ est multiplié 0.8 pour ajuster l'émission des PAHs par rapport aux données et ainsi faciliter la comparaison de la forme des spectres modélisé et observé.

Les formes du continuum émis par les BGs et les VSGs dans cette gamme de longueur d'onde sont différentes car les mécanismes de chauffage et les abondances sont différentes. Les VSGs qui sont chauffées stochastiquement ont une distribution de température très large qui a pour effet d'élargir la forme de leur continuum d'émission. Il est alors possible d'avoir une forme quasi-linéaire de ce continuum sur une gamme restreinte de longueur d'onde. Les BGs ont une distribution de température qui est beaucoup plus étroite puisqu'ils sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement. De plus, leur spectre piquet à $\sim 85 \mu\text{m}$ avec une valeur de l'intensité au pic qui vaut ~ 10 fois celle des VSGs en raison de leur abondance plus élevée. Ainsi, dans la gamme de longueurs d'onde étudiée et pour les

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

champs de rayonnements considérés ($\chi \lesssim 1000$), la forme du continuum des BGs apparaît comme une remontée non-linéaire qui correspond à la partie Wien de la loi de Planck.

L'accord satisfaisant entre les rapports $5\text{-}8.5\ \mu\text{m}/12\text{-}18\ \mu\text{m}$ modélisé et observé à $\theta = 120''$ se retrouve sur l'ensemble du spectre entre 5 et $35\ \mu\text{m}$ à cette position. Les propriétés des poussières des "Cirrus" permettent donc de reproduire le spectre sur cette ligne de visée dont l'émission provient à la fois du milieu diffus (cavité+avant plan) et de la partie externe du bord dense. Comme nous le voyons sur la figure 7.24, cela n'est pas le cas pour les spectres aux θ plus élevés, dont l'émission provient du bord dense.

Sans discuter du rapport bandes/continuum, nous pouvons constater que le continuum se "linéarise" plus vite dans les observations que dans le modèle. En d'autres termes, les BGs émettent trop dans le modèle, par rapport aux VSGs, pour les spectres dominés par l'émission du bord dense.

Comme cela avait été observé avec les spectres ISOCAM-CVF (Abergel et al., 2002) entre 5 et $16\ \mu\text{m}$, nous voyons dans les spectres IRS que la partie linéaire du continuum attribuée aux VSGs (pour $\lambda \lesssim 25\ \mu\text{m}$) croît entre $\theta = 160''$ et $\theta = 180''$, alors que l'intensité des bandes décroît dès $\theta = 160''$. D'autre part, ayant ajusté le modèle pour reproduire l'émission des PAHs entre 5 et $8.5\ \mu\text{m}$, la composante linéaire du continuum est largement sous estimée, et ce, de manière croissante lorsque θ augmente. La conclusion d'une diminution de l'abondance relative PAH/VSG pour expliquer la sous-estimation du rapport $5\text{-}8.5\ \mu\text{m}/12\text{-}18\ \mu\text{m}$ par le modèle dans le bord dense est donc confirmée. Nous pouvons conclure que l'abondance relative des VSGs par rapport au PAHs augmente dès l'arrivée dans le bord dense. La comparaison des spectres modélisé et observé à $\theta = 200''$ montre que pour cette position $(\text{PAH}/\text{VSG})_{\text{mod}} \sim 5 (\text{PAH}/\text{VSG})_{\text{obs}}$. Or, l'évolution du rapport $5\text{-}8.5\ \mu\text{m}/12\text{-}18\ \mu\text{m}$ nous apprend que le rapport d'abondance PAH/VSG n'évolue plus au-delà de $\theta = 200''$ (§ 7.3.4). Ainsi, nous pouvons conclure que l'abondance relative PAH/VSG est jusqu'à 5 fois moins élevée dans les couches profondes de la PDR NGC2023 nord que dans les "Cirrus".

7.3.6 Interprétation des variations d'abondance relative

Contrairement au cas de la Tête de Cheval, nous résolvons cette fois la zone sur laquelle la variation d'abondance relative a lieu. Nous avons alors une indication sur les conditions physiques dans lesquelles elle se produit. Là encore, plusieurs processus peuvent expliquer ces variations (§ 2.4.4) :

Evolution de la matière carbonée

La photodissociation des PAHs par le rayonnement dans les couches externes de la PDR ne permet pas ici d'expliquer les variations d'abondance relative observées. En effet, les PAHs ont une abondance relative plus élevée dans la cavité diffuse, près de l'étoile où le rayonnement est plus dur et intense, que dans le bord dense où le rayonnement est éteint.

En revanche, le scénario de synthèse d'agglomérats de PAHs (e. g. Rapacioli et al., 2005, 2006) dans les nuages denses est plausible. Il prédit une abondance élevée de PAHs dans le milieu diffus (cavité+avant plan) par rapport aux VSGs en raison de la faible densité et de la photo-fragmentation des agglomérats. A l'inverse, dans le bord dense, les agglomérats de PAHs sont protégés du champ de rayonnement incident. Nous avons vu dans la section 7.3.4 que l'abondance relative PAH/VSG n'évolue plus après $\theta = 200''$. Dans le cadre de ce scénario, cela pourrait alors tracer la disparition des PAHs "free-flying". Le spectre observé à $\theta = 200''$ serait donc le spectre des agglomérats de PAHs. De plus, ce spectre est très semblable au spectre isolé par Rapacioli et al. (2005) et attribué à ces agglomérats, ainsi qu'au spectre observé dans Ced201 par Cesarsky et al. (2000) et attribué au mêmes porteurs.

Le scénario d'évolution a-C :H \rightarrow PAH (§ 2.4.3) des couches profondes de la PDR vers les couches externes de la PDR sous l'effet du champ de rayonnement pourrait être en lien avec l'évolution du rapport bandes/continuum (PAH/VSG du point de vue du modèle). En effet, la formation progressive de PAHs "free-flying" vers les couches externes de la PDRs expliquerait l'augmentation de l'intensité des bandes aromatiques par rapport au continuum des VSGs. De plus, les a-C :H qui devraient être plus gros que les PAHs "free-flying" pourraient participer à l'émission du continuum.

Détachement de la surface des gros grains

Comme pour la Tête de Cheval, les PAHs et les VSGs initialement coagulés sur les gros grains dans les nuages denses pourraient se décoller à différentes profondeurs de la PDR créant ainsi des variations d'abondance relative. Ce scénario pourrait aussi expliquer la surestimation de l'émission des gros grains dans notre modèle au-delà de $\theta = 120''$. En effet, la coagulation de très petites particules à la surface des gros grains a pour effet de former des agrégats dont l'émissivité submillimétrique est supérieure à celle des gros grains. Stepnik et al. (2003) ont mis en évidence une augmentation de l'émissivité d'un facteur ~ 3 à des profondeurs de $A_V \gtrsim 2$, dans le cas d'un nuage dense éclairé par le champ de rayonnement interstellaire moyen (Mathis et al., 1983). Ceux-ci sont alors plus froids et émettent à plus grande longueur d'onde. Ainsi, la surestimation du modèle pourrait s'expliquer par des émetteurs plus froids dans le bord dense en raison de la coagulation. De plus, l'évolution du rapport d'abondance PAH/VSG indique que dans ce cas, les VSGs seraient relâchés plus facilement que les PAHs qui resteraient coagulés sur les BGs jusque

7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

dans les couches externes de la PDRs.

Ségrégation en taille par le champ de rayonnement anisotrope

La ségrégation en taille due au champ de rayonnement anisotrope pourrait jouer un rôle important dans les variations d'abondances observées dans NGC2023 nord. En effet, comme nous l'avons déjà vu précédemment les vitesses communiquées aux grains sont d'autant plus grandes que ceux-ci sont gros (e. g. Weingartner & Draine, 2001b). Ainsi les espèces qui émettent le continuum IR moyen (les VSGs) et qui sont plus grosses que les espèces qui émettent les bandes (les PAHs) sont chassées plus facilement de la cavité autour de l'étoile et sont alors accumulées sur le bord dense, expliquant ainsi l'évolution du rapport $5\text{-}8.5\ \mu\text{m} / 12\text{-}18\ \mu\text{m}$ observé. Cependant nous avons montré que l'abondance relative des gros grains n'est pas augmentée au bord dense par rapport à la cavité comme elle devrait l'être dans ce scénario. A l'inverse, nous surestimons l'émission de ces derniers au bord dense alors que nous la reproduisons bien dans les zones plus proches de l'étoile. Le scénario de ségrégation par le champ de rayonnement anisotrope semble donc en désaccord avec les observations.

La modélisation des variations d'abondances dans cette PDR est en cours et n'est pas présentée ici. Cette modélisation demande de travailler de manière itérative : chaque fois que les abondances relatives sont changées, le profil de densité doit l'être aussi pour reproduire l'émission. Il s'agit alors de trouver les abondances relatives et le profil de densité qui permettent de reproduire l'émission des poussières à toutes les longueurs d'onde. Les contraintes sur le profil de densité déduites des données H₂ (Habart et al., 2007) permettront de simplifier ce travail. Cependant, là encore, la modélisation du gaz dans la PDR dépend beaucoup des propriétés des poussières et en particulier de celles des très petites particules. Les variations des propriétés des poussières doivent donc être prises en compte dans la modélisation de l'émission du gaz dans la PDR.

7.4 Conclusion

La modélisation de l'émission des poussières dans les PDRs de la Tête de Cheval et de NGC2023 nord a permis de mettre en évidence des variations significatives des propriétés des poussières dans ces objets. En effet, les effets de transfert de rayonnement et de projection ne permettent pas de rendre compte des variations observées du rapport d'émission bandes/continuum. Nous avons interprété ces variations en terme de variations d'abondance relative PAH/VSG. D'autres processus liés à la distribution de taille ou à la nature des poussières pourraient expliquer ces variations. Cependant, l'interprétation en terme de variations d'abondances relatives permet d'appréhender les processus qui sont à l'origine des variations tout en limitant l'espace des paramètres. D'autres études réalisées sur d'autres objets et avec d'autres méthodes ont déjà mis en évidence des variations des propriétés des poussières qui ont été interprétées en terme de variations d'abondances relatives des différentes populations de poussières (e. g. Boulanger et al., 1990; Bernard et al., 1992; Miville-Deschênes et al., 2002).

7.4.1 La Tête de Cheval

Le rapport d'abondance PAH/VSG est environ 2 fois moins élevée autour du pic d'émission de la Tête de Cheval que dans les "Cirrus". Le filament d'émission IR de la Tête de Cheval est très étroit car le bord dense illuminé est vu de côté ("edge-on") et que la densité croît rapidement jusqu'à une valeur élevée. La Tête de Cheval apparaît comme un "mur" de densité à l'interface avec la région HII de sorte que les conditions physiques varient sur une faible distance angulaire. Pour l'instant, nous n'avons pas cherché à isoler l'émission provenant des différentes profondeurs de la PDR pour observer des variations de la forme du spectre au travers du filament. Les propriétés des poussières observées sont donc des propriétés "moyennes" sur différentes profondeurs de la PDR.

7.4.2 NGC2023 nord

Dans NGC2023 nord, les variations d'abondance se font sur une échelle spatiale qui permet de les résoudre et d'isoler les conditions physiques dans lesquelles elles ont lieu. Près de l'étoile et jusqu'à $\sim 160''$ de celle-ci, les gros grains contribuent significativement à l'émission continuum aux longueurs d'onde $\lesssim 35 \mu\text{m}$. Nous avons séparé le continuum à $\lambda \lesssim 35 \mu\text{m}$ en deux composantes : (i) une composante plutôt linéaire qui est attribuée aux VSGs (i. e. aux grains chauffés stochastiquement) et (ii) une composante non linéaire attribuée aux BGs (i. e. aux grains à l'équilibre thermique). Nous avons constaté que les propriétés des poussières (PAH, VSG et BG) des "Cirrus" permettent de reproduire le spectre d'émission à $5\text{-}35 \mu\text{m}$ pour les lignes de visées contenant de l'émission la matière diffuse (cavité+avant plan) et de la partie externe du bord dense. L'abondance relative PAH/VSG décroît ensuite dans le bord dense jusqu'à atteindre une valeur ~ 5 fois moins élevée que

7.4. Conclusion

dans les “Cirrus”.

Le profil de densité radial utilisé qui permet de reproduire le profil d’émission observé à 5-8.5 μm , présente un léger désaccord avec l’émission de $\text{H}_2 \nu = 1 - 0 \text{ S}(1)$ observée. La densité au pic d’émission de H_2 dans notre modèle n’est que de $\sim 4000 \text{ H cm}^{-3}$ alors qu’elle devrait être $\gtrsim 10^4 \text{ H cm}^{-3}$. Ce désaccord n’est pas surprenant. En effet, le profil de densité utilisé est ajusté pour reproduire l’émission des PAHs à 5-8.5 μm . Or, nous avons mis en évidence une diminution de l’abondance relative PAH/VSG dans le bord dense. Une diminution de l’abondance des PAHs nécessiterait une plus grande densité pour reproduire l’émission à 5-8.5 μm observée au bord dense, réconciliant ainsi ce dernier avec les observations de H_2 à 2.12 μm .

Il est très intéressant de remarquer que la forme du spectre IR moyen du milieu diffus est la même pour le milieu diffus de haute latitude galactique “Cirrus”, pour le milieu diffus près de l’étoile (dans NGC2023, dans la cavité) ou encore pour le milieu diffus située sur la ligne de visée de NGC2023 (couleur 5-8.5 μm /12-18 μm du fond d’émission de NGC2023). Il semble donc exister un spectre “universel” des très petites particules dans le milieu diffus. Cela indique que les très petites particules pourraient ne plus, ou peu changer après avoir évoluées rapidement entre le milieu dense et le milieu diffus, sur la zone spatialement restreinte que constituent les PDRs denses. Notons que cette évolution pourrait également avoir lieu à l’interface entre un nuage dense et le milieu diffus en l’absence d’étoile à proximité, avec un temps plus long si les processus qui en sont la cause font intervenir le rayonnement.

7.4.3 Les processus responsables des variations

Nous avons évoqué plusieurs scénarios pour interpréter les variations d’abondances observées. Parmi les processus évoqués dans chacun des objets :

- Le processus de photoévaporation d’agglomérats de PAHs donne une explication cohérente pour les deux PDRs. Celui-ci prédit une diminution de l’abondance des porteurs du continuum (VSG du point de vue du modèle) en même temps qu’une augmentation de celle des porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) vers les couches extérieur de la PDR.
- Les processus liés au détachement des très petites particules coagulées sur les gros grains à des profondeurs différentes de la PDR en fonction de leurs tailles et/ou de leur nature pourraient également expliquer les variations d’abondance dans les deux PDRs. Dans ce scénario, les porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) sont relâchés dans des couches plus externes de la PDRs que les porteurs du continuum (VSG du point de vue du modèle).
- Le processus d’évolution a-C :H \rightarrow PAH des couches profondes vers les couches ex-

ternes de la PDR semble cohérent avec les variations observées. Dans ce scénario, les porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) deviennent plus abondants dans les couches externes de la PDR au détriment des a-C :H qui sont la forme dominante d'hydrocarbure dans le nuage dense, et qui pourraient émettre du continuum s'ils sont assez gros (contribution à l'abondance des VSGs du point de vue du modèle).

- Le processus de photodissociation des PAHs, que nous n'avons retenu que pour la Tête de Cheval, devrait pourtant être plus important dans NGC2023 où le champ de rayonnement est ~ 10 fois plus intense pour les photons de $h\nu < 13.6$ eV (les seuls qui pénètrent dans la PDR). Ce processus ne semble donc pas pouvoir expliquer la variation PAH/VSG observée. Dans ce scénario, seule l'abondance des porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) diminue vers les couches externes de la PDR.
- Le processus de ségrégation en taille par le champ de rayonnement anisotrope ne permet pas de rendre compte des variations spectrales observées dans NGC2023. Pour la Tête de Cheval, un travail de modélisation est nécessaire pour quantifier ces effets. Dans ce scénario, les grains s'accumulent au bord dense sous l'effet du champ de rayonnement qui les chasse de la partie diffuse dans laquelle se trouve l'étoile. La dépendance en taille de la vitesse de dérive entraîne une plus grande augmentation de l'abondance des porteurs du continuum (VSG du point de vue du modèle) que de celle des porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle)

En conclusion, les processus liés à l'évolution a-C :H \rightarrow PAHs, à l'évolution agglomérats de PAHs \rightarrow PAHs et au détachement des très petites particules de la surface des gros grains paraissent les plus vraisemblables dans les deux PDRs. Les effets liés au champ de rayonnement anisotrope pourraient également jouer un rôle dans la Tête de Cheval. Ces processus pourraient être tous actifs avec des efficacités dépendantes de la taille et de la nature des émetteurs et aussi de la profondeur dans la PDR.

Conclusion

Les poussières renferment une grande partie des éléments lourds et jouent un rôle central dans la physique et la chimie du milieu interstellaire. Comprendre les propriétés et les processus d'évolution des poussières est une des clés de la description du cycle de la matière et de l'évolution des galaxies. De plus, connaître les propriétés des poussières en fonction des conditions physiques permet d'utiliser ces dernières comme un moyen original de diagnostic des propriétés d'objets non résolus comme les galaxies lointaines. En effet, les poussières peuvent émettre une fraction importante de la luminosité totale des galaxies ($\sim 20\%$ de la luminosité bolométrique pour la Galaxie) à des longueurs d'onde peu altérées par l'extinction.

L'étude des propriétés des poussières dans les régions dominées par le rayonnement (PDRs et régions HII) présente plusieurs enjeux. D'une part, les forts gradients de conditions physiques au sein de ces objets entraînent des variations des propriétés des poussières dont l'observation, reliée aux conditions physiques dans lesquelles elles ont lieu, permet de comprendre (i) les processus mis en jeu, (ii) le lien entre les différentes populations des poussières, (iii) la nature de chacune de ces populations et (iv) les interactions gaz-grains (formation de H_2 et chauffage photoélectrique). D'autre part, ces régions dominent l'émission IR des galaxies. Mon travail de thèse a commencé en octobre 2003 à l'Institut d'Astrophysique Spatiale et porte sur l'étude de l'évolution des très petites particules dans les régions dominées par le rayonnement, à partir des données du spectromètre IRS. J'ai participé activement à la réduction et l'étalonnage des observations acquises dans le cadre du programme "SPEC-PDR" à l'automne 2004 (Tête de Cheval) et au printemps 2005 (NGC2023). Le travail d'inter-étalonnage effectué entre les données IRS et ISOCAM valide l'étalonnage photométrique des données et la chaîne de traitement développée à l'IAS.

Les observations de spectro-imagerie IRS ont permis de mettre en évidence la présence de PAHs dans le gaz ionisé à l'avant de la Tête de Cheval. Leur survie dans cette région HII pourrait être due au champ de rayonnement relativement faible et peu dur qui y règne à l'opposé d'autres régions HII plus excitées telles que la barre d'Orion et M17 dans lesquelles ils sont détruits rapidement. Le rapport de bandes $6-9 \mu\text{m}/11.3 \mu\text{m}$ diminue d'un facteur $\sim 2-3$ de la PDR vers la région HII. Cette variation est certainement liée à des effets

de charge des PAHs, plutôt cationiques dans la PDR où le gaz est neutre, alors qu'ils sont significativement neutres dans la région HII. La présence de PAHs neutres a été suggérée par Kaneda et al. (2005) pour expliquer l'émission d'une forte bande à $11.3 \mu\text{m}$ par rapport aux autres bandes à $6-9 \mu\text{m}$, observée avec IRS dans plusieurs galaxies elliptiques. Dans des galaxies spirales et à flambée de formation d'étoiles, Gordon et al. (2006) ont également constaté une diminution du rapport des bandes $6-9 \mu\text{m}/11.3 \mu\text{m}$ qui semble corrélée avec la dureté du champ de rayonnement. La Tête de Cheval représente un cas d'école pour l'interprétation des variations des propriétés des PAHs en fonction des conditions physiques dans les objets plus complexes ou non résolus, en raison de sa proximité et de la simplicité de sa géométrie.

Durant mon travail de thèse, j'ai pris la responsabilité de modéliser l'émission des poussières au travers des PDRs pour interpréter nos données IRS. J'ai d'abord mis à jour le modèle d'émission de Désert et al. (1990) rebaptisé DUSTIAS, puis développé un modèle de transfert de rayonnement utilisant les propriétés optiques des poussières du modèle DUSTIAS. J'ai alors modélisé l'émission des PDRs de la Tête de Cheval en géométrie plan parallèle et de NGC2023 nord en géométrie sphérique et mis en évidence la variation des propriétés des très petites particules dans ces PDRs. Ces variations ont été interprétées en terme de variation d'abondance relative PAH/VSG. Dans la Tête de Cheval, nous ne résolvons pas la zone sur laquelle se produit les variations spectrales, mais montrons que l'abondance relative PAH/VSG est environ 2 fois moins élevée autour du pic d'émission que dans les "Cirrus". Dans NGC2023, les variations spectrales se font sur une échelle spatiale qui permet de les résoudre et d'isoler les conditions physiques dans lesquelles elles ont lieu. Le rapport d'abondances PAH/VSG est égale à celui des "Cirrus" dans les parties externes de la PDR qui sont plutôt diffuses. Ce rapport diminue vers les couches profondes du bord dense jusqu'à être environ 5 fois plus faible que dans les "Cirrus". Mon travail suggère également l'existence d'un spectre "universel" des très petites particules pour le milieu diffus. En effet, les spectres (1) des "Cirrus", (2) du milieu diffus près de l'étoile dans NGC2023 et (3) du milieu diffus responsable du fond d'émission dans NGC2023 sont semblables. Les propriétés des très petites particules semblent donc évoluer rapidement du milieu dense vers le milieu diffus et ne presque plus évoluer dans le milieu diffus.

J'ai identifié différents processus qui pourraient expliquer la variation des propriétés des très petites particules dans les deux PDRs : (i) l'évolution d'hydrocarbures aliphatiques riches en hydrogène (a-C :H) dans les couches profondes des PDRs vers des PAHs dans les couches externes des PDRs, (ii) l'évolution d'agglomérats de PAHs dans les couches profondes des PDRs vers des PAHs dans les couches externes des PDRs et (iii) le détachement ("décoagulation") de la surface des gros grains des très petites particules responsables de l'émission des bandes et du continuum à des profondeurs différentes dans la PDRs. Les effets liés à la ségrégation en taille due au champ de rayonnement anisotrope pourraient

également jouer un rôle dans la Tête de Cheval. Ces processus pourraient être tous actifs avec des efficacités dépendantes de la taille et de la nature des émetteurs et aussi de la profondeur dans la PDR. Quoiqu'il en soit, les variations d'abondances relatives des très petites particules dans les PDRs ont un impact fort sur le couplage avec le gaz, en particulier sur le chauffage par effet photoélectrique et la formation de H₂. La prise en compte de l'évolution de celles-ci est donc essentiel dans les modèles de PDRs.

Mon travail n'a pas permis l'étude de l'évolution des plus grosses poussières à l'équilibre thermique. Elles émettent à plus grandes longueur d'onde et nous devons attendre le lancement de l'observatoire Herschel en 2008 pour l'analyse de l'évolution de ces poussières sur des échelles spatiales comparables à celles observées avec Spitzer pour les très petites particules. Le spectre complet des poussières sera alors disponible permettant ainsi de suivre l'évolution des propriétés de toutes les espèces de poussières simultanément aux travers des PDRs. Cela devrait permettre d'étudier le lien entre les variations spectrales des très petites particules et celles des grains à l'équilibre pour tester en particulier le scénario de "décoagulation". La modélisation du spectre complet des poussières au travers un grand nombre de PDRs devrait permettre grâce à la large gamme de conditions physiques de discriminer les processus responsables de l'évolution des poussières.

Annexe A

Intégration des grandeurs physiques en géométrie sphérique pour NGC2023

A.1 Intégration de l'émissivité

Nous explicitons ici la méthode employée pour intégrer l'intensité en géométrie sphérique concave sur chaque ligne de visée.

Nous partons des profils d'émissivité calculés avec le modèle de transfert de rayonnement en géométrie plan-parallèle (§ 7.1). Dans le cas présent, nous notons r la profondeur dans le nuage qui commence dès l'étoile, au lieu de z dans la section 7.1. $E_{\text{Avant-plan}}(\lambda, r)$ et $E_{\text{Intérieur}}(\lambda, r)$ sont les profils d'émissivité à la longueur d'onde λ correspondant respectivement aux profils de densité de l'avant-plan et de l'intérieur (Fig.7.12). Ces profils sont exprimés en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$. La figure A.1 illustre la manière dont nous intégrons l'émissivité sur chaque ligne de visée pour obtenir l'intensité correspondant. Nous voyons sur ce schéma qu'une ligne de visée éloignée de l'étoile d'une distance angulaire θ dans le ciel passe à la distance y de l'étoile lorsqu'elle coupe le plan perpendiculaire à la ligne de visée qui contient l'étoile. Les lignes de visée sont considérées comme parallèles entre elles au niveau de NGC2023. Pour θ fixé, nous avons $y \simeq D \times \theta$. Notons x la distance au plan perpendiculaire à la ligne de visée et contenant l'étoile. Nous avons :

$$E_{\text{Avant-plan}}(\lambda, x, y) = E_{\text{Avant-plan}}(\lambda, r = \sqrt{x^2 + y^2}) \quad (\text{A.1})$$

et

$$E_{\text{Intérieur}}(\lambda, x, y) = E_{\text{Intérieur}}(\lambda, r = \sqrt{x^2 + y^2}). \quad (\text{A.2})$$

La profondeur optique d'extinction dans l'IR entre la matière émettrice et l'observateur est

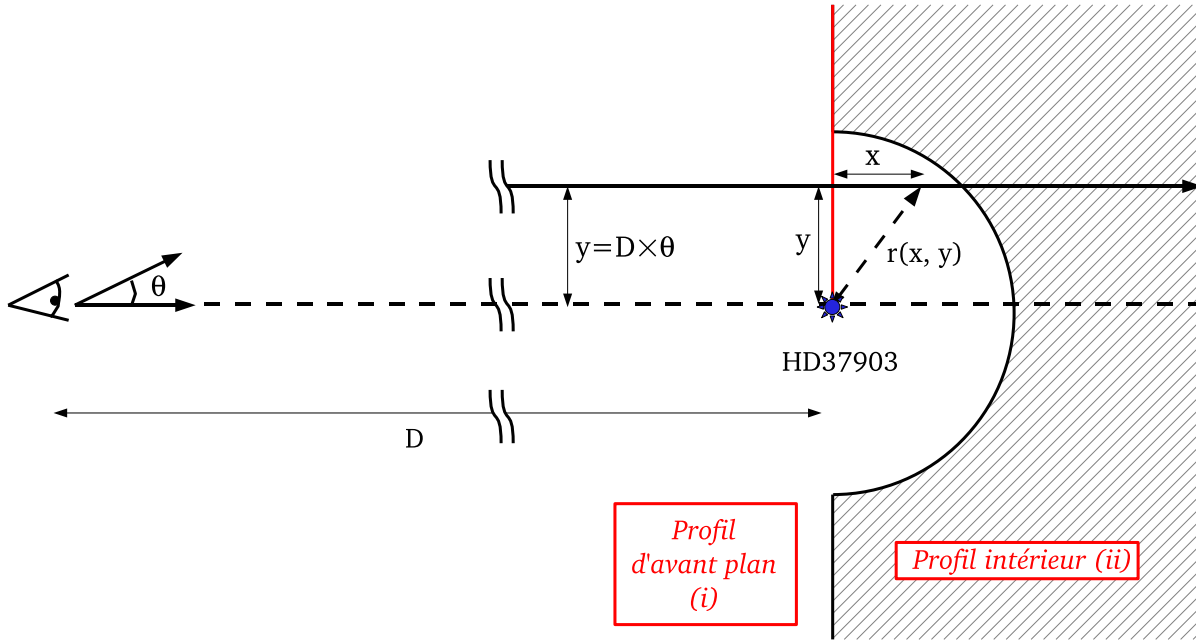


FIG. A.1 – Schéma illustrant la méthode d'intégration en géométrie sphérique.

négligeable. Nous pouvons alors écrire :

$$I(\theta, \lambda) = I_{\text{Avant-plan}}(\theta, \lambda) + I_{\text{Intérieur}}(\theta, \lambda) \quad (\text{A.3})$$

avec

$$I_{\text{Avant-plan}}(\theta, \lambda) = \int_0^{x_{\text{max}}} E_{\text{Avant-plan}}(\lambda, x, y) dx \quad (\text{A.4})$$

et

$$I_{\text{Intérieur}}(\theta, \lambda) = \int_0^{x_{\text{max}}} E_{\text{Intérieur}}(\lambda, x, y) dx. \quad (\text{A.5})$$

Nous définissons x_{max} à partir de la profondeur maximum r_{max} utilisée pour le transfert plan-parallèle : $x_{\text{max}} = \sqrt{r_{\text{max}}^2 - y^2}$. En effet, $E_{\text{Avant-plan}}(\lambda, r)$ et $E_{\text{Intérieur}}(\lambda, r)$ sont définies pour $r \in [0; r_{\text{max}}]$. Nous choisissons une profondeur r_{max} identique pour les profils d'avant-plan et de l'intérieur et suffisamment grande pour que si on augmente sa valeur, les profils d'émission $I(\theta, \lambda)$ restent inchangés (i. e. pour correctement tenir compte du champ rétro-diffusé).

Les $I(\theta, \lambda)$ sont alors exprimés en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ que nous convertissons en MJy sr^{-1} qui est l'unité de nos observations. Rappelons que $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

A.2 Intégration des paramètres physiques (n_{H} , χ)

Nous pouvons calculer pour chaque ligne de visée θ , la densité moyenne de la matière sur cette ligne de visée pondérée par l'émissivité $E(\lambda, x, y)$. Nous appelons cette grandeur

A.2. Intégration des paramètres physiques (n_H, χ)

la densité moyenne de la matière émettrice à la longueur d'onde λ . Nous avons alors :

$$\langle n_H \rangle_{\text{matiere emettrice}, \lambda}(\theta) = \frac{\int_0^{x_{\max}} n_H(x, y) E(\lambda, x, y) dx}{\int_0^{x_{\max}} E(\lambda, x, y) dx}. \quad (\text{A.6})$$

De la même manière, nous calculons l'intensité moyenne du champ excitateur des poussières émettrices sur une ligne de visée :

$$\langle \chi \rangle_{\text{matiere emettrice}, \lambda}(\theta) = \frac{\int_0^{x_{\max}} \chi(x, y) E(\lambda, x, y) dx}{\int_0^{x_{\max}} E(\lambda, x, y) dx} \quad (\text{A.7})$$

avec χ , la valeur du champ excitateur en unité de champ de Mathis (Mathis et al., 1983) entre 6 et 13.6 eV.

Annexe B

Liste des acronymes

AIB Aromatic Infrared Band

BCD Basic Calibrated Data

BG Big Grain

COBE Cosmic Background Explorer

DBP Désert, Boulanger & Puget, 1990, A&A, 237, 215

ESA European Space Agency

IAS Institut d'Astrophysique Spatiale

IR Infrarouge

IRAC Infrared Array Camera

IRAS Infrared Astronomical Satellite

IRS InfraRed Spectrograph

IRTS Infrared Telescope in Space

ISO Infrared Space Telescope

IUE International Ultraviolet Explorer

MIPS Multiband Imaging Photometer

MIS Milieu Interstellaire

NASA National Aeronautics and Space Administration

PAH Polycyclic Aromatic Hydrocarbon

PDR Photodissociation Region

PSF Point Spread Function

SSC Spitzer Science Center

SST Spitzer Space Telescope

UV Ultraviolet

VSG Very Small Grain

Annexe C

Publications et communications

C.1 Publications dans des revues à comité de lecture

- *Aromatic emission bands from the ionised mane of the Horsehead nebula*, Compiègne M., Abergel A., Verstraete L., Reach W.T., Habart E., Boulanger F. & Joblin C., soumis à A&A.
- *Excitation of H_2 in Photo-Dissociation Regions as seen by Spitzer*, Habart E., Abergel A., Boulanger F., Joblin C., Le Bourlot J., Compiègne M., Verstraete L. & Pineau des Forêts G., en préparation en vue d'une soumission à A&A.
- *H_2 pure rotational lines in the Horsehead nebula Photo-Dissociation Region*, Habart E., Abergel A., Joblin C., Le Bourlot J., Compiègne M. & Verstraete L., en préparation en vue d'une soumission à A&A.

C.2 Publications suite à des conférences

- *Evolution of very small particles in photodissociation regions : Spitzer data and modelling*, Compiègne M., Abergel A., Verstraete L. & Habart E., Semaine de l'Astrophysique française, 2005, p367
- *Very Small Particles and Chemistry in Photodissociation Regions : from ISO to Spitzer*, Joblin C., Abergel A., Bernard J.P., Berne O., Boulanger F., Cernicharo J., Compiègne M. et al., International Astronomical Union. Symposium no. 231, 2005.
- *Aromatic emission bands from the ionised mane of the Horsehead nebula*, Compiègne M., Abergel A., Verstraete L., Reach W.T., Habart E., Boulanger F. & Joblin C., Semaine de l'Astrophysique française, 2006.
- *Revealing the three dimensional structure of the ISM*, Marshall D.J., Robin A., Reylé C., Schultheis M., Jones A., Boulanger F., Compiègne M. & Picaud S., Mapping the Galaxy and nearby galaxies, 2006.

C.3 Communications

C.3.1 Orales

- *Evolution des très petites particules dans les régions de photodissociations : données Spitzer et modélisation*, Semaine de l'Astrophysique française, 2005, Starsbourg.
- *Emission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval*, Semaine de l'Astrophysique française, 2006, Paris.

C.3.2 Posters

- *L'évolution des très petits grains de poussière dans les régions de photodissociation*, Colloque général du programme national de physique et chimie du milieu interstellaire, 2004, Gérardmer (Vosges).
- *Les poussières dans le milieu interstellaire et leurs évolution dans les régions de photodissociation*, Colloque Alain Bouyssy, Université Paris-Sud 11, 2005, Orsay.
- *Aromatic emission bands from the HII region ahead the Horsehead nebula*, Workshop Dust from fundamental studies to astronomical observations, 2006, Les Houches, France.

Table des figures

1.1	Structure schématique du milieu interstellaire	6
1.2	La Tête de Cheval et σ Orionis en visible.	8
1.3	Schéma de la structure d’une région de photodissociation	10
2.1	Illustration de la méthode par paire pour la détermination de la courbe d’extinction	17
2.2	Courbe d’extinction moyenne du milieu interstellaire	18
2.3	Courbe d’extinction analytique de Cardelli et al. (1989)	19
2.4	Albédo des poussières interstellaires	20
2.5	Spectre d’émission des poussières dans les Cirrus	22
2.6	Variation du spectre d’émission des poussières avec χ	23
2.7	Illustration des fluctuations en température des très petits grains interstellaires.	25
2.8	Exemple de structures de PAHs “terrestres”	26
2.9	Sections efficaces de PAHs ⁰ et PAHs ⁺	28
2.10	Schéma représentatif du cycle d’évolution des poussières	30
2.11	Schéma représentatif de l’évolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire	32
3.1	Vue d’ensemble du satellite Spitzer	37
3.2	Schéma du satellite et de l’assemblage cryogénique	38
3.3	Contraintes sur le pointage du SST.	39
3.4	Le télescope Ritchey-Chrétien de 85 cm à bord du satellite Spitzer	40
3.5	Projection du plan focal du SST.	41
3.6	Transmission des canaux IRAC	42
3.7	La galaxie d’Andromède (M31) vue par IRAC	43
3.8	Schéma de l’instrument IRS	44
3.9	Schéma des différentes fentes et des “pick-up” de l’instrument IRS	48
3.10	Sensibilités des modules haute résolution d’IRS (SH et LH)	49
3.11	Sensibilités des modules basse résolution d’IRS (SL et LL)	50

4.1	Illustration du positionnement des fentes d'IRS sur une source.	55
4.2	Illustration du signal sur les détecteurs IRS-SL et IRS-LL	56
4.3	Illustration du signal sur les détecteurs IRS-SH et IRS-LH	56
4.4	Représentation schématique de la chaîne de traitement BCD des données IRS	57
4.5	Illustration de la reprojexion des données IRS-LL de la Tête de Cheval. . . .	60
4.6	Image des décalage/centre de la fente et des valeurs des longueurs d'onde pour le détecteur LL.	60
4.7	Emission zodiacale vu depuis le télescope Spitzer pour $\alpha_{2000} = 268^{\circ}96$ et $\delta_{2000} = 65^{\circ}43$	61
4.8	PSF d'IRS & schéma illustrant la perte de flux dans la fente	63
4.9	Fonction de perte de flux dans la fente pour SL et LL.	64
4.10	Transmission totale d'ISOCAM LW2 et LW3.	65
4.11	Zone utilisée pour l'inter-étalonnage IRS-ISOCAM dans NGC2023	66
4.12	Diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL) pour NGC2023.	66
4.13	La Tête de Cheval vue sur le détecteur d'ISOCAM dans la bande LW2	67
4.14	Diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL) pour la Tête de Cheval(grille 6"/pixel).	67
6.1	Modèle de Désert : Courbe d'extinction du milieu diffus dans le visible et l'UV.	86
6.2	Modèle de Désert : Courbe d'extinction du milieu diffus dans l'IR.	87
6.3	Modèle de Désert : Albédo pour le milieu diffus.	87
6.4	Modèle de Désert : Spectre d'émission des poussières du milieu diffus	88
6.5	Comparaison des sections efficaces d'absorption des PAHs	90
6.6	Extinction du modèle DBP avec PAHs Verstraete (2001)	90
6.7	Extinction UV-visible-proche IR du modèle DUSTIAS, distribution de taille de DBP	93
6.8	Émission du modèle DUSTIAS, distribution de taille de DBP	94
6.9	Sections efficaces d'extinction modélisées pour le MIS diffus. Modèles DUS- TIAS et Désert.	95
6.10	Extinction UV-visible-proche IR du MIS diffus. Modèles DUSTIAS et Désert	96
6.11	Émission du MIS diffus. Modèles DUSTIAS et Désert	97
7.1	Vue schématique du modèle de transfert en géométrie plan-parallèle semi- infini	100
7.2	La Tête de Cheval vue dans la raie H α et à 8 μ m	104
7.3	Schéma représentatif des paramètres du modèle d'émission des poussières dans la Tête de Cheval	106
7.4	Images moyennes à 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32 μ m des données SL et LL . .	107

7.5	Coupes moyennes à 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32 μm des données SL et LL au travers du filaments et résultat de la modélisation des coupes	108
7.6	Illustration des critères utilisés pour le calcul du spectre moyen au pic dans les données IRS	110
7.7	Illustration des critères utilisés pour le calcul du spectre moyen au pic dans le modèle	110
7.8	Comparaison des spectres IRS et modélisé au pic d'émission du filament . . .	111
7.9	Comparaison des spectres IRS et modélisé (abondance des PAHs diminuée) au pic d'émission du filament	112
7.10	Comparaison des spectres IRS et modélisé (abondances des PAHs et VSG modifiées) au pic d'émission du filament	113
7.11	Nuage moléculaire L1630 vu dans le visible.	117
7.12	Schéma représentatif du modèle géométrique utilisé pour NGC2023	118
7.13	Cartes de l'émission de NGC2023 à 5-8.5 μm et 5-8.5 $\mu\text{m}/12-18 \mu\text{m}$	120
7.14	Coupe dans les données de NGC2023 nord	121
7.15	Modélisation du profil 5-8.5 μm de NGC2023 Nord (I).	123
7.16	Influence de la partie diffuse du profil de densité sur le profil d'émission à 5-8.5 μm modélisé (NGC2023)	124
7.17	Modélisation du profil 5-8.5 μm de NGC2023 Nord (II).	125
7.18	Profil d'émission H_2 à 2.12 μm , NGC2023 nord	126
7.19	Profils d'émission modélisés et observés à 5-8.5 μm et 12-18 μm dans NGC2023.128	128
7.20	Spectre modélisé (5-40 μm) à $\theta = 10''$ de l'étoile excitatrice dans NGC2023 . . .	129
7.21	Variation du rapport 5-8.5 $\mu\text{m} / 12-18 \mu\text{m}$ observé et de la densité moyenne de matière émettrice modélisé.	130
7.22	Illustration de l'effet de la résolution IRS à 35 μm	131
7.23	Représentation des zones observées avec IRS et ISOCAM-CVF	132
7.24	Evolution du spectre des poussières observé et modélisé (5-35 μm) dans NGC2023.134	134
A.1	Schéma illustrant la méthode d'intégration en géométrie sphérique.	146

Bibliographie

- Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., et al. *Evolution of very small particles in the southern part of orion b observed by isocam*, 2002, *A&A*, **389**, 239.
- Abergel, A., Teyssier, D., Bernard, J. P., et al. *Isocam and molecular observations of the edge of the horsehead nebula*, 2003, *A&A*, **410**, 577.
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. *Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way*, March 1985, *ApJ*, **290**, L25–L28.
- Allamandola, L. J., Tielens, G. G. M., & Barker, J. R. *Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons - The infrared emission bands, the excitation/emission mechanism, and the astrophysical implications*, December 1989, *ApJS*, **71**, 733–775.
- Allamandola, L. J., Hudgins, D. M., & Sandford, S. A. *Modeling the unidentified infrared emission with combinations of polycyclic aromatic hydrocarbons*, 1999, *ApJ*, **511**, L115.
- Allers, K. N., Jaffe, D. T., Lacy, J. H., Draine, B. T., & Richter, M. J. *H₂ Pure Rotational Lines in the Orion Bar*, September 2005, *ApJ*, **630**, 368–380.
- Anders, E. & Grevesse, N. *Abundances of the elements - Meteoritic and solar*, January 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **53**, 197–214.
- Anderson, C. M., Weitenbeck, A. J., Code, A. D., et al. *Ultraviolet Interstellar Polarization of Galactic Starlight. I. Observations by the Wisconsin Ultraviolet Photo Polarimeter Experiment*, December 1996, *AJ*, **112**, 2726–+.
- Andriessse, C. D. *Platt particles in M 17*, May 1978, *A&A*, **66**, 169–173.
- Anthony-Twarog, B. J. *The H-beta distance scale for B stars - The Orion association*, August 1982, *AJ*, **87**, 1213–1222.
- Arendt, R. G., Odegard, N., Weiland, J. L., et al. *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness*, November 1998, *ApJ*, **508**, 74–105.

- Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M. *The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons*, 1994, ApJ, **427**, 822.
- Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., & jr Bauschlicher, C. W. *Theoretical modeling of infrared emission from neutral and charged polycyclic aromatic hydrocarbons. i.*, 2001a, ApJ, **556**, 501.
- Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., jr Bauschlicher, C. W., Hudgins, D. M., & Allamandola, L. J. *Theoretical modeling of infrared emission from neutral and charged polycyclic aromatic hydrocarbons. ii.*, 2001b, ApJ, **560**, 261.
- Barnard, E. E. *On the dark markings of the sky, with a catalogue of 182 such objects.*, January 1919, ApJ, **49**, 1–24.
- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., et al. *First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by Archeops*, September 2004, A&A, **424**, 571–582.
- Bernard, J. P., Boulanger, F., Desert, F. X., & Puget, J. L. *Modelling of IR emission of interstellar clouds. I - Emission of isolated clouds and dust abundance variations*, September 1992, A&A, **263**, 258–274.
- Berne, O., Joblin, C., Deville, Y., et al. *Analysis of the emission of very small dust particles from Spitzer spectro-imagery data using Blind Signal Separation Methods*, 2006, A&A, submitted.
- Biermann, P. & Harwit, M. *On the origin of the grain-size spectrum of interstellar dust*, October 1980, ApJ, **241**, L105–L107.
- Blommaert, J. A. D. L., Siebenmorgen, R., Coulais, A., et al., editeurs. June 2003, *The ISO Handbook, Volume II - CAM - The ISO Camera*.
- Boudet, N., Mutschke, H., Nayral, C., et al. *Temperature Dependence of the Submillimeter Absorption Coefficient of Amorphous Silicate Grains*, November 2005, ApJ, **633**, 272–281.
- Boulanger, F., Falgarone, E., Puget, J. L., & Helou, G. *Variations in the abundance of transiently heated particles within nearby molecular clouds*, November 1990, ApJ, **364**, 136–145.
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. *The dust/gas correlation at high Galactic latitude.*, August 1996, A&A, **312**, 256–262.
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J. P., et al. *The Nature of Small Interstellar Dust Particles*, Dans Yun, J. & Liseau, L., editeurs, *ASP Conf. Ser. 132 : Star Formation with the Infrared Space Observatory*, pages 15–+, 1998a.

-
- Boulanger, F., Boissel, P., Cesarsky, D., & Ryter, C. *The shape of the unidentified infra-red bands : analytical fit to isocam spectra*, 1998b, A&A, **339**, 194.
- Boulanger, F., Lorente, R., Miville Deschênes, M. A., et al. *Mid-IR spectro-imaging observations with the ISOCAM CVF : Final reduction and archive*, June 2005, A&A, **436**, 1151–1158.
- Boulanger, F. *Studies of Diffuse Infrared Emission*, Dans Laureijs, R. J., Leech, K., & Kessler, M. F., editeurs, *ESA SP-455 : ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission*, pages 3–+, 2000.
- Burgh, E. B., McCandliss, S. R., & Feldman, P. D. *Rocket Observations of Far-Ultraviolet Dust Scattering in NGC 2023*, August 2002, ApJ, **575**, 240–249.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, October 1989, ApJ, **345**, 245–256.
- Cardelli, J. A., Meyer, D. M., Jura, M., & Savage, B. D. *The Abundance of Interstellar Carbon*, August 1996, ApJ, **467**, 334–+.
- Carrez, P., Demyk, K., Cordier, P., et al. *Low-energy helium ion irradiation-induced amorphization and chemical changes in olivine : Insights for silicate dust evolution in the interstellar medium*, November 2002, Meteoritics and Planetary Science, **37**, 1599–1614.
- Castor, J., McCray, R., & Weaver, R. *Interstellar bubbles*, 1975, ApJ, **200**, L107.
- Cesarsky, D., Lequeux, J., Ryter, C., & Gérin, M. *ISO observations of the reflection nebula Ced 201 : evolution of carbonaceous dust*, February 2000, A&A, **354**, L87–L91.
- Chlewicki, G. & Laureijs, R. J. *Model of grain properties based on IRAS observations. I - Evidence for new particle populations*, December 1988, A&A, **207**, L11+.
- Chokshi, A., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. *Dust coagulation*, April 1993, ApJ, **407**, 806–819.
- Chrysostomou, A., Aitken, D. K., Jenness, T., et al. *The magnetic field structure in W51A*, April 2002, A&A, **385**, 1014–1021.
- Clerke, A. M. 1903, *Problems in astrophysics*. London : Black.
- Cohen, M., Anderson, C. M., Cowley, A., et al. *The peculiar object HD 44179 / 'The red rectangle' /*, February 1975, ApJ, **196**, 179–189.
- Cox, D. P. *The Three-Phase Interstellar Medium Revisited*, September 2005, ARA&A, **43**, 337–385.

- Dartois, E., Muñoz Caro, G. M., Deboffle, D., & d'Hendecourt, L. *Diffuse interstellar medium organic polymers. Photoproduction of the 3.4, 6.85 and 7.25 μm features*, August 2004, A&A, **423**, L33–L36.
- Dartois, E., Muñoz Caro, G. M., Deboffle, D., Montagnac, G., & D'Hendecourt, L. *Ultraviolet photoproduction of ISM dust. Laboratory characterisation and astrophysical relevance*, March 2005, A&A, **432**, 895–908.
- Dartois, E., Geballe, T. R., Pino, T., et al. *IRAS 08572+3915 : constraining the aromatic versus aliphatic content of interstellar HACs*, February 2007, A&A, **463**, 635–640.
- Dartois, E. *The Ice Survey Opportunity of ISO*, August 2005, Space Science Reviews, **119**, 293–310.
- De Frees, D. J., Miller, M. D., Talbi, D., Pauzat, F., & Ellinger, Y. *Theoretical infrared spectra of some model polycyclic aromatic hydrocarbons - Effect of ionization*, May 1993, ApJ, **408**, 530–538.
- De Graauw, T., Haser, L. N., Beintema, D. A., et al. *Observing with the ISO Short-Wavelength Spectrometer.*, November 1996, A&A, **315**, L49–L54.
- Demyk, K., Carrez, P., Leroux, H., et al. *Structural and chemical alteration of crystalline olivine under low energy He⁺ irradiation*, March 2001, A&A, **368**, L38–L41.
- Désert, F. X., Boulanger, F., & Shore, S. N. *Grain temperature fluctuations - A key to infrared spectra*, May 1986, A&A, **160**, 295–300.
- Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. *Interstellar dust models for extinction and emission*, October 1990, A&A, **237**, 215–236.
- Dhendecourt, L. B., Leger, A., Olofsson, G., & Schmidt, W. *The Red Rectangle - A possible case of visible luminescence from polycyclic aromatic hydrocarbons*, December 1986, A&A, **170**, 91–96.
- Dole, H., Rieke, G. H., Lagache, G., et al. *Confusion of Extragalactic Sources in the Mid- and Far-Infrared : Spitzer and Beyond*, September 2004, ApJS, **154**, 93–96.
- Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. 2003, *Astrophysics of the diffuse universe*. Astrophysics of the diffuse universe, Berlin, New York : Springer, 2003. Astronomy and astrophysics library, ISBN 3540433627.
- Dotson, J. L., Davidson, J., Dowell, C. D., Schleuning, D. A., & Hildebrand, R. H. *Far-Infrared Polarimetry of Galactic Clouds from the Kuiper Airborne Observatory*, May 2000, ApJS, **128**, 335–370.

-
- Draine, B. T. & Anderson, N. *Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains*, May 1985, ApJ, **292**, 494–499.
- Draine, B. T. & Lee, H. M. *Optical properties of interstellar graphite and silicate grains*, October 1984, ApJ, **285**, 89–108.
- Draine, B. T. & Li, A. *Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains*, April 2001, ApJ, **551**, 807–824.
- Draine, B. T. & Li, A. *Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era*, March 2007, ApJ, **657**, 810–837.
- Draine, B. T. *Interstellar Dust Grains*, 2003a, ARA&A, **41**, 241–289.
- Draine, B. T. *Scattering by Interstellar Dust Grains. II. X-Rays*, December 2003b, ApJ, **598**, 1026–1037.
- Duley, W. W. & Williams, D. A. *The infrared spectrum of interstellar dust - Surface functional groups on carbon*, July 1981, MNRAS, **196**, 269–274.
- Duley, W. W. *Chemical Evolution of Carbonaceous Material in Interstellar Clouds*, January 2000, ApJ, **528**, 841–848.
- Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., et al. *Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index*, June 2003, A&A, **404**, L11–L15.
- Dwek, E. & Arendt, R. G. *Dust-gas interactions and the infrared emission from hot astrophysical plasmas*, 1992, ARA&A, **30**, 11–50.
- Dwek, E., Foster, S. M., & Vancura, O. *Cooling, Sputtering, and Infrared Emission from Dust Grains in Fast Nonradiative Shocks*, January 1996, ApJ, **457**, 244–+.
- Dwek, E., Arendt, R. G., Fixsen, D. J., et al. *Detection and Characterization of Cold Interstellar Dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission, from COBE Observations*, February 1997, ApJ, **475**, 565–+.
- Dwek, E. *Temperature fluctuations and infrared emission from dust particles in a hot gas*, March 1986, ApJ, **302**, 363–370.
- Dwek, E. *The Evolution of the Elemental Abundances in the Gas and Dust Phases of the Galaxy*, July 1998, ApJ, **501**, 643–+.
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. *The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope*, September 2004, ApJS, **154**, 10–17.
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., et al. *CLOUDY 90 : Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra*, July 1998, PASP, **110**, 761–778.

- Ferland, G. J. *Quantitative Spectroscopy of Photoionized Clouds*, 2003, *ARA&A*, **41**, 517–554.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. *An analysis on the shapes of ultraviolet extinction curves. I - The 2175 Å bump*, August 1986, *ApJ*, **307**, 286–294.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. *An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. II - The far-UV extinction*, May 1988, *ApJ*, **328**, 734–746.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. *An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. III - an atlas of ultraviolet extinction curves*, January 1990, *ApJS*, **72**, 163–189.
- Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., et al. *Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission*, July 2006, *A&A*, **453**, 969–978.
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. *Massive Stars and the Energy Balance of the Interstellar Medium. I. The Impact of an Isolated 60 solar mass Star*, September 2003, *ApJ*, **594**, 888–910.
- Gatley, I., Hasegawa, T., Suzuki, H., et al. *Fluorescent molecular hydrogen emission from the reflection nebula NGC 2023*, July 1987, *ApJ*, **318**, L73–L76.
- Giard, M., Bernard, J. P., Lacombe, F., Normand, P., & Rouan, D. *PAH destruction at ionization fronts*, 1994a, *A&A*, **291**, 239.
- Giard, M., Lamarre, J. M., Pajot, F., & Serra, G. *The large scale distribution of PAHs in the Galaxy*, June 1994b, *A&A*, **286**, 203–210.
- Gies, D. R. & Lambert, D. L. *Carbon, nitrogen, and oxygen abundances in early B-type stars*, March 1992, *ApJ*, **387**, 673–700.
- Gillett, F. C., Forrest, W. J., & Merrill, K. M. *8-13 micron spectra of ngc 7027, bd +30 3639 and ngc 6572.*, 1973, *ApJ*, **183**, 87.
- Goicoechea, J. R., Pety, J., Gerin, M., et al. *Low sulfur depletion in the Horsehead PDR*, September 2006, *A&A*, **456**, 565–580.
- Gordon, K. D., Witt, A. N., & Friedmann, B. C. *Detection of Extended Red Emission in the Diffuse Interstellar Medium*, May 1998, *ApJ*, **498**, 522–+.
- Gordon, K. D., Engelbracht, C. W., Smith, J. . T., Rieke, G. H., & Misselt, K. A. *Aromatic Features in M101 HII Regions and Starburst Galaxies*, May 2006, ArXiv Astrophysics e-prints.

-
- Greenberg, J. M., Gillette, J. S., Muñoz Caro, G. M., et al. *Ultraviolet Photoprocessing of Interstellar Dust Mantles as a Source of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Other Conjugated Molecules*, March 2000, ApJ, **531**, L71–L73.
- Guhathakurta, P. & Draine, B. T. *Temperature fluctuations in interstellar grains. I - Computational method and sublimation of small grains*, October 1989, ApJ, **345**, 230–244.
- Habart, E., Abergel, A., Walmsley, C. M., Teyssier, D., & Pety, J. *Density structure of the Horsehead nebula photo-dissociation region*, July 2005, A&A, **437**, 177–188.
- Habart, E., Abergel, A., Verstraete, L., et al. *Physical conditions as probe by H₂ emission lines in NGC2023 north*, 2007, A&A, en préparation.
- Habing, H. J. *The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å*, January 1968, Bull. Astron. Inst. Netherlands, **19**, 421–+.
- Harvey, P. M., Thronson, Jr., H. A., & Gatley, I. *A far-infrared study of the reflection nebula NGC 2023*, February 1980, ApJ, **235**, 894–898.
- Hayakawa, H. & Hayakawa, S. *Power-law size distribution of dust grains*, 1988, PASJ, **40**, 341–345.
- Heck, A., Egret, D., Jaschek, M., & Jaschek, C. *IUE low-dispersion spectra flux catalogue. I - Normal stars (magnetic tape)*, August 1984, A&AS, **57**, 213–216.
- Heger, M. L. *Further study of the sodium lines in class B stars ; The spectra of certain class B stars in the regions 5630Å-6680Å and 3280Å-3380Å ; Note on the spectrum of [gamma] Cassiopeiae between 5860Å and 6600Å*, 1922, Lick Observatory Bulletin, **10**, 141–148.
- Heney, L. G. & Greenstein, J. L. *Diffuse radiation in the Galaxy*, January 1941, ApJ, **93**, 70–83.
- Herschel, W. *On the Construction of the Heavens.*, 1785, Philosophical Transactions Series I, **75**, 213–266.
- Hily-Blant, P., Teyssier, D., Philipp, S., & Gusten, R. *Velocity field and star formation in the horsehead nebula*, 2005, A&A, **440**, 909.
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. *Dense Photodissociation Regions (PDRs)*, 1997, ARA&A, **35**, 179–216.
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. *Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies*, January 1999, Reviews of Modern Physics, **71**, 173–230.
- Holweber, H. *Photospheric Abundances : Problems, Updates, Implications*, Dans Wimmer-Schweingruber, R. F., editeur, *AIP Conf. Proc. 598 : Joint SOHO/ACE workshop "Solar and Galactic Composition"*, pages 23–+, 2001.

- Hony, S., vanKerckhoven, C., Peeters, E., et al. *The ch out-of-plane bending modes of pah molecules in astrophysical environments*, 2001, *A&A*, **370**, 1030.
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. *The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope*, September 2004, *ApJS*, **154**, 18–24.
- Hummer, D. G. & Seaton, M. J. *The ionization structure of planetary nebulae, I. Pure hydrogen nebulae*, 1963, *MNRAS*, **125**, 437–+.
- Jenniskens, P. & Desert, F.-X. *A survey of diffuse interstellar bands (3800-8680 Å)*, July 1994, *A&AS*, **106**, 39–78.
- Joblin, C., Leger, A., & Martin, P. *Contribution of polycyclic aromatic hydrocarbon molecules to the interstellar extinction curve*, July 1992, *ApJ*, **393**, L79–L82.
- Joblin, C., D’Hendecourt, L., Leger, A., & Defourneau, D. *Infrared spectroscopy of gas-phase pah molecules. 1 : Role of the physical environment*, 1994, *A&A*, **281**, 923.
- Joblin, C., Boissel, P., Leger, A., D’Hendecourt, L., & Defourneau, D. *Infrared spectroscopy of gas-phase pah molecules. ii. role of the temperature.*, 1995, *A&A*, **299**, 835.
- Jochims, H. W., Ruhl, E., Baumgärtel, H., Tobita, S., & Leach, S. *Size effects on dissociation rates of polycyclic aromatic hydrocarbon cations : Laboratory studies and astrophysical implications*, January 1994, *ApJ*, **420**, 307–317.
- Jochims, H. W., Baumgärtel, H., & Leach, S. *Structure-dependent Photostability of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Cations : Laboratory Studies and Astrophysical Implications*, February 1999, *ApJ*, **512**, 500–510.
- Jones, A. P., Duley, W. W., & Williams, D. A. *The structure and evolution of hydrogenated amorphous carbon grains and mantles in the interstellar medium*, December 1990, *QJRAS*, **31**, 567–582.
- Jones, T. J., Klebe, D., & Dickey, J. M. *Infrared polarimetry and the Galactic magnetic field. II - Improved models*, April 1992, *ApJ*, **389**, 602–615.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. *Grain Shattering in Shocks : The Interstellar Grain Size Distribution*, October 1996, *ApJ*, **469**, 740–+.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. *The Propagation and Survival of Interstellar Grains*, Dans Bernatowicz, T. J. & Zinner, E., editeurs, *American Institute of Physics Conference Series*, pages 595–+, 1997.
- Jones, A. P. *Modelling interstellar extinction. I - Porous grains*, September 1988, *MNRAS*, **234**, 209–218.

-
- Jones, T. J. *Infrared polarimetry and the interstellar magnetic field*, November 1989, ApJ, **346**, 728–734.
- Jones, A. P. *Carbon atom clusters in random covalent networks : PAHs as an integral component of interstellar HAC*, November 1990, MNRAS, **247**, 305–310.
- Jones, A. P. *Dust Destruction Processes*, Dans Witt, A. N., Clayton, G. C., & Draine, B. T., editeurs, *ASP Conf. Ser. 309 : Astrophysics of Dust*, pages 347–+, March 2004.
- Jones, A. P. *Hydrocarbons in the ISM : Their Evolution and the Grain-to-Molecule Transition*, Dans Lis, D. C., Blake, G. A., & Herbst, E., editeurs, *IAU Symposium*, pages 89–+, August 2005.
- jr Bauschlicher, C. W. *The infrared spectra of $C_{96}H_{24}$, $C_{96}H_{24}^+$ and $C_{96}H_{25}^+$* , 2002, ApJ, **564**, 782.
- Kaneda, H., Onaka, T., & Sakon, I. *Detection of pah emission features from nearby elliptical galaxies with the spitzer infrared spectrograph*, 2005, ApJ, **632**, L83.
- Kassis, M., Adams, J. D., Campbell, M. F., et al. *Mid-Infrared Emission at Photodissociation Regions in the Orion Nebula*, February 2006, ApJ, **637**, 823–837.
- Kelsall, T., Weiland, J. L., Franz, B. A., et al. *The coBE diffuse infrared background experiment search for the cosmic infrared background. ii. model of the interplanetary dust cloud*, 1998, ApJ, **508**, 44.
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. *The Infrared Space Observatory (ISO) mission.*, November 1996, A&A, **315**, L27–L31.
- Kim, S.-H. & Martin, P. G. *The size distribution of interstellar dust particles as determined from polarization : Infinite cylinders*, August 1994, ApJ, **431**, 783–796.
- Kim, S.-H. & Martin, P. G. *The size distribution of interstellar dust particles as determined from polarization : Spheroids*, May 1995, ApJ, **444**, 293–305.
- Klein, R., Henning, T., & Cesarsky, D. *The molecular cloud core M 17-North : New ISOCAM observations*, March 1999, A&A, **343**, L53–L56.
- Lafon, J.-P. J. *On the electrostatic potential and charge of cosmic grains. IV - Locally amplifiable force onset producing acceleration.*, August 1990, A&A, **235**, 490–496.
- Lai, S.-P., Crutcher, R. M., Girart, J. M., & Rao, R. *Interferometric Mapping of Magnetic Fields in Star-forming Regions. I. W51 e1/e2 Molecular Cores*, November 2001, ApJ, **561**, 864–870.
- Langhoff, S. *Theoretical infrared spectra for polycyclic hydrocarbon neutrals, cations, and anions*, 1996, J. Phys. Chem., **100**, 2819–2841.

- Laureijs, R. J., Chlewicki, G., & Clark, F. O. *The IRAS 60/100-micron brightness ratio in interstellar clouds*, March 1988, *A&A*, **192**, L13–L16.
- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. *Infrared and submillimetric emission lines from the envelopes of dark clouds*, January 1993, *A&A*, **267**, 233–254.
- Le Page, V., Snow, T. P., & Bierbaum, V. M. *Hydrogenation and Charge States of PAHS in Diffuse Clouds. I. Development of a Model*, February 2001, *ApJS*, **132**, 233–251.
- Le Page, V., Snow, T. P., & Bierbaum, V. M. *Hydrogenation and charge states of polycyclic aromatic hydrocarbons in diffuse clouds. ii. results*, 2003, *ApJ*, **584**, 316.
- Le Petit, F., Roueff, E., & Le Bourlot, J. *D/HD transition in Photon Dominated Regions (PDR)*, July 2002, *A&A*, **390**, 369–381.
- Léger, A. & Puget, J. L. *Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust ?*, August 1984, *A&A*, **137**, L5–L8.
- Léger, A., D'Hendecourt, L., & Defourneau, D. *Physics of IR emission by interstellar PAH molecules*, June 1989a, *A&A*, **216**, 148–164.
- Léger, A., Verstraete, L., D'Hendecourt, L., et al. *The PAH Hypothesis and the Extinction Curve*, Dans Allamandola, L. J. & Tielens, A. G. G. M., editeurs, *IAU Symp. 135 : Interstellar Dust*, pages 173–+, 1989b.
- Leitherer, C., Robert, C., & Drissen, L. *Deposition of mass, momentum, and energy by massive stars into the interstellar medium*, 1992, *ApJ*, **401**, 596.
- Lequeux, J. 2005a, *L'univers dévoilé : une histoire de l'astronomie de 1910 à aujourd'hui*. L'univers dévoilé : une histoire de l'astronomie de 1910 à aujourd'hui, by J. Lequeux. Les Ulis Cedex, France : EDP Sciences, 2005.
- Lequeux, J. 2005b, *The interstellar medium*. The interstellar medium, Translation from the French language edition of : Le Milieu Interstellaire by James Lequeux, EDP Sciences, 2003 Edited by J. Lequeux. Astronomy and astrophysics library, Berlin : Springer, 2005.
- Li, A. & Draine, B. T. *Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium*, June 2001, *ApJ*, **554**, 778–802.
- Li, A. & Draine, B. T. *Do the Infrared Emission Features Need Ultraviolet Excitation ? The Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Model in UV-poor Reflection Nebulae*, June 2002, *ApJ*, **572**, 232–237.
- Li, A. & Greenberg, J. M. *A unified model of interstellar dust.*, July 1997, *A&A*, **323**, 566–584.

-
- Li, A. *Can Fluffy Dust Alleviate the Subsolar Interstellar Abundance Problem?*, April 2005a, ApJ, **622**, 965–969.
- Li, A. *Interstellar grains the 75th anniversary*, January 2005b, Journal of Physics Conference Series, **6**, 229–248.
- Lillie, C. F. & Witt, A. N. *Ultraviolet photometry from the orbiting astronomical observatory. XXV - Diffuse galactic light in the 1500-4200 Å region and the scattering properties of interstellar dust grains*, August 1976, ApJ, **208**, 64–74.
- Lloyd, C. *The ISO LWS Beam Profile*, Dans Metcalfe, L., Salama, A., Peschke, S. B., & Kessler, M. F., editeurs, *ESA SP-481 : The Calibration Legacy of the ISO Mission*, pages 399–+, 2003.
- Mathis, J. S. & Whiffen, G. *Composite interstellar grains*, June 1989, ApJ, **341**, 808–822.
- Mathis, J. S., Rimpl, W., & Nordsieck, K. H. *The size distribution of interstellar grains*, October 1977, ApJ, **217**, 425–433.
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. *Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds*, November 1983, A&A, **128**, 212–229.
- Mathis, J. S. *Interstellar dust and extinction*, 1990, ARA&A, **28**, 37–70.
- Mathis, J. S. *Dust Models with Tight Abundance Constraints*, December 1996, ApJ, **472**, 643–+.
- Mathis, J. S. *The Near-Infrared Interstellar Silicate Bands and Grain Theories*, April 1998, ApJ, **497**, 824–+.
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. *A theory of the interstellar medium - three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate*, 1977, ApJ, **218**, 148.
- Merrill, P. W. *Unidentified Interstellar Lines*, August 1934, PASP, **46**, 206–207.
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Abergel, A., & Bernard, J.-P. *Optimizing ISOCAM data processing using spatial redundancy*, November 2000, A&AS, **146**, 519–530.
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Joncas, G., & Falgarone, E. *ISOCAM observations of the Ursa Major cirrus : Evidence for large abundance variations of small dust grains*, January 2002, A&A, **381**, 209–218.
- Molster, F. & Kemper, C. *Crystalline Silicates*, August 2005, Space Science Reviews, **119**, 3–28.

- Morgan, D. H. *Observations of ultraviolet radiation scattered by dust around Alpha Ori-*
onis, March 1980, MNRAS, **190**, 825–832.
- Moutou, C., Verstraete, L., Léger, A., Sellgren, K., & Schmidt, W. *New PAH mode at 16.4*
mu m, February 2000, A&A, **354**, L17–L20.
- Onaka, T., Yamamura, I., Tanabe, T., Roellig, T. L., & Yuen, L. *Detection of the Mid-Infrared*
Unidentified Bands in the Diffuse Galactic Emission by IRTS, October 1996, PASJ, **48**,
L59–L63.
- Pech, C., Joblin, C., & Boissel, P. *The profiles of the aromatic infrared bands explained with*
molecular carriers, June 2002, A&A, **388**, 639–651.
- Peeters, E., Martín-Hernández, N. L., Damour, F., et al. *Iso spectroscopy of compact h ii*
regions in the galaxy. i. the catalogue, 2002, A&A, **381**, 571.
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. *The HIPPARCOS Catalogue*, July
1997, A&A, **323**, L49–L52.
- Petrie, S., Stranger, R., & Duley, W. W. *Locally Aromatic Polycyclic Hydrocarbons as Poten-*
tial Carriers of Infrared Emission Features, September 2003, ApJ, **594**, 869–873.
- Pety, J., Teyssier, D., Fossé, D., et al. *Are PAHs precursors of small hydrocarbons in photo-*
dissociation regions ? The Horsehead case, June 2005, A&A, **435**, 885–899.
- Philipp, S. D., Lis, D. C., Güsten, R., et al. *Submillimeter imaging spectroscopy of the*
Horsehead nebula, July 2006, A&A, **454**, 213–219.
- Pipher, J. L. *Rocket Measurements of the Galactic Background at 100 mu*, Dans Greenberg,
J. M. & van de Hulst, H. C., editeurs, *IAU Symp. 52 : Interstellar Dust and Related Topics*,
pages 559–+, 1973.
- Ponthieu, N., Macías-Pérez, J. F., Tristram, M., et al. *Temperature and polarization angular*
power spectra of Galactic dust radiation at 353 GHz as measured by Archeops, December
2005, A&A, **444**, 327–336.
- Pound, M. W., Reipurth, B., & Bally, J. *Looking into the horsehead*, 2003, AJ, **125**, 2108.
- Puget, J. L., Léger, A., & Boulanger, F. *Contribution of large polycyclic aromatic molecules*
to the infrared emission of the interstellar medium, January 1985, A&A, **142**, L19–L22.
- Rapacioli, M., Joblin, C., & Boissel, P. *Spectroscopy of polycyclic aromatic hydrocarbons*
and very small grains in photodissociation regions, 2005, A&A, **429**, 193.
- Rapacioli, M., Calvo, F., Joblin, C., et al. *Formation and destruction of polycyclic aromatic*
hydrocarbon clusters in the interstellar medium, December 2006, A&A, **460**, 519–531.

-
- Reach, W. T., Megeath, S. T., Cohen, M., et al. *Absolute Calibration of the Infrared Array Camera on the Spitzer Space Telescope*, September 2005, PASP, **117**, 978–990.
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. *The interstellar extinction law from 1 to 13 microns*, January 1985, ApJ, **288**, 618–621.
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. *The Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS)*, September 2004, ApJS, **154**, 25–29.
- Salama, A. *ISO Beam Profiles and Extended Source Flux Calibration*, Dans Laureijs, R. J., Leech, K., & Kessler, M. F., editeurs, *ESA SP-455 : ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission*, pages 7–+, 2000.
- Sandford, S. A., Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., et al. *The interstellar C-H stretching band near 3.4 microns - Constraints on the composition of organic material in the diffuse interstellar medium*, April 1991, ApJ, **371**, 607–620.
- Savage, B. D. & Mathis, J. S. *Observed properties of interstellar dust*, 1979, ARA&A, **17**, 73–111.
- Schaerer, D. & De Koter, A. *Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. iii. spectral evolution and revised ionizing fluxes of o3-b0 stars.*, 1997, A&A, **322**, 598.
- Schiminovich, D., Friedman, P. G., Martin, C., & Morrissey, P. F. *The Narrowband Ultraviolet Imaging Experiment for Wide-Field Surveys. I. Dust-scattered Continuum*, December 2001, ApJ, **563**, L161–L164.
- Schmidt, G. D., Cohen, M., & Margon, B. *Discovery of optical molecular emission from the bipolar nebula surrounding HD 44179*, August 1980, ApJ, **239**, L133–L138.
- Schutte, W. A., Tielens, A. G. G. M., & Allamandola, L. J. *Theoretical modeling of the infrared fluorescence from interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons*, 1993, ApJ, **415**, 397.
- Seahra, S. S. & Duley, W. W. *Extended Red Emission from Carbon Clusters in Interstellar Clouds*, August 1999, ApJ, **520**, 719–723.
- Sellgren, K., Werner, M. W., & Dinerstein, H. L. *Extended near-infrared emission from visual reflection nebulae*, August 1983, ApJ, **271**, L13–L17.
- Sellgren, K., Allamandola, L. J., Bregman, J. D., Werner, M. W., & Wooden, D. H. *Emission features in the 4-13 micron spectra of the reflection nebulae NGC 7023 and NGC 2023*, December 1985, ApJ, **299**, 416–423.

- Sellgren, K. *The near-infrared continuum emission of visual reflection nebulae*, February 1984, ApJ, **277**, 623–633.
- Serkowski, K., Mathewson, D. L., & Ford, V. L. *Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction*, February 1975, ApJ, **196**, 261–290.
- Serkowski, K. *Interstellar Polarization (review)*, Dans Greenberg, J. M. & van de Hulst, H. C., editeurs, *IAU Symp. 52 : Interstellar Dust and Related Topics*, pages 145–+, 1973.
- Siebenmorgen, R. & Kruegel, E. *Dust model containing polycyclic aromatic hydrocarbons in various environments*, June 1992, A&A, **259**, 614–626.
- Sitko, M. L., Meade, M. R., & Savage, B. D. *Ultraviolet observations of hot stars with circumstellar dust shells*, May 1981, ApJ, **246**, 161–183.
- Smith, J. D. T., Dale, D. A., Armus, L., et al. *Mid-Infrared IRS Spectroscopy of NGC 7331 : A First Look at the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey (SINGS) Legacy*, September 2004, ApJS, **154**, 199–203.
- Smith, J. D. T., Draine, B. T., Dale, D. A., et al. *The Mid-Infrared Spectrum of Star-forming Galaxies : Global Properties of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission*, February 2007, ApJ, **656**, 770–791.
- Snow, T. P. & Witt, A. N. *Interstellar Depletions Updated : Where All the Atoms Went*, September 1996, ApJ, **468**, L65+.
- Snow, T. P. *Composition of interstellar gas and dust*, May 2000, J. Geophys. Res., **105**, 10239–10248.
- Sofia, U. J. & Meyer, D. M. *Interstellar Abundance Standards Revisited*, June 2001, ApJ, **554**, L221–L224.
- Sofia, U. J., Cardelli, J. A., & Savage, B. D. *The abundant elements in interstellar dust*, August 1994, ApJ, **430**, 650–666.
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. *Evolution of dust properties in an interstellar filament*, February 2003, A&A, **398**, 551–563.
- Struve, W. 1847, *Etudes d'astronomie stellaire*. St.-Petersbourg, Impr. de l'Academie imperiale des sciences, 1847.
- Szczepanski, J. & Vala, M. *Infrared frequencies and intensities for astrophysically important polycyclic aromatic hydrocarbon cations*, 1993, ApJ, **414**, 646.
- Tanaka, M., Matsumoto, T., Murakami, H., et al. *IRTS Observation of the Unidentified 3.3-Micron Band in the Diffuse Galactic Emission*, October 1996, PASJ, **48**, L53–L57.

-
- Teyssier, D., Fossé, D., Gerin, M., et al. *Carbon budget and carbon chemistry in Photon Dominated Regions*, April 2004, *A&A*, **417**, 135–149.
- Trumpler, R. J. *Absorption of Light in the Galactic System*, August 1930, *PASP*, **42**, 214–+.
- Uchida, K. I., Sellgren, K., & Werner, M. *Do the Infrared Emission Features Need Ultra-violet Excitation ?*, February 1998, *ApJ*, **493**, L109+.
- Uchida, K. I., Sellgren, K., Werner, M. W., & Houdashelt, M. L. *Infrared Space Observatory Mid-Infrared Spectra of Reflection Nebulae*, February 2000, *ApJ*, **530**, 817–833.
- Van de Hulst, H. C. *Optics of spherical particles*, 1946, *Recherches Astronomiques de l’Observatoire d’Utrecht*, **11**, 1–+.
- Van Kerckhoven, C., Hony, S., Peeters, E., et al. *The C-C-C bending modes of PAHs : a new emission plateau from 15 to 20 μm* , May 2000, *A&A*, **357**, 1013–1019.
- Vermeij, R., Peeters, E., Tielens, A. G. G. M., & vanDer Hulst, J. M. *The pah emission spectra of large magellanic cloud h ii regions*, 2002, *A&A*, **382**, 1042.
- Verstraete, L. & Léger, A. *The visible and ultraviolet absorption of large polycyclic aromatic hydrocarbons*, 1992, *A&A*, **266**, 513.
- Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., et al. *The aromatic infrared bands as seen by iso-sws : Probing the pah model*, 2001, *A&A*, **372**, 981.
- Verstraete, L. *Petits grains et physico-chimie du MIS. L’apport d’ISO. Habilitation à diriger des recherches. Université Paris-Sud 11*, 2001.
- Ward-Thompson, D., Nutter, D., Bontemps, S., Whitworth, A., & Attwood, R. *SCUBA observations of the Horsehead nebula - what did the horse swallow ?*, July 2006, *MNRAS*, **369**, 1201–1210.
- Warren, Jr., W. H. & Hesser, J. E. *A photometric study of the Orion OB 1 association. I - Observational data.*, June 1977, *ApJS*, **34**, 115–206.
- Waters, L. B. F. M. *Dust in evolved stars*, Dans Witt, A. N., Clayton, G. C., & Draine, B. T., editeurs, *ASP Conf. Ser. 309 : Astrophysics of Dust*, pages 229–+, March 2004.
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. *Interstellar bubbles. ii - structure and evolution*, 1977, *ApJ*, **218**, 377.
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. *Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud*, February 2001a, *ApJ*, **548**, 296–309.

- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. *Forces on Dust Grains Exposed to Anisotropic Interstellar Radiation Fields*, June 2001b, ApJ, **553**, 581–594.
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. *Photoelectric Emission from Interstellar Dust : Grain Charging and Gas Heating*, June 2001c, ApJS, **134**, 263–281.
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. *The Spitzer Space Telescope Mission*, September 2004a, ApJS, **154**, 1–9.
- Werner, M. W., Uchida, K. I., Sellgren, K., et al. *New Infrared Emission Features and Spectral Variations in NGC 7023*, September 2004b, ApJS, **154**, 309–314.
- Whittet, D. C. B., Bode, M. F., Longmore, A. J., et al. *Infrared spectroscopy of dust in the Taurus dark clouds - Ice and silicates*, July 1988, MNRAS, **233**, 321–336.
- Whittet, D. 2003, *Dust in the Galactic environment, Second Edition*. Institute of Physics Publishing.
- Witt, A. N., Schild, R. E., & Kraiman, J. B. *Photometric study of NGC 2023 in the 3500 Å to 10000 Å region - Confirmation of a near-IR emission process in reflection nebulae*, June 1984, ApJ, **281**, 708–718.
- Witt, A. N., Friedmann, B. C., & Sasseen, T. P. *Radiative Transfer Analysis of Far-Ultraviolet Background Observations Obtained with the Far Ultraviolet Space Telescope*, May 1997, ApJ, **481**, 809–+.
- Witt, A. N., Gordon, K. D., & Furton, D. G. *Silicon Nanoparticles : Source of Extended Red Emission ?*, July 1998, ApJ, **501**, L111+.
- Witt, A. *Visible /uv Scattering by Interstellar Dust*, Dans Allamandola, L. J. & Tielens, A. G. G. M., editeurs, *IAU Symp. 135 : Interstellar Dust*, pages 87–+, 1989.
- Wolff, M. J., Clayton, G. C., Kim, S.-H., Martin, P. G., & Anderson, C. M. *Ultraviolet Interstellar Linear Polarization. III. Features*, March 1997, ApJ, **478**, 395–+.
- Wyrowski, F., Walmsley, C. M., Goss, W. M., & Tielens, A. G. G. M. *The Location of the Dense and Ionized Gas in the NGC 2023 Photon-dominated Region*, November 2000, ApJ, **543**, 245–256.
- Ysard, N. & Verstraete, L. *A molecular model of spinning dust : the anomalous emission as a tracer of small interstellar PAHs*, 2007, A&A, submitted.
- Zhou, S., Jaffe, D. T., Howe, J. E., et al. *The [C ii] 158 Micron Emission from the Horsehead Nebula*, December 1993, ApJ, **419**, 190–+.

Zubko, V. G., Krelowski, J., & Wegner, W. *The size distribution of dust grains in single clouds. II - The analysis of extinction using inhomogeneous grains*, March 1998, MNRAS, **294**, 548–+.

Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. *Interstellar Dust Models Consistent with Extinction, Emission, and Abundance Constraints*, June 2004, ApJS, **152**, 211–249.