



**HAL**  
open science

# Les silicates interstellaires : composition physico-chimique et évolution

Karine Demyk

► **To cite this version:**

| Karine Demyk. Les silicates interstellaires : composition physico-chimique et évolution. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT : . tel-00010953

**HAL Id: tel-00010953**

**<https://theses.hal.science/tel-00010953v1>**

Submitted on 10 Nov 2005

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

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

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS XI

spécialité

ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

**Karine DEMYK**

**Les silicates interstellaires :  
composition physico-chimique et évolution.**

Soutenue le 27 novembre 2000 devant le jury composé de :

Président :	Dr. Daniel Rouan
Rapporteurs :	Dr. Jacques Crovisier Prof. Alexander Tielens
Examineurs :	Prof. Philippe Bréchnignac Prof. Guy Libourel Dr. Thierry Montmerle
Directeur de recherche :	Dr. Louis d'Hendecourt



A mon père,



# Remerciements

En premier lieu je souhaite remercier Louis d'Hendecourt d'avoir accepté, il y a trois ans, d'assurer la direction de ma thèse. J'ai bénéficié de son enthousiasme scientifique et de son expertise sur les poussières interstellaires mais aussi sur celles que nous reproduisons en laboratoire. Il m'a permis de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions matérielles et intellectuelles. Je le remercie pour la confiance et le soutien qu'il m'a accordé au long de ces trois années.

Je remercie également Alexander Tielens et Jacques Crovisier, les deux rapporteurs de ce travail, ainsi que Thierry Montmerle, Guy Libourel, Daniel Rouan et Philippe Bréchnac, d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

J'ai eu l'opportunité, durant ces trois années, de rencontrer un grand nombre de chercheurs qui m'ont tous écouté et aidé. Je les remercie vivement d'avoir toujours été disponibles pour me faire partager leur connaissances. Les échanges que j'ai pu avoir avec eux ont été très enrichissants. En particulier, je tiens à remercier Hugues Leroux, Philippe Carrez et Patrick Cordier avec qui j'ai entrepris des expériences d'irradiation. Je remercie chaudement Hugues qui a accepté d'entamer avec moi un travail de longue haleine qui représente une partie très importante de ma thèse. C'est un vrai plaisir que de travailler avec lui et ses collègues. Merci aussi à Philippe d'avoir investi tant de temps dans les expériences. Je remercie également François Guyot et Laurence Lemelle qui m'ont aidé à débiter les expériences d'irradiation présentées dans ce travail et qui m'ont permis d'entrer en contact avec Hugues à Lille. Je remercie également les nombreuses personnes du CSNSM à Orsay qui m'ont aidé à concrétiser et réaliser les expériences d'irradiation : Odile Kaitasov, Jacques Chaumont, Sébastien Gautrot, Robert Meunier et Dominique Le Du. Tant d'autres personnes m'ont aidé, à un moment ou à un autre de ma thèse, qu'il serait trop long d'en faire la liste : je les remercie tous sans exception !

J'adresse un grand merci à l'ensemble du personnel de l'IAS. Grâce à chacun les problèmes que j'ai pu rencontrer ne sont jamais restés sans solution bien longtemps et

l'ambiance du laboratoire a toujours été très agréable. Je remercie tous les chercheurs de l'équipe Galaxie pour les discussions stimulantes que j'ai pu avoir avec eux. Je remercie bien sur tous les membres de l'équipe "Astrochimie expérimentale" (Eric, Janet, Dominique, Jean, Pierre-Ivan, Emmanuel) avec lesquels j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler. Un grand merci également à Olivier, toujours disponible pour donner des coups de mains salvateurs.

L'ambiance chez les "jeunes" (jeunes chercheurs, CDDs, postdocs, thésards et stagiaires) du labo a toujours été excellente. Merci à tous d'y avoir contribué! Merci à Eric, Stéphane, Emmanuel, Guillaume, Pierre-Ivan, Nabila, Olivier, Guilaine, Christophe, Emilie, Bertrand, Aurélie, et tous les autres, pour les nombreuses discussions et échanges d'opinion que nous avons pu avoir. Je souhaite à Guillaume, Stéphane et Pierre-Ivan, avec qui j'ai partagé mon bureau, et donc aussi un peu les aléas de la thèse, un avenir digne de leurs espérances. Je remercie tout particulièrement Emmanuel Dartois qui m'a accompagnée, dès mon stage de DEA, puis pendant ma première année de thèse, lors de mes premiers pas dans la recherche. J'ai toujours beaucoup de plaisir à travailler avec lui. A lui aussi je souhaite le meilleur.

Sans mes nombreux relecteurs, ce travail ne serait pas le même. Je leur suis très reconnaissante d'avoir sacrifié une partie de leur précieux temps à la relecture de ma thèse et ceci en y mettant autant de patience que de rigueur!

Merci à mes nombreux "supporters" qui m'ont soutenu le jour de ma soutenance physiquement, culinairement ou moralement!

Je remercie enfin ma famille de m'avoir encouragé pendant ces trois années. En particulier, mon plaisir à faire de la recherche provient sans aucun doute de mes parents qui m'ont communiqué, depuis toujours, leur curiosité et leur désir d'apprendre et de comprendre. Je ne saurai les en remercier assez. Merci aussi à mon frère Youri d'avoir toujours cru en moi, peut-être parfois plus que moi-même! Enfin, merci à Gwarr, de m'avoir accompagnée, soutenue, réconfortée quotidiennement tout au long de mes longues études.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>13</b>
<b>Liste des tables</b>	<b>15</b>
<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 Les silicates interstellaires</b>	<b>23</b>
1.1 Eléments de minéralogie . . . . .	24
1.1.1 Les classes et groupes de silicates . . . . .	24
1.1.2 Les olivines . . . . .	26
1.1.3 Les pyroxènes . . . . .	27
1.1.4 Silicates amorphes et cristallins . . . . .	28
1.2 Les silicates avant et après ISO . . . . .	31
1.2.1 Les observations du sol et du satellite IRAS . . . . .	31
1.2.2 Le satellite ISO et ses découvertes . . . . .	35
1.3 Le cycle des silicates . . . . .	42
1.3.1 Formation . . . . .	42
1.3.2 Evolution des grains dans le milieu interstellaire . . . . .	47
1.3.3 Destruction de la poussière . . . . .	50
<b>2 Interaction de particules solides avec un rayonnement électromagnétique</b>	<b>53</b>
2.1 Propriétés optiques des solides massifs. . . . .	54
2.2 Propagation de la lumière à travers un milieu particulaire. . . . .	57
2.3 Particule de forme quelconque . . . . .	58
2.4 Particule sphérique . . . . .	60
2.5 Effets de la taille des grains . . . . .	61
2.6 Effets de forme des grains . . . . .	65



2.7	Distribution de particules . . . . .	67
2.8	Grains composites et hétérogènes . . . . .	69
2.8.1	Extinction d'un grain recouvert d'un manteau. . . . .	69
2.8.2	Extinction d'un grain contenant des inclusions. . . . .	70
2.8.3	Effets de l'hétérogénéité des grains sur l'extinction . . . . .	71
2.9	L'approche expérimentale . . . . .	74
2.9.1	Les échantillons . . . . .	74
2.9.2	La spectroscopie infrarouge . . . . .	76
2.10	Conclusion . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Composition et structure des silicates jeunes</b>	<b>83</b>
3.1	Les étoiles évoluées . . . . .	83
3.2	Etoiles évoluées : étude qualitative . . . . .	84
3.3	Les étoiles OH/IR : étude quantitative . . . . .	88
3.3.1	Spectres ISO-SWS de IRAS 17411-3154 et IRAS 17004-4119 . . . . .	88
3.3.2	Le modèle de transfert radiatif . . . . .	90
3.3.3	La modélisation des grains . . . . .	91
3.3.4	Spectre global et opacité NIR . . . . .	93
3.3.5	La glace d'eau . . . . .	95
3.3.6	Les silicates amorphes . . . . .	97
3.3.7	L'épaule à 11.2 $\mu\text{m}$ . . . . .	97
3.3.8	Les silicates cristallins . . . . .	100
3.3.9	Recherche d'autres minéraux . . . . .	101
3.4	Contraintes sur les modèles de formation des grains . . . . .	102
3.4.1	Comparaison avec les séquences de condensation à l'ETL . . . . .	102
3.4.2	Structure de la poussière nouvellement formée . . . . .	105
3.4.3	Degré de cristallinité des olivines et pyroxènes . . . . .	106
3.5	Conclusion . . . . .	108
<b>4</b>	<b>Composition et structure des silicates âgés</b>	<b>111</b>
4.1	Les protoétoiles massives . . . . .	112
4.2	Méthode d'analyse adoptée . . . . .	112
4.3	Modélisation de l'extinction de la poussière . . . . .	114
4.4	Résultats . . . . .	119
4.4.1	RAFGL7009S . . . . .	120
4.4.2	IRAS 19110+1045 . . . . .	122
4.4.3	IRAS 23151+5912 . . . . .	123
4.5	Abondances élémentaires de la phase solide réfractaire . . . . .	125
4.6	Contraintes sur les abondances des silicates . . . . .	127

4.6.1	Modélisation du transfert radiatif . . . . .	128
4.6.2	Composante cristalline de la poussière . . . . .	131
4.6.3	Composante d'olivine amorphe . . . . .	133
4.7	Conclusion . . . . .	134
<b>5</b>	<b>L'évolution des silicates dans le MIS</b>	<b>137</b>
5.1	Les silicates, de leur formation à leur destruction . . . . .	138
5.1.1	Evolution de la composition chimique . . . . .	138
5.1.2	Evolution de la structure . . . . .	139
5.2	L'irradiation de la poussière silicatée . . . . .	142
5.2.1	Pourquoi l'irradiation ? . . . . .	142
5.2.2	Principes de l'irradiation ionique d'un solide . . . . .	142
5.2.3	Les chocs interstellaires : choix de l'ion et de l'énergie . . . . .	145
5.3	Les expériences d'irradiation . . . . .	148
5.3.1	Expériences et configuration expérimentale . . . . .	148
5.3.2	Analyse des échantillons . . . . .	150
5.4	Résultats des expériences . . . . .	152
5.4.1	Amorphisation de l'olivine . . . . .	152
5.4.2	Evolution de la composition initiale . . . . .	153
5.5	Implications astrophysiques . . . . .	157
5.5.1	Structure . . . . .	157
5.5.2	Composition . . . . .	158
5.6	Conclusion et perspectives . . . . .	158
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>163</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>169</b>
	<b>Article 1 : Laboratory identification of the 4.62 <math>\mu\text{m}</math> solid state absorption band in the ISO-SWS spectrum of RAFGL 7009S</b>	<b>183</b>
	<b>Article 2 : The chemical composition of the silicate dust around RAFGL7009S and IRAS 19110+1045</b>	<b>185</b>
	<b>Article 3 : Structure and chemical composition of the silicate dust around OH/IR stars</b>	<b>187</b>
	<b>Liste de publications</b>	<b>189</b>
	<b>Evaluation de la conduite du projet de recherche</b>	<b>191</b>

Catalogue des spectres infrarouges	199
Catalogue des sources étudiées	203

# Liste des figures

1	Courbe d'extinction normalisée de la Galaxie . . . . .	18
1.1	Structure des différentes classes de silicates . . . . .	25
1.2	Composition des olivines naturelles . . . . .	27
1.3	Composition des pyroxènes naturels les plus communs . . . . .	28
1.4	Représentation à deux dimensions de l'agencement des atomes dans des verres de silicates . . . . .	29
1.5	Clichés de diffraction électronique de l'olivine cristalline et amorphe .	30
1.6	Spectres d'enstatite cristalline et amorphe . . . . .	30
1.7	Observations du sol du mode d'élongation des silicates . . . . .	32
1.8	Observations dans l'infrarouge lointain du Centre Galactique . . . . .	32
1.9	Les bandes des silicates autour des étoiles évoluées vues par IRAS . .	33
1.10	Comparaison des silicates autour des étoiles jeunes et évoluées . . . . .	34
1.11	L'épaule à 11.2 $\mu\text{m}$ de la bande des silicates . . . . .	35
1.12	Comparaison des spectres IRAS LRS et ISO SWS de l'étoile OH/IR IRAS 17411-3154 . . . . .	36
1.13	Résolution nominale des différentes bandes de la gamme spectrale ISO- SWS . . . . .	37
1.14	Les silicates cristallins dans les étoiles riches en oxygène . . . . .	39
1.15	Les silicates cristallins dans la comète Hale-Bopp et l'étoile jeune HD 100546 . . . . .	39
1.16	Observations ISO-SWS de la protoétoile RAFGL7009S et du Centre Galactique . . . . .	40
1.17	Distribution de taille de la poussière dans le MIS . . . . .	50
2.1	Caractéristiques de la dépendance en fréquence de la fonction diélectrique d'un matériau diélectrique idéal . . . . .	56
2.2	Interaction d'une particule avec un rayonnement électromagnétique .	59
2.3	Influence de la taille des grains sur l'extinction pour de la poussière cristalline . . . . .	63

2.4	Influence de la taille des grains sur l'extinction pour de la poussière amorphe . . . . .	64
2.5	Influence de la forme des grains sur l'efficacité d'extinction pour de la poussière amorphe . . . . .	66
2.6	Influence de la forme des grains sur l'efficacité d'extinction pour de la poussière cristalline . . . . .	66
2.7	Comparaison de l'extinction due à des particules sphériques et à une distribution d'ellipsoïdes . . . . .	68
2.8	Modélisation de l'incorporation de FeO dans un grain de pyroxène cosmique . . . . .	71
2.9	Modélisation de l'incorporation de Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> dans un grain de pyroxène cosmique . . . . .	72
2.10	Modélisation de l'incorporation de Fe dans un grain d'olivine amorphe MgFeSiO <sub>4</sub> . . . . .	72
2.11	Modélisation de l'extinction d'un grain entouré d'un manteau de glace	74
2.12	Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques de l'olivine et de l'enstatite cristalline . . . . .	78
2.13	Spectres infrarouges d'olivines et pyroxènes de différentes compositions	79
3.1	Identification de la poussière dans les spectres ISO-SWS de CPD-56 8032, IRAS 18184-1302 et IRAS 09425-6040 . . . . .	85
3.2	Influence de l'extinction interstellaire sur les spectres des deux étoiles OH/IR IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154 . . . . .	89
3.3	Section efficace d'extinction par unité de masse des composantes de la poussière utilisées pour la modélisation des étoiles OH/IR, IRAS 17411-3154 et IRAS 17004-4119 . . . . .	91
3.4	Comparaison de la section efficace d'extinction par unité de masse d'une distribution de grains d'olivine amorphe CDE et MRN . . . . .	92
3.5	Modélisation des spectres ISO-SWS de IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154 . . . . .	93
3.6	La glace d'eau dans IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154 . . . . .	96
3.7	Composition des silicates amorphes dans IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154 . . . . .	98
3.8	L'épaule à 11.2 μm dans IRAS 17411-3154 et IRAS 17004-4119 .	99
3.9	Les silicates cristallins dans IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154 . .	101
4.1	Spectres ISO-SWS et ISO-LWS de RAFGL 7009S, IRAS 19110+1045 et ISO-SWS IRAS 23151+5912 . . . . .	113

4.2	Comparaison des bandes des silicates dans les protoétoiles avec des modèles de grains sphériques d'olivine et d'enstatite amorphes . . . . .	116
4.3	Influence de la porosité sur l'extinction d'un grain d'enstatite amorphe	118
4.4	Influence de la présence d'inclusions de FeO, Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> et de la présence de fer dans la structure des silicates sur l'extinction d'un grain d'enstatite amorphe . . . . .	119
4.5	Meilleurs ajustements des bandes des silicates observées dans RAFGL7009S . . . . .	121
4.6	Meilleurs ajustements des bandes des silicates observées dans IRAS 19110+1045 . . . . .	123
4.7	Meilleurs ajustements des bandes des silicates observées dans IRAS 23151+5912 . . . . .	124
4.8	Modélisation de la distribution spectrale d'énergie de RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912 . . . . .	129
4.9	Effet de la cristallinité de la poussière sur un spectre caractéristique des protoétoiles . . . . .	132
4.10	L'olivine amorphe dans les protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912 . . . . .	134
5.1	Simulations de l'interaction d'ions H <sup>+</sup> , He <sup>+</sup> et Fe <sup>+</sup> à 10 keV et 1.5 MeV avec de l'olivine cristalline . . . . .	144
5.2	Structure d'un choc de 100 km/s de type J et profil de la vitesse relative par rapport au gaz des grains de graphite, en fonction de la densité de colonne de matière choquée . . . . .	147
5.3	Fraction d'éléments ionisés dans un choc de 100 km/s de type J en fonction de la densité de colonne de matière choquée. . . . .	147
5.4	Simulation de la répartition des dégâts dus à des ions He <sup>+</sup> dans une olivine . . . . .	149
5.5	Configuration expérimentale d'irradiation et d'analyse . . . . .	150
5.6	Cliché de diffraction de la zone d'olivine transparente aux ions He <sup>+</sup> à 10 keV. . . . .	152
5.7	Images MET en champ clair d'un échantillon d'olivine irradié avec des ions He <sup>+</sup> de 4 keV . . . . .	153
5.8	Profil de composition de l'olivine en fonction de l'épaisseur pour les différentes irradiations . . . . .	155



# Liste des tableaux

1.1	Abondance des éléments constituant la phase solide . . . . .	26
1.2	Le mode d'observation SWS01 . . . . .	38
1.3	Sites de formation de la poussière . . . . .	43
1.4	Théories de formation des grains . . . . .	46
2.1	Position des bandes spectrales des olivines et pyroxènes . . . . .	80
3.1	Abondance relative des différentes espèces de poussières identifiées dans les spectres de IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154 . . . . .	94
3.2	Séquence de condensation à l'équilibre thermodynamique d'un gaz de composition solaire . . . . .	103
4.1	Composition de la poussière silicatée autour des trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912 . . . . .	120
4.2	Abondance des éléments de la poussière réfractaire dans RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912 . . . . .	126
4.3	Paramètres de la modélisation du transfert radiatif des trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS23151+5912 . . . . .	128
5.1	Structure et composition des silicates à différents stades de leur évolution	140
5.2	Rapports atomiques O/Si et Mg/Si des olivines irradiées . . . . .	156





# Introduction

La présence de nuages de poussières interstellaires, sans être à l'époque comprise, a été observée dès la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle par William Herschel qui dresse un catalogue de “nébuleuses” sombres, les nuages de poussière, et brillantes, des galaxies. Au milieu du XIX<sup>e</sup> siècle, Struve (1847) entreprend l'analyse de comptages d'étoiles et observe que la densité d'étoiles diminue lorsqu'on s'éloigne du Soleil. Afin d'expliquer ce phénomène, il propose que la lumière des étoiles soit absorbée proportionnellement à la distance parcourue. Il détermine une valeur de cette extinction en bon accord avec les estimations actuelles. Ce n'est qu'au début du XX<sup>e</sup> siècle que l'existence de nuages de poussières diffusant et absorbant la lumière est réellement acceptée et que l'extinction résultante est étudiée. En 1930, Trumpler (1930a, b, c) apporte la preuve de l'existence de cette extinction en mesurant le diamètre apparent d'amas d'étoiles ouverts. Il introduit un terme correctif,  $A_v$ , dans la formule du calcul des distances qui permet de corriger leur surestimation induite par la présence de poussières. Stebbins et al. (1934, 1935) sont les premiers à étudier l'extinction à des longueurs d'onde ( $\lambda$ ) autres que le visible. Ils montrent que celle-ci varie en  $\lambda^{-1}$  dans les bandes U, B, V. Les premiers points de la courbe d'extinction telle que nous la connaissons actuellement (Figure 1), et dont la gamme spectrale s'étend de l'UV à l'infrarouge lointain, sont tracés.

La nature de la poussière responsable de l'extinction constitue, depuis l'établissement de la courbe d'extinction, un vaste champ de recherches très actif. Les modèles de poussières doivent permettre d'expliquer la courbe d'extinction interstellaire tout en respectant les contraintes liées aux abondances cosmiques des éléments et à la densité de masse limite du milieu interstellaire, la limite de Oort ( $\rho \sim 3 \times 10^{-24}$  g cm<sup>-3</sup>). Les caractéristiques spectrales de la courbe d'extinction constituent la principale information sur la nature de la poussière. La loi en  $\lambda^{-1}$  dans le visible implique que les grains ont une taille de l'ordre de la longueur d'onde (0.1 - 0.5  $\mu$ m). La bosse (“bump”) observée en absorption à 2200 Å et l'extinction dans l'UV suggèrent la présence d'une population de très petits grains, nanométriques, de matière carbonée (graphite, carbone amorphe, nanodiamants). Les bandes UIRs (Unidentified Infrared

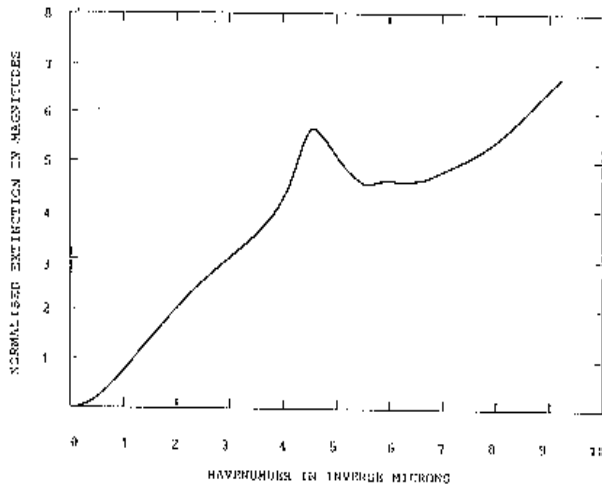


FIG. 1: Courbe d'extinction (en magnitude) de la Galaxie en fonction de l'inverse de la longueur d'onde (en  $\mu\text{m}^{-1}$ ). L'extinction est normalisée en magnitude de telle sorte que  $\Delta m = 1.8$  à  $\lambda^{-1} = 1.8 \mu\text{m}^{-1}$ . D'après Sagar & Kusik (1978).

Bands), observées en émission à 3.3, 6.2, 7.7, 11.2  $\mu\text{m}$ , s'expliquent par des molécules, de taille mal contrainte, contenant des cycles aromatiques, les PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons). Environ 300 bandes spectrales, observées en absorption dans le visible et le proche infrarouge, les DIBs (Diffuse Interstellar Bands), restent à ce jour inexplicables malgré leur découverte il y a près d'un siècle. Dans l'infrarouge, l'observation de bandes spectrales, en absorption ou en émission, a montré que les "gros" grains responsables de l'extinction dans le visible (de taille submicronique), sont composés de matériaux réfractaires tels que les silicates ou les oxydes (de fer, de magnésium, d'aluminium,...) éventuellement recouverts d'un manteau de glace ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ...) à leur surface.

La poussière est omniprésente dans tous les environnements interstellaires et est intimement liée à l'évolution des objets astronomiques. Son étude, d'abord motivée par la correction de ses effets sur la photométrie, est importante pour la compréhension de l'évolution du milieu interstellaire, des étoiles et des galaxies. Les grains de poussière se forment autour des étoiles évoluées et sont éjectés dans le milieu interstellaire par les vents stellaires. Après un long passage dans le milieu interstellaire, ils vont être en partie détruits dans les chocs résultant de l'explosion de supernovae, ou vont être incorporés dans les nuages moléculaires qui, en s'effondrant gravitationnellement, vont former de nouvelles étoiles et éventuellement des systèmes planétaires. La poussière est étroitement couplée au gaz. Ainsi, la surface des grains peut jouer le rôle de catalyseur pour certaines réactions chimiques peu efficaces dans la phase gazeuse (formation de  $\text{H}_2$ , des glaces...). L'interaction des grains avec les molécules gazeuses, les rayons cosmiques et les photons engendre également une riche chimie à l'état solide.

Le développement des observations infrarouges au sol et embarquées a permis l'étude de la composition de la poussière. Si le continuum de la courbe d'extinction ne fournit pas beaucoup d'informations ni de contraintes sur la composition chimique de la poussière, ce n'est pas le cas des bandes spectrales, en particulier dans l'infrarouge. En effet la spectroscopie infrarouge, par l'intermédiaire de la vibration des liaisons moléculaires, donne accès à la composition des groupements moléculaires constituant un solide. Les premières observations du sol ont mis en évidence la présence de deux bandes en absorption à  $\sim 9.7$  et  $18 \mu\text{m}$  dues, respectivement, à l'élongation et au pliage de la liaison O-Si-O. Ces bandes larges et sans structure sont dues à des silicates amorphes. Les résultats du satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite, 1983) ont permis de dresser un catalogue de sources ponctuelles et étendues brillantes dans l'infrarouge, c'est-à-dire riches en poussière froide. Ils montrent que la poussière peut obscurcir la lumière au point de rendre invisibles les étoiles autour desquelles elle se trouve. Le spectromètre grande longueur d'onde embarqué sur IRAS (LRS,  $7 - 23 \mu\text{m}$ ) a observé les bandes à  $\sim 9.7$  et  $18 \mu\text{m}$  dans un grand nombre de sources telles que les étoiles, les nébuleuses planétaires, les galaxies, les nuages interstellaires. Ces catalogues de spectres ont permis de classer les objets en fonction de la nature de leur poussière et d'étudier l'évolution des caractéristiques spectrales de celle-ci dans différents types d'environnement. Cependant, les deux bandes à  $\sim 9.7$  et  $18 \mu\text{m}$  étant larges et sans structure, il est difficile de contraindre la composition exacte des silicates.

Le satellite ISO (Infrared Space Observatory), lancé en novembre 1995, a pris la relève d'IRAS. Sa meilleure sensibilité spectrale permet de sonder des milieux très enfouis ou très peu denses. Sa résolution spectrale est extrêmement bien adaptée à l'étude des solides et sa gamme de longueur d'onde est exceptionnellement étendue ( $2-200 \mu\text{m}$ ). Les résultats d'ISO ont "révolutionné" la compréhension actuelle de la poussière. Ainsi, la découverte de silicates cristallins autour de certaines étoiles jeunes ou en fin de vie, alors que l'on pensait qu'ils étaient tous amorphes, a remis en question notre vision de la poussière silicatée, tant au niveau de sa formation que de son évolution. D'autre part, les spectres ISO apportent de nombreuses contraintes pour la modélisation de la poussière et permettent pour la première fois de faire des études détaillées de la composition physico-chimique de la poussière silicatée.

Cette thèse est consacrée à l'étude de la poussière réfractaire silicatée et de son évolution. Elle est basée conjointement sur l'analyse des données spectroscopiques d'ISO et sur un travail expérimental dont le but est de comprendre et d'expliquer l'évolution de la poussière mise en évidence dans les observations astronomiques par

cette analyse.

Dans le premier chapitre, nous présentons les silicates interstellaires et replaçons la “définition” des silicates selon les astrophysiciens, en termes de composition et de structure, dans un contexte minéralogique “terrestre”. La compréhension de la nature des silicates tirée des observations spectroscopiques infrarouges, l’apport du satellite ISO ainsi que les principales interrogations qui découlent de ces résultats seront présentés. Enfin, nous exposerons la compréhension actuelle du cycle d’évolution des silicates.

Le deuxième chapitre décrit l’interaction d’un rayonnement électromagnétique avec une distribution de particules solides. Les différentes méthodes permettant de modéliser cette interaction avec des grains de compositions, structures et formes plus ou moins complexes sont présentées. Nous évaluerons l’importance relative des nombreux paramètres intervenant dans la modélisation de l’extinction due à une distribution de particules. Enfin, nous présenterons la technique classique de spectroscopie infrarouge des solides et discuterons le choix de l’utilisation de spectres de grains modélisés, ou mesurés en laboratoire.

Dans le chapitre 3, nous exposons l’étude de la composition et de la structure des silicates nouvellement formés autour des étoiles évoluées de type AGB ou OH/IR. Dans le chapitre 4, nous présentons l’étude des silicates observés autour des objets protostellaires, qui permet de caractériser les silicates au terme de leur évolution. Ces travaux reposent sur la modélisation de la distribution spectrale d’énergie des objets observés. L’utilisation, pour effectuer cette modélisation, d’un modèle de transfert de rayonnement couplé à la modélisation de la poussière permet, non seulement d’identifier qualitativement la composition des différentes composantes de la poussière, mais aussi d’obtenir une information sur leurs abondances relatives. La modélisation de la composition et de la structure des grains (Chapitre 4) fait appel aux théories exposées au Chapitre 2.

La comparaison des résultats des Chapitres 3 et 4, effectuée au Chapitre 5, indique que la composition et la structure des silicates semblent changer au cours du cycle d’évolution de la poussière. Parmi les processus physiques susceptibles de changer la nature physico-chimique de la poussière, nous avons étudié l’interaction des grains avec le gaz ionisé dans les chocs se propageant dans le milieu intertellaire diffus, suite à l’explosion des supernovae. Afin de déterminer l’influence de ce type d’interaction sur les propriétés physico-chimiques de la poussière silicatée, nous avons étudié

expérimentalement les effets de l'irradiation des silicates par des ions  $\text{He}^+$  de faibles énergies (4 et 10 keV). Nous exposons, dans le Chapitre 5, l'évolution de la composition physico-chimique de la poussière dans le milieu interstellaire mise en évidence dans les Chapitres 3 et 4, et présentons les expériences d'irradiation, leurs résultats et leurs implications astrophysiques.



# Chapitre 1

## Les silicates interstellaires

La poussière silicatée interstellaire est observée dans tous les types d'objets : étoiles jeunes et évoluées, protoétoiles, nébuleuses planétaires, milieu interstellaire diffus et dense, galaxies. Sa composition est déduite de deux bandes infrarouges à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$ , qui correspondent, respectivement, aux modes d'élongation et de déformation des liaisons O-Si-O des tétraèdres  $\text{SiO}_4^{4-}$  constitutifs de la matière silicatée (Huffman, 1977, Kraetschmer & Huffman, 1979). Les spectres ISO ont récemment révélé la présence de nombreuses bandes aux longueurs d'onde supérieures à  $25 \mu\text{m}$ . Celles-ci, le plus souvent observées en émission, ont été attribuées aux vibrations externes du réseau de silicates cristallins. La découverte de cette composante cristalline de la poussière silicatée a remis en question notre compréhension du cycle des silicates.

Dans ce chapitre, les principales caractéristiques minéralogiques des silicates, objets de cette étude, sont rappelées. La terminologie "minéralogique" employée par la communauté astrophysique est définie. La compréhension actuelle des différentes étapes du cycle de la poussière silicatée : formation, évolution, destruction, est exposée. Le satellite ISO (Infrared Space Observatory), sur les observations duquel est basé ce travail est présenté. Nous exposons également les nombreux problèmes relatifs à toutes les étapes du cycle de la poussière, soulevés par la découverte des silicates



cristallins dans les spectres de certaines étoiles.

## 1.1 Éléments de minéralogie

Le terme “silicate” est unanimement utilisé pour désigner les grains de poussière formés dans les étoiles riches en oxygène par condensation du gaz proche de l'étoile. Cependant, ce mot englobe une vaste classe de minéraux de composition et de structure très diverses. Il est donc important de savoir quels minéraux la communauté astrophysique désigne par le terme “silicate”. D'autre part, la terminologie employée par les astrophysiciens n'est pas aussi rigoureuse que celle employée en minéralogie. Elle sera donc précisée.

### 1.1.1 Les classes et groupes de silicates

Les silicates sont des solides ionocovalents dont le réseau cristallin est constitué de tétraèdres  $\text{SiO}_4^{4-}$ , et de cations situés entre les tétraèdres ( $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Al}^{3+}$ ) qui assurent l'électroneutralité du réseau (Berry & Mason, 1959). La classification des silicates cristallins en six groupes majeurs est basée sur le nombre d'atomes d'oxygène partagés par deux tétraèdres consécutifs, c'est-à-dire le degré de polymérisation de ces tétraèdres (Figure 1.1).

- Lorsque tous les tétraèdres sont isolés et qu'ils ne partagent aucun atome d'oxygène le rapport Si/O est égal à 1/4 : c'est la classe des nésosilicates (groupes des grenats, olivines...).
- Dans la classe des inosilicates ou silicates à chaîne, les tétraèdres partagent plusieurs atomes d'oxygène et forment une structure plane plus ou moins complexe. Cette classe est composée de plusieurs groupes. Le plus simple est le groupe des pyroxènes dont les tétraèdres forment une chaîne simple et partagent tous deux atomes d'oxygène. Le rapport Si/O est égal à 1/3. On distingue également le groupe des amphiboles pour lesquels la chaîne est double et les tétraèdres partagent pour moitié deux ou trois atomes d'oxygène. Le rapport Si/O est égal à 2/5.5.
- Dans la classe des cyclosilicates, les tétraèdres forment des boucles fermées. Chaque tétraèdre partage deux oxygènes. Le rapport Si/O est égal à 1/3. On trouve dans cette classe des minéraux tels que le béryl et la tourmaline.
- Dans la classe des sorosilicates, deux tétraèdres partagent un oxygène, le rapport Si/O est égal à 2/7. Cette classe contient par exemple le groupe des épidotes.

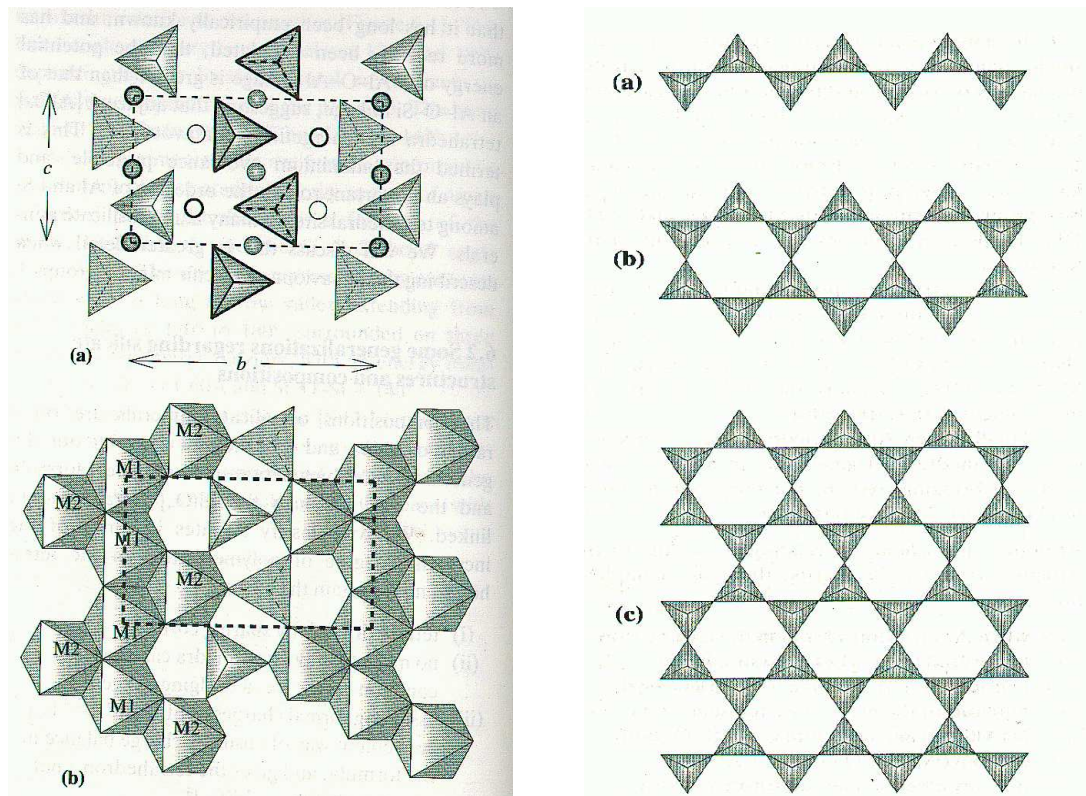


FIG. 1.1: Structure des différentes classes de silicates. A gauche : structure de l'olivine  $Mg_2SiO_4$ , les cercles pleins et vides représentent respectivement les sites d'occupation des cations M1 et M2. A droite : (a) inosilicates (pyroxènes) (b) phyllosilicates (c) silicates à feuillet.

- Dans la classe des phyllosilicates ou silicates à feuillet, les tétraèdres forment un plan infini et tous les tétraèdres partagent trois atomes d'oxygène (groupes des micas, smectite...).
- Finalement, la classe des tektosilicates regroupe les minéraux dont tous les tétraèdres partagent quatre atomes d'oxygène, le rapport Si/O étant égal à 1/2 (groupe des feldspaths, quartz, zéolites).

Cette classification est éventuellement modifiée par le fait que l'ion  $Al^{3+}$  peut se substituer à  $Si^{4+}$  au centre du tétraèdre. Cette substitution est d'ailleurs obligatoire dans le groupe des feldspaths pour conserver l'électroneutralité du minéral. Il faut alors considérer le rapport  $(Al + Si)/O$  en plus du rapport Si/O.

Dans le cas interstellaire, la composition des silicates est contrainte par les abondances cosmiques. La différence entre l'abondance de référence choisie (le plus sou-

Eléments	Abondance ( $/10^6$ H)		
	Solaire <sup>1</sup>	étoiles B <sup>2</sup>	SW96 <sup>3</sup>
C	355	224	214
N	93	63	66
O	741	499	457
Mg	38	20.9	25
Fe	32	32	26.9
Al	2.9		
Si	36	15.8	18.6
S	19	12.9	12.3
Ca	2.3	-	1.58
Ti	0.1	-	0.065
Cr	0.5	-	0.32
Mn	0.3	-	-
Ni	1.8	-	1.12

Tableau 1.1: Abondances des éléments constituant la phase solide pour différentes abondances de référence.

<sup>1</sup> Par rapport aux abondances solaires (Anders & Grevesse, 1989, Grevesse & Sauval, 1998). <sup>2</sup> Par rapport aux abondances des étoiles de champ de type B, (Savage & Sembach, 1996). <sup>3</sup> Par rapport à la moyenne des étoiles de type spectral B, F et G du MIS (Snow & Witt, 1996). C, N et O sont les principaux constituants des manteaux de glaces recouvrant la poussière silicatée, constituée des éléments tels que Si, O, Mg, Fe, Al, Ca ...

vent l'abondance solaire) avec la quantité de chaque élément observée dans la phase gazeuse du MIS donne la quantité de chaque élément contenu dans la phase solide (Tableau 1.1). La majorité des silicates est donc formée de Si, Mg, Fe en quantités équivalentes et de Al, Ca, Na en quantités plus faibles (quelques % par rapport au silicium). Comme le montre l'étude de la phase silicatée dans les météorites, à petite échelle, la composition des silicates peut être très différente de cette stoechiométrie imposée par les abondances cosmiques (Klöck et al., 1989). Cependant, dans le milieu interstellaire, l'abondance des silicates riches en éléments tels que Al, Ca, Na, et/ou en éléments plus lourds, est limitée par la faible abondance cosmique de ces éléments.

**Les silicates les plus simples obéissant aux contraintes fixées par les abondances cosmiques sont les olivines et les pyroxènes, et ce sont eux que les astrophysiciens désignent le plus souvent par l'appellation "silicates".**

### 1.1.2 Les olivines

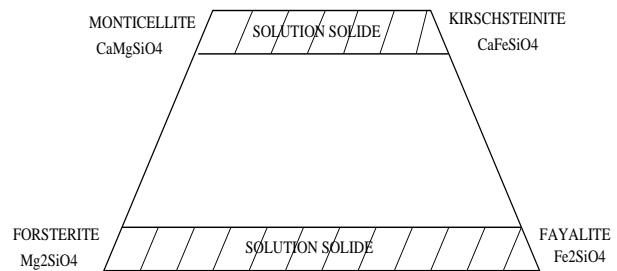
Le groupe de l'olivine, appartenant à la classe des nésosilicates (à tétraèdres isolés), est constitué de minéraux de formule  $XYSiO_4$  où X et Y sont les cations  $Mg^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$  ou  $Ca^{2+}$ , X pouvant être le même cation que Y, excepté si  $X = Ca^{2+}$ . La cohésion des tétraèdres est assurée par la présence de ces cations à deux sites différents M1 et M2 (Figure 1.1, à gauche). La plupart des olivines terrestres sont constituées des cations  $Mg^{2+}$  et  $Fe^{2+}$ . Les olivines ont donc une composition notée  $Mg_xFe_{2-x}SiO_4$  comprise

entre deux pôles : la forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) et la fayalite ( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ) (Figure 1.2). A température et pression ambiante, les cations  $\text{Fe}^{2+}$  et  $\text{Mg}^{2+}$  pouvant occuper quasi-indifféremment les sites M1 et M2, l'olivine est considérée comme une solution solide idéale  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ - $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ .

Les olivines terrestres contenant du calcium sont moins courantes. Elle constituent une solution solide entre les deux pôles  $\text{CaMgSiO}_4$  (monticellite) et  $\text{CaFeSiO}_4$  (kirschsteinite).  $\text{Ca}^{2+}$  occupe le site M2 et  $\text{Fe}^{2+}$  et  $\text{Mg}^{2+}$  les sites M1. Il n'existe pas, à température ambiante, de solution solide stable entre les olivines contenant du calcium et celles contenant du fer et/ou du magnésium. Cependant, à plus haute température, la substitution  $\text{Ca}^{2+} \leftrightarrow (\text{Fe}^{2+}, \text{Mg}^{2+})$  peut avoir lieu. Elle peut atteindre 5 % à  $1000^\circ\text{C}$  et 20 % à  $1450^\circ\text{C}$  (Putnis, 1992). La présence d'autres éléments chimiques est possible, comme dans le cas d'olivines d'origine météoritique, dites "LIME" (Low-Iron, Manganese Enriched), qui peuvent contenir jusqu'à 5 % de manganèse (Klöck et al., 1989).

FIG. 1.2: Composition des olivines naturelles.

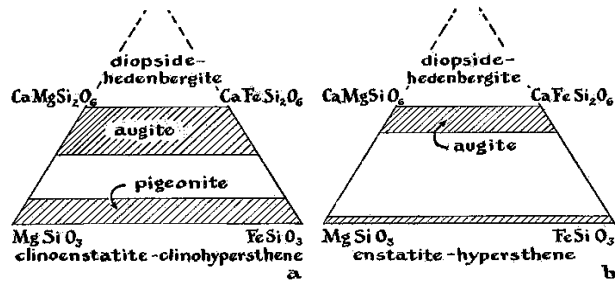
Le minéral olivine désigne les solutions solides de forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) et fayalite ( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ). Moins commune, la monticellite ( $\text{CaMgSiO}_4$ ) admet, du fait de la substitution  $\text{Mg}^{2+} \leftrightarrow \text{Fe}^{2+}$ , une solution solide avec la kirschsteinite ( $\text{CaFeSiO}_4$ ).



### 1.1.3 Les pyroxènes

Les pyroxènes sont des inosilicates dont les tétraèdres forment une chaîne simple linéaire de périodicité deux (Figure 1.1, partie droite (a)) et partagent tous deux atomes d'oxygène. Il existe des minéraux constitués de chaînes de périodicité supérieure à deux appelés pyroxénoïdes (comme la wollastonite  $\text{CaSiO}_3$  de périodicité trois). Les chaînes de tétraèdres sont reliées entre elles par les cations. Ceux-ci occupent, suivant leur taille, les sites M1 ou M2. Les sites M1, petits, se situent entre les sommets des tétraèdres de deux chaînes et les sites M2, plus gros, se situent entre leurs bases. Si des petit cations sont présents dans les sites M2, les chaînes de tétraèdres vont se déformer pour réduire la taille des site M2. Contrairement aux olivines dont la structure est assez rigide, les chaînes des pyroxènes sont relativement

FIG. 1.3: Composition des pyroxènes les plus communs à (a) haute et (b) basse température. Les zones grisées représentent les solutions solides naturelles les plus courantes; à haute température il peut y avoir une solution solide entre l'augite et la pigeonite.



flexibles ce qui autorise la présence d'une large gamme de cations de tailles différentes. Cette flexibilité assure d'autre part la stabilité des pyroxènes sur une large gamme de température et de pression. Il en résulte que le terme pyroxène désigne un ensemble de minéraux de compositions et de géométries différentes, plus vaste que l'olivine. L'agencement des chaînes entre elles, en grande partie déterminé par la taille des cations, définit deux types de pyroxènes de structures différentes : les clinopyroxènes (monocliniques) et les orthopyroxènes (orthorombiques). A haute température, les orthopyroxènes se transforment en clinopyroxènes plus stables.

La formule générale des pyroxènes est  $XYSi_2O_6$  où X désigne  $Ca^{2+}$ ,  $Mg^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$  ou  $Na^+$  dans le site M2 et Y  $Mg^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Fe^{3+}$  ou  $Al_{3+}$  dans le site M1. Les compositions possibles des pyroxènes les plus courants sont indiqués Figure 1.3. Les solutions solides de diopside ( $CaMgSi_2O_6$ ) et d'hedenbergite ( $CaFeSi_2O_6$ ) sont des clinopyroxènes tandis que les solutions solides d'enstatite ( $MgSiO_3$ ) et de ferrosilite ( $FeSiO_3$ ) sont des orthopyroxènes. Comme pour les olivines des pyroxènes LIME riches en manganèse existent dans les météorites (Klöck et al., 1989).

#### 1.1.4 Silicates amorphes et cristallins

La plupart des minéraux terrestres sont cristallins, c'est-à-dire que leur réseau atomique présente un ordre translationnel à grande échelle. S'il n'y a pas d'ordre à grande échelle, c'est-à-dire si les tétraèdres sont agencés de façon aléatoire tant au niveau translationnel qu'orientationnel, le minéral est dit amorphe. Il peut éventuellement y avoir une microstructure, un ordre à une échelle atomique plus ou moins reproductible (Figure 1.4).

La caractérisation de la structure à grande échelle des solides se fait traditionnellement par diffraction. Le faisceau incident (rayons X, électrons) est en effet diffracté par les plans cristallins. La figure de diffraction résultante est représentative des

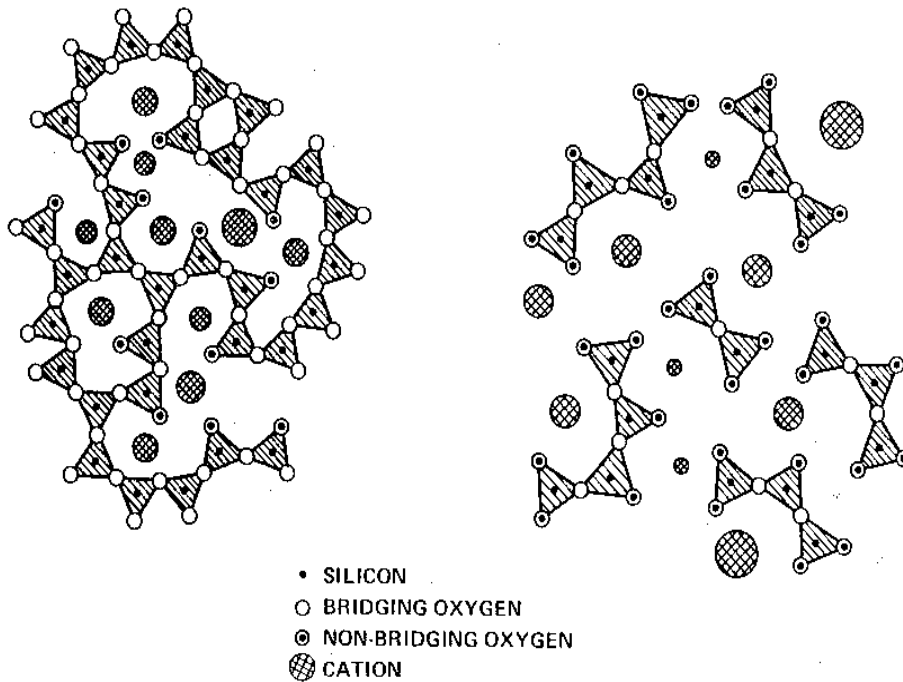


FIG. 1.4: Représentation à deux dimensions de l'agencement des atomes dans des verres de silicates. Suivant le nombre de cations, les tétraèdres  $\text{SiO}_4$  partagent plus ou moins d'atomes d'oxygène et forment des chaînes plus ou moins longues. D'après Tielens & Allamandola (1987).

paramètres du réseau cristallin (groupe cristallographique, paramètre de maille). Si le solide est amorphe le cliché de diffraction est composé d'un halo diffus (Figure 1.5). Dans le cas d'un solide polycristallin, la figure de diffraction est composée d'anneaux concentriques. Pour un monocristal enfin, la figure de diffraction est constituée d'un réseau de points.

L'état structural des silicates est également observable à travers leur spectre infrarouge (Figure 1.6). Un spectre de silicate cristallin présente de nombreuses bandes de vibration à des longueurs d'ondes supérieures à  $8 \mu\text{m}$ . Les deux bandes à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$ , larges et structurées, sont dues, respectivement, aux mouvements d'élongation et de déformation des liaisons O-Si-O dans les tétraèdres  $\text{SiO}_4$ . A plus grande longueur d'onde ( $\lambda \geq 30 \mu\text{m}$ ), la présence de bandes liées aux vibrations des liaisons entre les atomes d'oxygène des tétraèdres et les cations atteste d'un ordre translationnel à grande échelle. Lorsque les silicates sont amorphes, il n'y a plus d'ordre à grande échelle : les bandes à grande longueur d'onde disparaissent et la structure des ban-

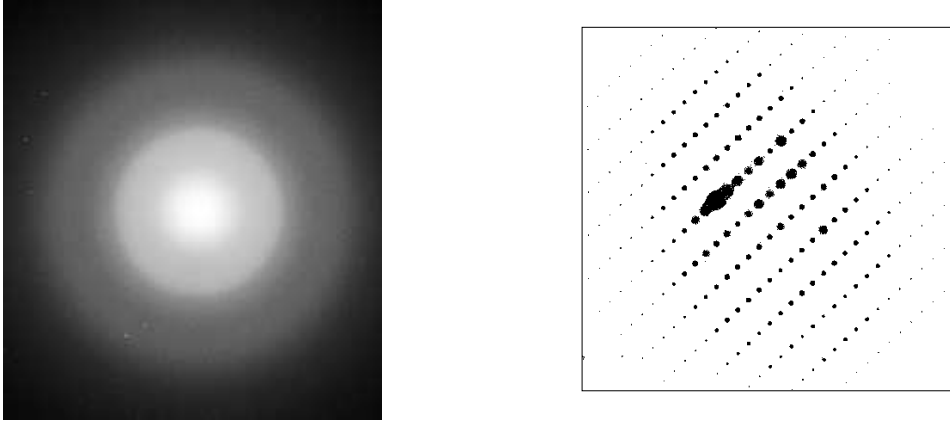


FIG. 1.5: Cliché de diffraction électronique d'une olivine amorphe (à gauche) et cristalline (à droite). L'olivine amorphe a été obtenue par irradiation avec des ions  $\text{He}^+$  de 10 keV. Les clichés ont été obtenus avec un microscope électronique à transmission (MET Philips CM 30) au LSPES à l'Université des Sciences et Technologie de l'Université de Villeneuve-d'Ascq.

des à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$  s'efface. **Les spectres infrarouges des silicates amorphes ne sont donc caractérisés que par deux bandes larges et sans structure à  $\sim 10$  et  $18 \mu\text{m}$  alors que les spectres des silicates cristallins présentent, eux, de nombreuses bandes entre 8 et  $\sim 60 \mu\text{m}$ . Cet effet sur les spectres infrarouges des silicates constitue l'unique diagnostic de la structure des silicates interstellaires accessible aux astrophysiciens.**

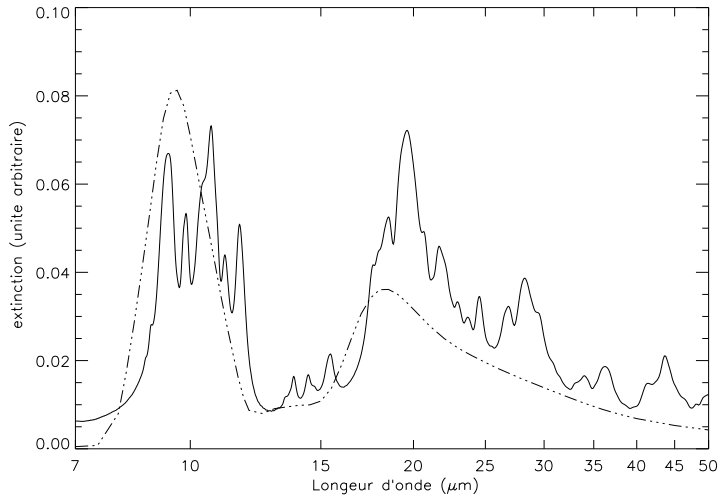


FIG. 1.6: Spectre de laboratoire obtenu à l'IAS d'enstatite cristalline (trait pleins) et spectre d'enstatite amorphe (verre) modélisé pour une distribution de particules ellipsoïdales de type CDE (Section 2.7)<sup>1</sup>. Le spectre du minéral cristallin est beaucoup plus riche que celui du verre.

<sup>1</sup>Dans ce travail, toutes les modélisations de la poussière amorphe ont été effectuées à l'aide des

La communauté astrophysique emploie communément des expressions telles que : “olivine ou pyroxène amorphe”, “enstatite ou forstérite amorphe” et “enstatite ou forstérite cristalline”, redondantes ou inexactes d’un point de vue minéralogique. Les deux dernières expressions sont en effet des pléonasmes puisque les termes “enstatite”, “forstérite”, “olivine” et “pyroxène” désignent *par définition* des minéraux cristallins. D’autre part, du fait de la perte de la structure, il est inexact de parler, pour des silicates amorphes, d’olivines ou de pyroxènes. Dans le cas des solides amorphes ces appellations n’ont de sens qu’en terme de composition moyenne. L’information structurale de ces termes n’est plus valable et seuls les rapports moyens O/Si et/ou cations/Si permettent de différencier globalement les différents silicates amorphes. **Ainsi, une “olivine amorphe” est, pour la communauté astrophysique, un raccourci de langage pour désigner un silicate amorphe de composition moyenne de type olivine, c’est-à-dire telle que  $O/Si = 4$  et  $cations/Si = 2$ , et “un pyroxène amorphe” désigne un silicate amorphe de composition moyenne de type pyroxène pour lequel  $O/Si = 3$  et  $cations/Si = 1$ . Bien que du point de vue minéralogique ces expressions soient inexactes, nous les utiliserons par la suite dans un souci d’adéquation avec les termes employés en astronomie.**

## 1.2 Les silicates avant et après ISO

### 1.2.1 Les observations du sol et du satellite IRAS

Du sol, la vapeur d’eau, le dioxyde de carbone, et toutes les molécules présentes dans l’atmosphère absorbant efficacement le rayonnement infrarouge, rendent impossible l’obtention de spectres infrarouges continus. Les observations des silicates s’effectuent par les deux fenêtres atmosphériques à 7.7 - 12.7  $\mu\text{m}$  (bande N) et 17 - 25  $\mu\text{m}$  (bande Q), mais l’émission thermique de l’atmosphère terrestre limite la sensibilité des observations dans ces bandes (Figure 1.7). Afin de s’affranchir de ces contraintes, des expériences d’observations en vol, par avion, dans les couches stratosphériques de l’atmosphère, ont été réalisées (Figure 1.8). Celles-ci restent toutefois limitées aux sources les plus brillantes et il faut attendre les premières observations satellitaires pour pouvoir étendre significativement la gamme des objets observables dans l’infrarouge. Ces observations ont cependant permis de proposer la présence de grains de silicates amorphes grâce à la détection des bandes larges et sans structure à 9.8 et 18

---

constantes optiques disponibles sur le site : <http://www.astro.spbu.ru/JPDOC/> (Henning et al., 1999).



$\mu\text{m}$ . Les premières études expérimentales de fabrication de silicates amorphes et de mesure de leur spectre infrarouge ont confirmé ces identifications (Day, 1976, Day, 1979).

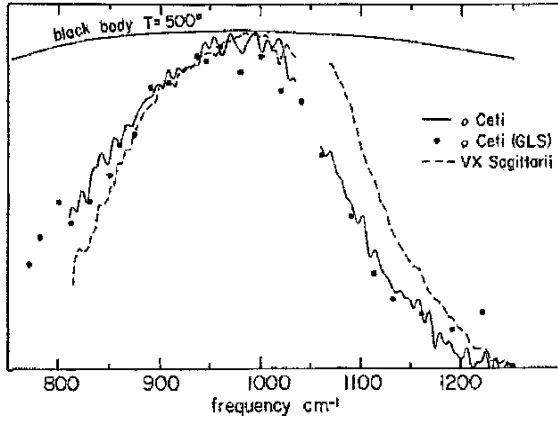
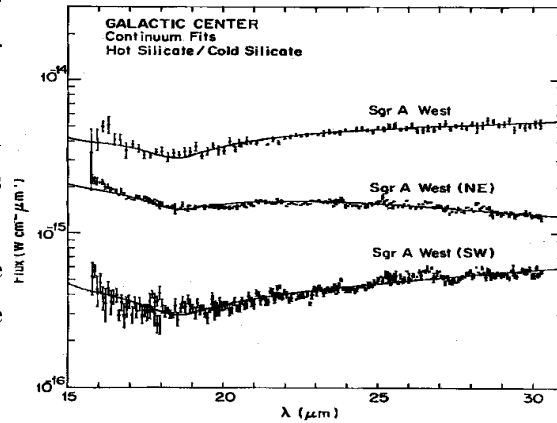


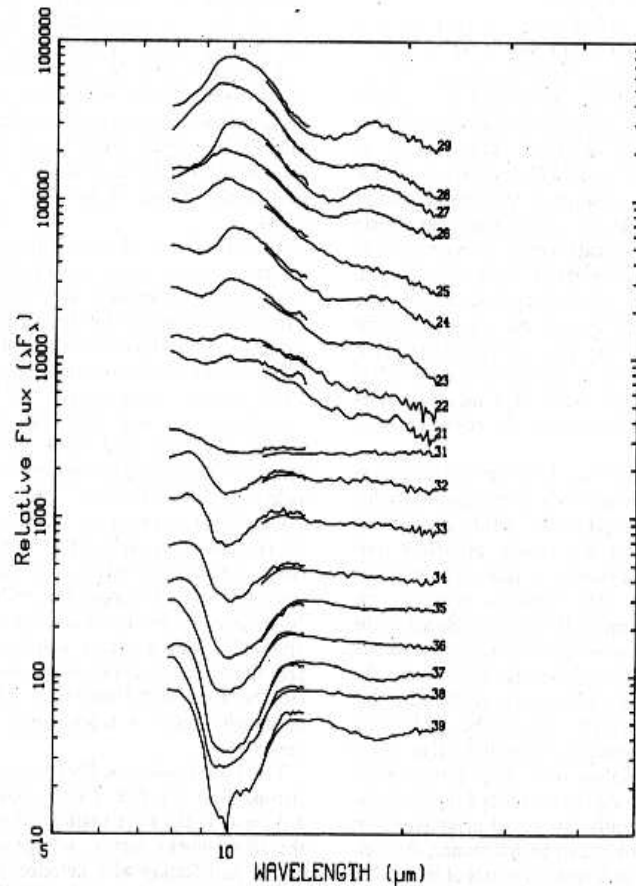
FIG. 1.7: Observations 8-13  $\mu\text{m}$  du Lick Observatory des étoiles brillantes VX Sgr et o Ceti présentant un excès d'émission à 10  $\mu\text{m}$ . La résolution est  $R = \frac{\nu}{\Delta\nu} \sim 200$ . Les spectres sont normalisés à leur maximum. Une courbe de corps noir à 500 K est montrée pour comparaison. D'après Gammon et al. (1972).

FIG. 1.8: Observations prises à partir de l'avion de la NASA KAO (Kuiper Airborne Observatory) du Centre Galactique entre 16 et 30  $\mu\text{m}$ . La résolution est  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 50$ . Les spectres des sources Sgr A west, NE, et SW sont comparées à un modèle de nuage de poussière chaude obscurci par un nuage de poussière froide. Les deux nuages sont optiquement minces et composés de silicates amorphes. D'après McCarthy et al. (1980).



Le spectromètre LRS (Low Resolution Spectrometer) à bord du satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite), opérationnel de janvier à novembre 1983, a permis pour la première fois d'obtenir des spectres continus entre 7.5 et 23  $\mu\text{m}$ , affranchis des problèmes liés à l'atmosphère, avec une faible résolution spectrale ( $\lambda/\Delta\lambda = 15-40$ ). Les catalogues dressés à partir des observations LRS et des données photométriques ont constitué une source d'information sans précédent sur la poussière. IRAS a observé une multitude de sources infrarouges optiquement invisibles, révélant ainsi l'omniprésence de la poussière silicatée par la présence dans les spectres des bandes à 9.8 et 18  $\mu\text{m}$ , observées en émission ou en absorption selon la densité et la température de la poussière dans les objets (Figure 1.9). Du fait du grand nombre de données et grâce à la couverture spectrale continue sur les deux bandes des silicates,

FIG. 1.9: Spectres IRAS-LRS d'étoiles OH/IR. Selon la densité de poussière des enveloppes entourant les objets, les bandes des silicates, à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$ , sont observées en émission (faible densité) ou en absorption (forte densité). Chaque spectre correspond à une classe du catalogue LRS. D'après Volk & Kwok (1987).



des études statistiques et systématiques ont pu être entreprises afin de caractériser la poussière et de comprendre le lien existant entre sa nature et le stade d'évolution ou le type des objets dans lesquels elle est observée. Ainsi, à partir de ce catalogue, les bandes des silicates ont été classées suivant leurs principales caractéristiques spectrales : largeur, position, forme, contraste par rapport au continuum (Little-Marenin & Price, 1986, Volk & Cohen, 1989). La plupart des objets étudiés sont des étoiles évoluées et les différentes classes de silicates sont interprétées en termes de degrés différents d'avancement du processus de formation de la poussière (Little-Marenin & Price, 1986, Stencel et al., 1990).

Autour des étoiles évoluées, mais aussi dans le milieu interstellaire et autour des protoétoiles et des étoiles jeunes (Figure 1.10), les bandes observées (en émission ou en absorption) sont toujours larges et, dans la quasi-totalité des spectres, sans structure. Ceci indique que la structure des silicates est amorphe, c'est-à-dire que les matériaux composant les grains ne possèdent pas de structure atomique ordonnée à grande échelle. **Bien que l'absence de structure des bandes observées rende**

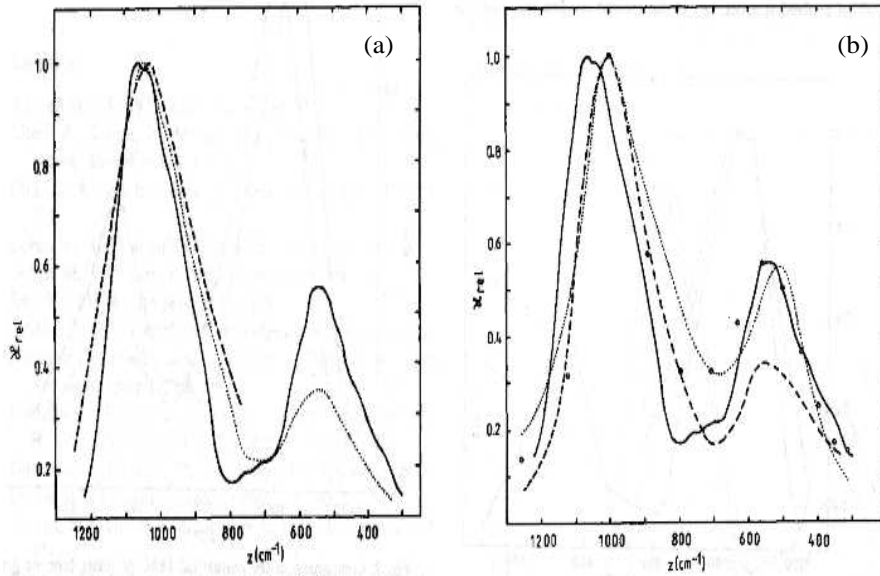


FIG. 1.10: Comparaison du spectre de grains de bronzite (pyroxène de composition moyenne  $Mg_{0.9}Fe_{0.1}SiO_3$ ) amorphe de  $0.1 \mu m$  (trait plein) avec les signatures des silicates autour d'étoiles jeunes (a) et évoluées (b). (a) : émission infrarouge du Trapèze d'Orion (tirets, Forrest et al. (1975)), "astronomical silicates" (pointillés, Draine & Lee (1984)). (b) : extinction des silicates dérivée d'étoiles géantes et super-géantes, tirets : Pegourie & Papoular (1985), pointillés : Henning et al. (1983), cercles : Rowan-Robinson (1986). D'après Dorschner et al. (1988). Les spectres de bronzite sont modélisés à partir des constantes optiques mesurées en laboratoire par l'auteur.

difficile les études sur la composition des grains, il semble que celle-ci soit différente autour des étoiles évoluées et des protoétoiles. Les bandes des silicates y diffèrent notamment par la position du maximum d'absorption (Figure 1.10). La comparaison des spectres astronomiques avec des spectres de laboratoire de silicates amorphes permet en effet d'identifier les silicates autour des étoiles évoluées avec des olivines amorphes et ceux autour des étoiles jeunes et des protoétoiles avec des pyroxènes amorphes (Guertler & Henning, 1986, Dorschner et al., 1988).

Toutefois, un examen attentif de la bande à  $9.8 \mu m$  montre qu'elle n'est pas toujours sans structure. En effet, dans certains spectres où elle est observée en absorption, un épaulement est présent dans l'aile rouge de la bande, à  $\sim 11.2 \mu m$  (Figure 1.11). La poussière des sources dans lesquelles l'épaulement est présent est le plus souvent froide et recouverte d'un manteau de glace d'eau. Sur la base de cette apparente corrélation,

cet épaulement a été identifié avec le mode de libration de la glace d'eau (vers 11-13  $\mu\text{m}$  selon la structure de la glace) (Soifer et al., 1981, Roche & Aitken, 1984). Cette corrélation est cependant remise en cause par Smith & Herman (1990). En effet, ces deux auteurs notent que des spectres ayant une forte bande à 3.09  $\mu\text{m}$  (traduisant la présence d'une forte quantité de glace d'eau) ne présentent pas forcément d'absorption supplémentaire autour de 11  $\mu\text{m}$  alors que certains spectres, comme celui de l'étoile OH/IR OH138.0+7.3, montrent un épaulement vers 11  $\mu\text{m}$  mais pas d'absorption à 3.09  $\mu\text{m}$ . Ils proposent alors d'attribuer le dit épaulement à des silicates partiellement chauffés, et donc en partie, ou totalement, cristallisés. Cette hypothèse avait déjà été formulée par Nuth & Donn (1982) pour expliquer, dans l'étoile OH26.5+.06, non seulement l'épaulement à 11.2  $\mu\text{m}$  mais aussi des bandes faibles à 9.2, 18-19, 20 et 22-23  $\mu\text{m}$  détectées dans le spectre. Enfin, Tielens (1990) propose que des olivines cristallines riches en magnésium et/ou en calcium soient responsables des sous-structures à 11.2 - 11.4 et 11.8 - 12  $\mu\text{m}$  observées en émission dans les spectres de certaines étoiles Mira. **Ces suppositions sur la présence potentielle de silicates cristallins autour de certaines sources restent cependant marginales et avant les premiers résultats du satellite ISO il est communément admis que les silicates circumstellaires et interstellaires sont amorphes.**

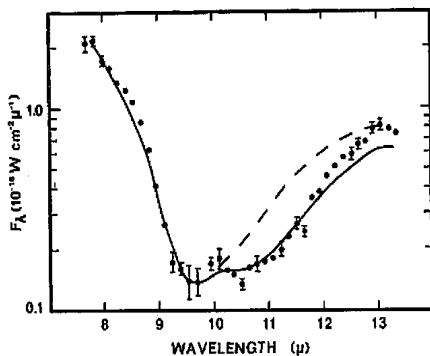


FIG. 1.11: Spectre KAO du mode d'élongation des silicates dans l'étoile OH/IR, OH 0739-14. Les données sont comparées à un modèle dans lequel l'étoile centrale (corps noir) est observée à travers des grains de silicates froids (ligne tiretée) et avec un modèle dans lequel l'absorption de la glace d'eau a été rajoutée (ligne continue). D'après Soifer et al. (1981).

### 1.2.2 Le satellite ISO et ses découvertes

Le satellite ISO (Infrared Space Observatory) est une mission spatiale de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Lancé le 17 novembre 1995, il a été en fonction jusqu'au 8 avril 1998, date à laquelle la réserve d'hélium alimentant le système de refroidissement du satellite a été épuisée. Il avait à son bord quatre instruments : un photo-polarimètre imageur (ISOPHOT), une caméra CVF (Circular Variable Filter) (ISOCAM) et deux spectromètres (ISO-SWS et ISO-LWS). ISO a permis d'observer, sur une gamme de longueur d'onde continue exceptionnelle, entre 2.3 et 196  $\mu\text{m}$ , des milliers de sources infrarouges de tous types (planètes, étoiles, galaxies). En ce qui concerne l'étude

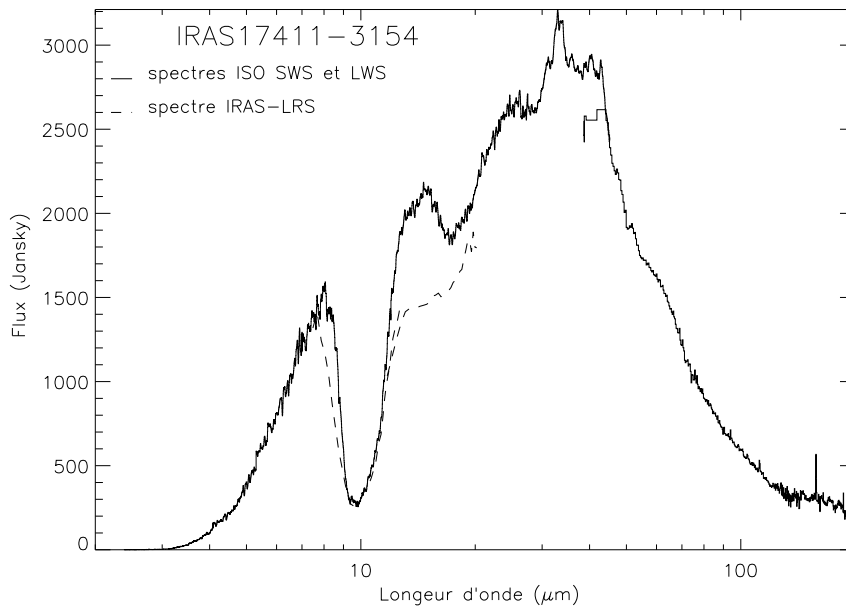


FIG. 1.12: Comparaison du spectre IRAS LRS (tirets),  $\lambda/\Delta\lambda \sim 20$  et des spectres ISO SWS et LWS (ligne continue) de l'étoile OH/IR IRAS 17411-3154,  $\lambda/\Delta\lambda_{SWS} \sim 400$ . Grâce aux spectres ISO SWS et LWS, de nouvelles bandes, dues à des silicates cristallins, ont été découvertes (elles sont observées, dans IRAS 17411-3154, en émission entre  $\sim 20$  et  $50 \mu\text{m}$ ). De plus la distribution spectrale d'énergie et la forme des bandes sont mieux caractérisées dans les spectres ISO que IRAS.

spectroscopique de la poussière, ISO a ouvert de nouveaux horizons. En effet, outre la résolution spectrale particulièrement adaptée à l'étude des solides ( $R=200-2000$  pour ISO-SWS et ISO-LWS), les observations d'ISO donnent accès, pour la première fois, à la totalité du domaine spectral où apparaissent les principales vibrations de ces solides et permettent donc de considérer les objets dans leur globalité en terme de composantes de poussière. Il est ainsi désormais possible d'étudier la composition des glaces interstellaires en prenant en compte simultanément toutes les transitions d'une même molécule ainsi que les transitions provenant d'autres molécules (Dartois, 1998). Il en est de même pour les bandes des PAHs. Concernant la poussière silicatée, la Figure 1.12 illustre à quel point la distribution spectrale d'énergie, la forme des bandes et la détermination du continuum peuvent être mieux déterminés à l'aide des observations ISO. Cette figure met également en évidence l'apport de l'extension de la gamme spectrale qui révèle la présence des bandes en émission aux longueurs d'onde non couvertes par IRAS ( $23 - 200 \mu\text{m}$ ).

Le spectromètre ISO-SWS est équipé de deux réseaux couvrant la gamme de

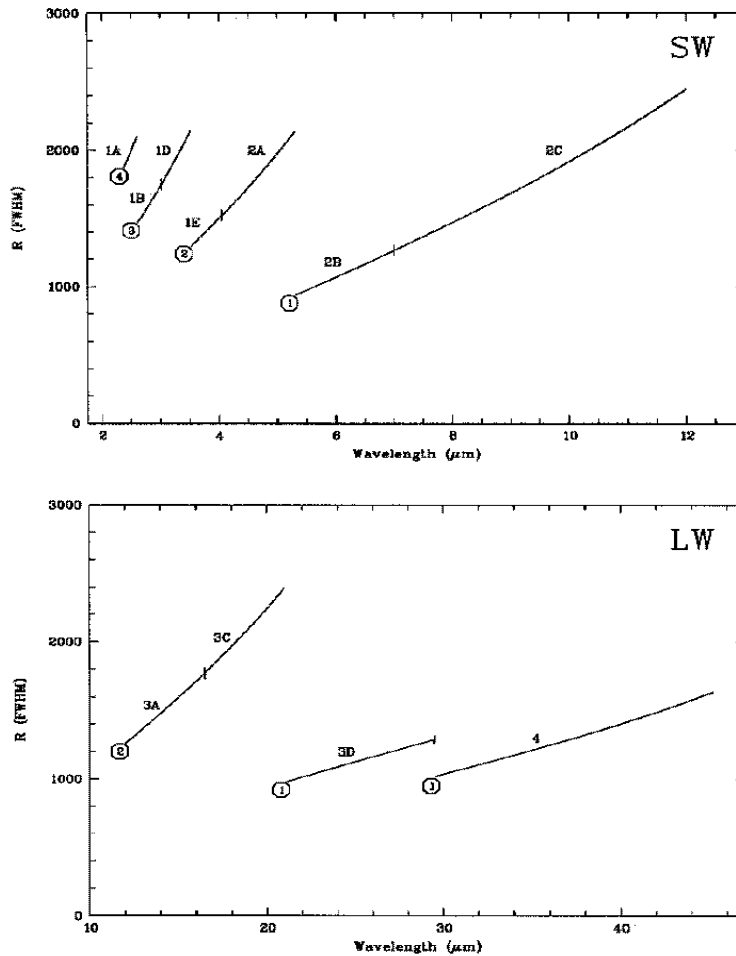


FIG. 1.13: Résolution nominale des différentes bandes de la gamme spectrale ISO-SWS, entre 2.3 et 45  $\mu\text{m}$ , pour une source étendue. Cette résolution est deux fois meilleure entre 2 et 12  $\mu\text{m}$  pour une source ponctuelle. La résolution “réelle” des spectres dépend du temps d’observation, c’est-à-dire de la vitesse de balayage des réseaux sur les détecteurs (Tableau 1.2).

longueur d’onde 2.38 - 45.2  $\mu\text{m}$  et de deux filtres interférométriques Fabry-Pérot couvrant la gamme 11.4 - 35  $\mu\text{m}$ . La stratégie d’observation de l’instrument en mode réseau est la suivante. Les 2 réseaux de dispersion, en rotation autour d’un axe, transmettent le signal sur chaque détecteur. La gamme spectrale SWS est divisée en 4 parties, les bandes (Figure 1.13), et le signal de chaque bande est reçu par 12 détecteurs. Cette rotation permet de séparer temporellement la réception sur les détecteurs du signal spectral à une longueur d’onde donnée. Autrement dit, à un instant donné, chaque détecteur reçoit de l’information spectrale à des longueurs d’onde différentes. De plus, chaque bande spectrale est parcourue deux fois par les réseaux : dans le sens des longueurs d’onde croissantes et décroissantes. On dispose donc pour chaque bande de 24 spectres. Cette redondance dans les observations permet d’effectuer une réduction des données performante. Le décalage temporel de la réception du signal sur les détecteurs permet ainsi de bien détecter et éliminer les “glitches” (sursauts du flux dus à l’impact de particules énergétiques sur les détecteurs) et de ne pas les confondre avec des raies fines et intenses du gaz. La double couverture spectrale pour chaque

Tableau 1.2: Le mode d’observation SWS01. Ce tableau donne la résolution spectrale “réelle” en fonction de la vitesse de balayage des réseaux, c’est-à-dire de la durée des observations (en secondes). R est la résolution nominale (Figure 1.13).

vitesse	1	2	3	4
résolution	R/8	R/8	R/4	R/2
durée (s)	762	1530	3054	6114

détecteur permet quant à elle de s’affranchir, au moins partiellement, des effets de mémoire dus à la réponse non-instantanée de l’appareil à des changements de flux forts et soudains.

La résolution spectrale obtenue dépend de la vitesse du réseau. La Figure 1.13 indique la résolution nominale des quatre bandes de la gamme spectrale ISO-SWS en fonction de la longueur d’onde, pour une source étendue (cette résolution est deux fois meilleure pour une source ponctuelle entre 2 et 12  $\mu\text{m}$ ). Les spectres complets des objets, entre 2 et 45  $\mu\text{m}$ , sont obtenus, dans le mode d’observation SWS01, avec des vitesses de balayage des réseaux sur les détecteurs telles que l’intervalle des positions du réseau comprenne entre 8 et 16 éléments de résolution. La résolution est alors inférieure à la résolution nominale (Tableau 1.2). **Il faut noter que, parce que les bandes des solides réfractaires, silicates et oxydes, sont larges, les résolutions les plus basses ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 200$ ), correspondant aux vitesses de balayage des réseaux les plus élevées, sont suffisantes et adaptées à l’étude des solides.**

L’étalonnage photométrique a été réalisé au sol et poursuivi en vol. Il garantit une précision sur le flux absolu d’environ 30 %. La réponse spectrale de certaines bandes présente des franges d’interférence (bande 2c et bande 3) ou des artefacts spectraux qui peuvent se trouver aux même longueurs d’onde que les vibrations de certains solides (bandes 2b, 2c, 3d, 4). Il faut donc être prudent pour l’interprétation des bandes faibles dans ces zones spectrales.

La réduction des observations présentées dans cette thèse a été réalisée à l’aide des procédures regroupées dans le logiciel IA (Interactive Analysis) pour les données ISO-SWS et avec le logiciel ISAP (ISO Spectroscopic Analysis Package) pour les données ISO-LWS.

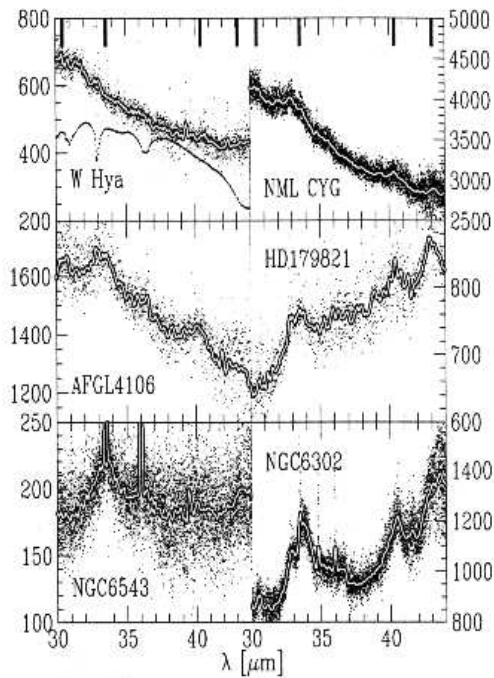
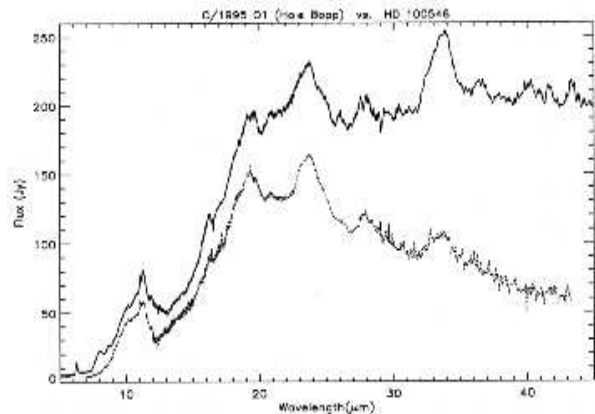


FIG. 1.15: Spectres ISO SWS de l'étoile jeune HD 1000546 (en haut) et de la comète Hale-Bopp (en bas). D'après (Waelkens et al., 1996). Le spectre de Hale-Bopp est tiré de Crovisier et al. (1997). Les bandes d'émission sont, dans les deux spectres, attribuées à de la forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ).

FIG. 1.14: Spectres ISO SWS de plusieurs étoiles évoluées riches en oxygène. Dans le cadre en haut à gauche la courbe en pointillés est la réponse spectrale des détecteurs de la bande considérée. Les marques noires indiquent la position des bandes d'émission dues aux silicates cristallins les plus fortes. D'après Waters et al. (1996).



Les observations spectroscopiques ISO constituent une source d'information exceptionnelle pour l'étude des silicates. Le principal résultat d'ISO concernant les silicates est la découverte de silicates cristallins autour de certaines étoiles jeunes ou évoluées, rendue possible par la présence, dans les spectres de ces objets, de bandes en émission à grande longueur d'onde (Waters et al., 1996, Waelkens et al., 1996). La découverte de ces bandes a été rendue possible grâce à l'accès au domaine spectral des longueurs d'onde supérieures à  $22 \mu\text{m}$  (observables avant ISO uniquement par les observations en vol stratosphérique à basse résolution), ainsi qu'à la bonne résolution des observations. Les principales bandes observées sont situées à  $\sim 23.6, 27.8, 30.5, 32.8, 33.6, 40.4, 43.1 \mu\text{m}$  (Figures 1.14, 1.15). D'autres bandes plus faibles ont été détectées en-



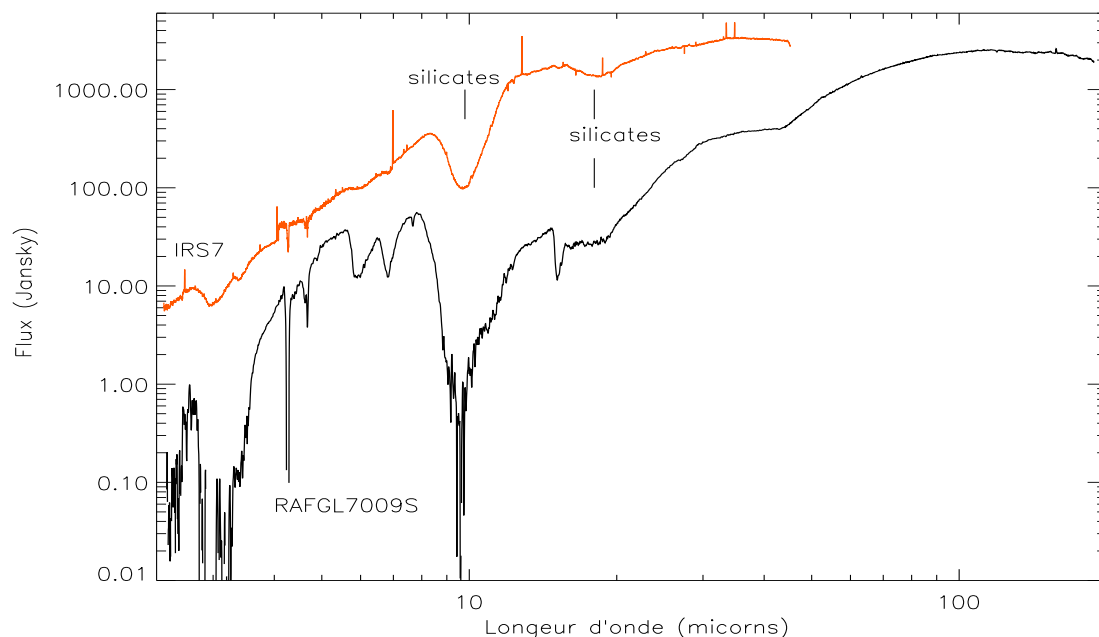


FIG. 1.16: Spectres ISO-SWS06 de la protoétoile RAFGL7009S ( $R \sim 500$ ) et ISO-SWS01 du Centre Galactique SgrA/irs7. Les spectres montrent les bandes à  $\sim 10$  et  $18 \mu\text{m}$  des silicates amorphes. Les autres bandes d'absorption sont dues aux manteaux condensés autour des grains de silicates, manteaux de glaces ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,...) pour RAFGL7009S (Dartois et al., 1999) et manteaux de matière carbonée et de glace d'eau pour SgrA/irs7 (Lutz et al., 1996).

tre  $15$  et  $70 \mu\text{m}$  (Sylvester et al., 1999, Molster, 2000). Certaines de ces bandes ont également été détectées en absorption (Sylvester et al., 1999). La position des bandes, qui ne varie d'une source à l'autre que de quelques dixièmes de micron, indique que la composition de la composante cristalline de la poussière est semblable dans toutes les sources. L'identification de ces bandes aux modes de vibration du réseau de silicates cristallins riches en magnésium (olivines et pyroxènes) a profondément bouleversé la compréhension de la poussière silicatée tant au niveau de sa formation que de son évolution. En effet, alors que l'on pensait que, dans tous les environnements où ils étaient observés, les silicates étaient amorphes et alors que l'on pensait avoir une compréhension relativement globale de ce type de poussière, ISO a révélé la présence d'une population de silicates circumstellaires complètement nouvelle dont l'existence n'avait été proposée que de façon isolée par quelques auteurs (Nuth & Donn, 1982, Smith & Herman, 1990, Tielens, 1990).

Les observations d'ISO montrent toutefois que les silicates cristallins ne sont

pas observés dans toutes les sources. En effet, tous les spectres des étoiles évoluées riches en oxygène ou des étoiles jeunes ne présentent pas les bandes en émission caractéristiques des silicates cristallins. D'autre part, dans les spectres du milieu interstellaire ou des protoétoiles, ces bandes ne sont jamais observées et seules les deux larges bandes à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$  des silicates amorphes sont présentes (Figure 1.16). Ces observations soulèvent de nombreux problèmes :

- Pourquoi les silicates cristallins ne sont-ils pas observés dans toutes les étoiles évoluées ? Les études de Kemper et al. (2000) indiquent que cela pourrait être dû à un biais rendant les bandes des silicates cristallins indétectables dans les spectres malgré leur présence. Cami et al. (1998) suggèrent que la présence des silicates cristallins dépend des conditions physiques et cinétiques régnant dans les enveloppes de poussières, qui influeraient sur la structure des grains nouvellement formés (Sogawa & Kozasa, 1999).
- Pourquoi n'observe-t-on plus les bandes des silicates cristallins dans le milieu interstellaire ? Cela pourrait être un effet de la température des grains (si celle-ci est trop faible les bandes ne sont plus observées en émission) conjugué à une abondance marginale des silicates cristallins par rapport aux silicates amorphes dans le MIS qui rendrait les bandes des silicates cristallins trop faibles pour être détectées. Cela peut également refléter un réel changement de structure des grains de l'état cristallin vers un état plus désordonné, amorphe.
- Comment se fait-il que les spectres des étoiles jeunes contiennent des silicates cristallins alors que les protoétoiles ne semblent pas en contenir ? Cela pourrait être dû à la cristallisation des silicates amorphes des protoétoiles. Mais il n'est pas certain que les températures atteintes par la poussière soient suffisantes pour leur cristallisation, étant donné les temps caractéristiques d'évolution des enveloppes de poussière (Molster et al., 1999b, Malfait et al., 1999). Cela pourrait aussi s'expliquer si les protoétoiles contenaient une composante cristalline indétectable.

Des éléments de réponse ont été proposés pour la plupart de ces questions mais des études plus détaillées et plus systématiques sont nécessaires pour pouvoir distinguer lesquels sont les plus vraisemblables. D'autres questions se posent aussi, concernant par exemple, la distribution spatiale et la distribution de température des composantes cristallines et amorphes des silicates pour les différents types d'objets, ou la teneur en fer des silicates amorphes et cristallins (faible pour la composante cristalline et présumée plus forte pour la composante amorphe). Si la découverte de ces bandes en émission a soulevé de nombreuses questions, celles-ci pourraient être utilisées pour distinguer et classer les objets en terme de géométrie ou d'évolution. Ainsi Molster (2000)

propose la composition des silicates cristallins (le rapport forstérite/enstatite) et l'intensité des bandes cristallines par rapport au continuum comme moyen de déterminer la géométrie des sources. Bouwman et al. (2000) utilise le fait qu'ils observent la présence de silicates cristallins dans le spectre ISOSWS de l'étoile HD 163296 et non dans celui de Ab Aur, pour suggérer que HD 163296 est à un stade plus évolué que Ab Aur.

## 1.3 Le cycle des silicates

### 1.3.1 Formation

#### Lieux de formation de la poussière silicatée :

Dès 1935, Lindblad (1935), remarquant une corrélation spatiale entre poussière et gaz formule l'hypothèse que les grains résultent de la condensation du gaz interstellaire. Hoyle & Wickramasinghe (1962) et Gilman (1969) suggèrent que le processus de condensation a plutôt lieu dans les enveloppes des étoiles froides. Cette hypothèse sera par la suite validée par les mesures des rapports isotopiques réalisées sur des grains présolaires extraits de chondrites (SiC, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, graphite, nanodiamants), qui montrent que les rapports isotopiques de certains éléments (par exemple <sup>26</sup>Al/<sup>27</sup>Al, pour Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) sont cohérents avec des processus nucléosynthétiques opérant dans certaines étoiles évoluées (par exemple Anders & Zinner (1993)). Parmi les différents sites de formation de la poussière, les silicates et les oxydes sont principalement produits autour des étoiles riches en oxygène : étoiles géantes de types M, étoiles OH/IR, supergéantes (Tableau 1.3). Les novae et supernovae participent également à la production de la poussière silicatée mais les taux de production sont mal connus (Wooden et al., 1993).

Autour des étoiles riches en oxygène, le gaz est composé de molécules comme CO, N<sub>2</sub>, SiO et d'éléments tels que Mg, Fe, Al et les éléments plus réfractaires sous forme atomique ou oxydée (par exemple Gail & Sedlmayr (1986)). Toutes ces espèces ne vont cependant pas contribuer à la formation de la poussière réfractaire (par exemple Salpeter (1977)). CO est une molécule thermodynamiquement et photochimiquement très stable car son énergie de liaison est très élevée et difficile à surmonter à des températures inférieures à 3000 K. Ainsi, si le carbone est moins abondant que l'oxygène, comme c'est le cas dans ces étoiles, il est presque entièrement bloqué sous forme de CO et ne participe pas à la formation de la poussière réfractaire. N<sub>2</sub> a une

Tableau 1.3: Sites de formation de la poussière

Types de sources	Types de poussière formés				Contribution relative (Géantes M = 100)
	silicates	SiC	carbone	PAHs	
Géantes M	oui	non	non	non	100
étoiles OH/IR	oui	non	non	non	100
étoiles C	non	oui	oui	oui	60
supergéantes	oui	non	non	non	10
novae	oui	?	oui	?	0.1-10 ?
PN	non	non	oui	oui	1
étoiles WC	non	non	oui	oui	1
SN type II	oui	non	oui	non	5-500 ?
SN type Ia	oui	non	oui	non	1-80 ?

La production absolue des étoiles de type spectral M est de l'ordre de  $3 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ . Les étoiles C désignent les étoiles riche en carbone, PN les nébuleuses planétaires, WC les étoiles Wolf-Rayet carbonées, SN les supernovae. D'après Jones (1997). Les points d'interrogation désignent des espèces non détectées ou des taux de production mal connus.

forte énergie de liaison et est donc stable. C'est aussi une molécule peu réactive car sa valence est complète. Enfin,  $N_2$  et CO ont une tension de vapeur élevée. Ces deux molécules ne participent donc pas à la formation de la poussière. SiO ayant elle aussi une forte énergie de liaison, la plus grande partie du silicium, dans ces étoiles, se trouve sous forme de SiO. De plus SiO est un radical réactif qui existe sous forme solide aux hautes températures auxquelles se forment les grains. Ainsi, c'est cette molécule qui va participer activement à la formation de la poussière.

#### Processus de formation des silicates :

Selon la compréhension actuelle du processus de formation des grains, celui-ci s'effectue en deux temps. La première étape est la **nucléation**, processus par lequel les premiers noyaux (ou agrégats) réfractaires stables sont formés à partir de la condensation de la phase gazeuse. La deuxième étape est la **croissance des grains** par condensation de la phase gazeuse sur la surface de ces noyaux réfractaires. Les modèles de formation des grains suivent généralement ce découpage en deux étapes et traitent souvent ces deux processus de façon distincte.

La nucléation des premiers grains est le facteur déterminant de la formation de

la poussière. Pour former des agrégats stables, il faut surmonter une barrière de condensation, c'est-à-dire dépasser une taille critique des agrégats au delà de laquelle ceux-ci sont stables. Cette taille critique est dans les conditions astrophysiques assez petite, de l'ordre d'une dizaine de molécules. Les réactions mises en jeu lors de la formation de ces condensats ont une échelle de temps très inférieure à celle des objets et le problème peut être considéré comme stationnaire. Il existe plusieurs façons de modéliser le processus de nucléation (voir Tableau 1.4 pour les références). La théorie de nucléation classique décrit la formation d'agrégats critiques à partir d'une phase gazeuse supersaturée en utilisant les lois de la thermodynamique. L'agrégat formé est considéré comme un solide et ses propriétés sont extrapolées de celles des solides ou interpolées à partir des propriétés des phases solides et gazeuses. Cette théorie distingue plusieurs situations pour former des grains : la nucléation homogène homomoléculaire qui décrit la formation de grains homogènes par condensation de molécules d'un même type, la nucléation homogène hétéromoléculaire qui décrit la formation de grains homogènes par condensation de molécules différentes, et enfin, la nucléation hétérogène qui décrit la formation de grains par réactions chimiques entre différentes molécules. La nucléation peut aussi être décrite par une approche microscopique et non plus macroscopique comme dans les théories de nucléation classiques. Il s'agit alors de construire une chaîne de réactions chimiques transformant les molécules du gaz en particules solides macroscopiques. Une telle approche devient rapidement très complexe si le nombre de réactions mises en jeu augmente. Elle s'applique à des systèmes relativement simples pour lesquels des expériences de laboratoire existent : des composés volatils tels que la vapeur d'eau ou des hydrocarbures simples. Cette description chimique, largement utilisée pour modéliser la formation de la poussière carbonée dans les étoiles riches en carbone (Gail & Sedlmayr, 1987), est difficilement applicable aux matériaux réfractaires car il existe peu de données expérimentales (Nuth et al., 2000).

Une fois les premiers noyaux solides stables formés, leur taille va augmenter par condensation du gaz sur leur surface. C'est la croissance des grains. Elle peut être décrite d'un point de vue purement thermodynamique et l'on peut alors déduire, en supposant l'équilibre thermodynamique et une composition initiale du gaz, une séquence de condensation en fonction de la température et de la pression du gaz (Grossman & Larimer, 1974, Sedlmayr, 1989). Néanmoins, les conditions physiques régnant dans les enveloppes autour des géantes rouges peuvent être très différentes de l'équilibre thermodynamique. Il est alors nécessaire de tenir compte de la dynamique des enveloppes dans lesquelles se forme la poussière ainsi que de la cinétique des processus physiques impliqués afin de prédire la composition et la structure de celle-

ci. En effet, si l'échelle de temps des processus régissant la composition chimique des grains est supérieure à l'échelle de temps d'évolution des enveloppes au sein desquelles ceux-ci se forment, alors ces processus vont être inhibés. De même, la structure des grains formés dépend de leur température et donc de la dynamique des enveloppes. La modélisation de la structure des grains était peu étudiée avant ISO puisque les silicates observés semblaient tous amorphes. La découverte des silicates cristallins autour de certaines étoiles évoluées, mais pas dans toutes, illustre la nécessité de coupler les processus dynamiques aux processus classiques de formation des grains afin de pouvoir expliquer les observations. De telles études commencent à apparaître, comme par exemple celle de Sogawa & Kozasa (1999) qui montre que la production de silicates cristallins dépend du taux de perte de masse des étoiles.

La formation de la poussière réfractaire riche en oxygène (silicates, oxydes) est donc généralement décrite par la théorie classique de la nucléation et de la croissance des grains. Les silicates sont composés de "monomères" de type  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ,  $\text{MgSiO}_3$  qui n'existent pas à l'état gazeux. La formation des grains ne peut donc s'effectuer par condensation homomoléculaire. Elle s'effectue par condensation hétérogène ou homogène hétéromoléculaires, ou bien par croissance des manteaux silicatés sur des noyaux. Ceux-ci peuvent être constitués d'oxydes tels que  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et  $\text{TiO}_2$  ou composés de molécules telles que  $\text{TiC}$ , des noyaux de  $\text{MgO}$ ,  $\text{MgS}$ ,  $\text{Fe}$  ayant également été proposés (voir Tableau 1.4 pour les références). Des grains présolaires de carbone constitués d'un coeur de  $\text{TiC}$  ont d'ailleurs été observés (Zinner, communication personnelle). Le Tableau 1.4 recense différents modèles de formation de la poussière riche en oxygène, modèles de nucléation ou de croissance des grains, incluant ou non la nature physique et cinétique des objets. Cette liste n'est pas exhaustive. Elle donne néanmoins une idée du nombre d'études existantes. Les données d'ISO, qui permettent de bien connaître la composition et la structure de la poussière en fonction des différents types d'environnement, fournissent de nouvelles contraintes à ces modèles.

Les modèles d'évolution de la poussière montrent que la quantité de poussière détruite dans le MIS est dix fois supérieure à la quantité de silicates formés dans les enveloppes des étoiles évoluées, et injectés dans le MIS (par exemple Jones et al. (1994)). Bien que de nombreux paramètres puissent entraîner une surestimation de ce facteur (Paragraphe 1.3.3), un tel résultat implique qu'une partie de la poussière se forme directement dans le MIS. Or, les conditions physiques régnant dans le MIS (température et pression) ne sont pas favorables à la formation de la poussière. Celle-ci pourrait tout de même avoir lieu dans les régions du MIS perturbées par les explosions de supernovae. Cependant, les taux de formation de la poussière dans ces environ-

Tableau 1.4: Théories de formation des grains.

type d'objet	Théorie de condensation	phase gazeuse	Composition grains formés	Références
étoiles M	nucléation homogène homomoléculaire	SiO, MgS, Fe	$(\text{SiO})_N$ , $(\text{MgS})_N$ , $(\text{Fe})_N$	Gail & Sedlmayr (1986)
		MgO	$(\text{MgO})_N$	Koehler et al. (1997)
	nucléation homogène hétéromoléculaire	SiO, TiO, Al, Ca, Mg, Fe	$(\text{Al}_2\text{O}_3)_N^*$ , $(\text{CaTiO}_3)_N^*$ , $(\text{MgSiO}_3)_N^*$ , $(\text{Fe})_N$	Kozasa & Hasegawa (1987) Draine (1979)
		SiO, Mg, H <sub>2</sub> O	$(\text{Mg}_2\text{SiO}_4)_N^*$ , $(\text{MgSiO}_3)_N^*$	Fadjev (1988)
		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , Fe, MgSiO <sub>3</sub> *	$(\text{Al}_2\text{O}_3)_N, (\text{Fe})_N$ , $(\text{MgSiO}_3)_N^*$	Kozasa et al. (1984)
	nucléation condensation et hétérogène		$(\text{Al}_2\text{O}_3)_N$ , $(\text{MgFeSiO}_3)_N^*$ noyau Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> - manteau MgFeSiO <sub>3</sub>	Kozasa & Sogawa (1998) Sogawa & Kozasa (1999) Gail & Sedlmayr (1999)
		Fe, SiO, Mg, H-2O	hétérogènes, noyau-manteau	Dominik et al. (1993)
éjecta de novae	condensation hétérogène hors équilibre			Patzer et al. (1998)
éjecta de supernovae	nucléation homogène et croissance			Kozasa et al. (1991), Kozasa et al. (1989)

\*molécules initiales n'existant pas dans la phase gazeuse.

nements sont très mal connus (Tableau 1.3) (voir Dwek (1998) et les références citées).

### 1.3.2 Evolution des grains dans le milieu interstellaire

La poussière nouvellement formée autour des étoiles en fin de vie est injectée dans le milieu interstellaire par les vents stellaires. Tout au long de son évolution dans le MIS et selon le type d'environnement astrophysique dans lequel elle se trouve, la poussière est soumise à divers processus physiques qui vont détruire et/ou fragmenter les grains, ou qui vont, au contraire, augmenter leur taille et/ou modifier leur composition. Ces processus sont nombreux : collisions grain-grain et gaz-grain, irradiation photonique ou particulaire (rayons cosmiques), etc.. Les modèles indiquent que les collisions grain-grain entraînent leur fragmentation si leur vitesse relative est  $\geq 1$  km/s (Jones et al., 1996). Si ces mêmes collisions s'effectuent à des vitesses plus faibles, les grains vont coaguler et leur taille moyenne va augmenter. Si la vitesse est de l'ordre de quelques dizaines de km/s les collisions grain-grain peuvent aussi entraîner leur vaporisation. Les collisions gaz-grain, quant à elles, éjectent des atomes de la surface des grains (pulvérisation) pour des vitesses relatives gaz-grain de quelques dizaines de km/s (Jones et al., 1996).

Il est intéressant d'évaluer l'efficacité de ces processus dans les enveloppes circumstellaires lors de l'éjection des grains vers le MIS. Les silicates formés autour des étoiles évoluées sont injectés dans le MIS par les vents stellaires, par la pression du rayonnement de l'étoile centrale. Dans ces vents, les collisions gaz-grain induisent un couplage entre les grains et le gaz qui est responsable de la perte de masse des étoiles. La vitesse de dérive des grains par rapport au gaz s'écrit (Jones et al., 1997) :

$$v_d \sim \left( \frac{Q_{pr} L_* v}{\dot{M} c} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

où  $Q_{pr}$  est l'efficacité de la pression de radiation,  $L_*$  la luminosité de l'étoile,  $v$  la vitesse terminale du gaz,  $\dot{M}$  le taux de perte de masse de l'étoile et  $c$  la vitesse de la lumière.  $Q_{pr}$  dépend de l'efficacité d'absorption et de diffusion des grains et d'une fonction de phase représentative de la distribution de l'énergie lumineuse diffusée. Sa valeur dépend des caractéristiques physiques des grains (géométrie, composition, etc.). Ainsi, les grains de graphite sont plus sensibles à la pression de radiation que les grains silicatés et leur vitesse d'éjection  $v_d$  est supérieure. On écrit généralement pour les silicates l'efficacité de la pression de radiation sous la forme :  $Q_{pr} \simeq 0.02a/500\text{\AA}$  où  $a$  est la taille des grains. Dans les étoiles ayant une perte de masse supérieure à  $10^{-5} M_\odot/\text{an}$ , qui contribuent le plus à l'injection de la poussière dans le MIS, la vitesse d'échappement de grains de silicates de, par exemple,  $0.005 \mu\text{m}$  est de l'ordre de 1 km/s. Les grains sont donc préservés de la destruction mais peuvent éventuellement être fragmentés si cette vitesse augmente. Le transfert des grains des enveloppes cir-



cumstellaires vers le MIS s'effectue sur une échelle de temps très courte ( $10^4 - 10^5$  ans) par rapport au temps de vie des grains dans le MIS ( $\sim 4 \times 10^8$  ans) (Jones et al., 1996). L'altération éventuelle des grains lors de leur injection dans le milieu interstellaire ne sera donc importante que si les processus mis en jeu sont très efficaces.

C'est donc dans le MIS, où les grains résident en moyenne  $\sim 4 \times 10^8$  ans avant d'être détruits, que la poussière silicatée va évoluer. Le MIS est un environnement structuré constitué de plusieurs phases (Whittet, 1992, Jones et al., 1997) :

- les nuages moléculaires denses et froids dans lesquels la densité est  $\geq 10^3$  H/cm<sup>3</sup> et la température cinétique du gaz T est  $\sim 15$  K. L'hydrogène y est présent sous forme moléculaire H<sub>2</sub> et des molécules complexes existent. Cette phase occupe  $\sim 1$  % du volume du MIS.
- les nuages atomiques froids, dans lesquels  $n \sim 40$  H/cm<sup>3</sup> et T  $\sim 80$  K. Ils occupent de l'ordre de 2 - 4 % du MIS. L'hydrogène y est présent sous forme atomique.
- le milieu diffus chaud qui a une température cinétique de l'ordre de  $10^4$  K et une densité  $n \sim 0.25$  H/cm<sup>3</sup>, il occupe  $\sim 20 - 40$  % du MIS.
- le milieu internuage, très chaud et très peu dense :  $n \sim 0.003$  H/cm<sup>3</sup> et T  $\sim 5 \times 10^5$  K. L'hydrogène y est ionisé. Il occupe entre 60 et 80 % du volume du MIS.

On remarque que la quasi-totalité du volume du MIS est occupée par le gaz chaud, ionisé et peu dense et que l'essentiel de sa masse réside dans les nuages moléculaires et atomiques et occupe un volume très faible. Sous l'action photodissociative et photoionisante du rayonnement des étoiles massives les nuages moléculaires et atomiques froids se dissipent dans le milieu diffus chaud sur une échelle de temps de l'ordre de  $\sim 3 \times 10^7$  ans (McKee, 1989). Le milieu chaud est lui aussi transformé en nuages froids par recombinaison dans des régions protégées et par compression lors de la propagation des chocs sur des échelles de temps de l'ordre de  $\sim 3 \times 10^6$  ans (Jones et al., 1997).

Au cours de son évolution, la poussière va transiter à travers les différentes phases du MIS. Dans les phases denses du MIS, elle est soumise à des processus non destructifs tels que la coagulation des grains ou l'accrétion du gaz à la surface des grains. Ce n'est pas le cas dans les phases chaudes de plus faible densité, dans lesquelles les ondes de choc des supernovae peuvent se propager et qui, via les collisions gaz-grain et grain-grain, vont détruire ou fragmenter les grains. De plus les collisions gaz-grains ainsi que l'irradiation des grains, par des photons ou des rayons cosmiques, vont par-

ticiper à leur évolution physico-chimique. Ainsi, la présence de bandes d'absorption à 3.1, 4.27, 4.62, 6.8, 7.7, 15.2  $\mu\text{m}$  dans les spectres des nuages moléculaires montre que des molécules simples se sont condensées à la surface des grains et ont évolué chimiquement grâce à l'énergie déposée par les photons et les rayons cosmiques, formant un manteau glacé composé de molécules telles que  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  (d'Hendecourt et al., 1996, Whittet et al., 1996, Moore, 1999, Dartois, 1998). En direction du Centre Galactique, les observations montrent des bandes à 3.4  $\mu\text{m}$  et 6.2  $\mu\text{m}$  caractéristiques des groupements aliphatiques dans la matière carbonée et qui pourraient résulter de la photolyse des manteaux de glaces par des photons UV et/ou des rayons cosmiques (Tielens et al., 1996, Schutte et al., 1998).

Il est cependant plus difficile d'évaluer les effets de ces différents processus sur les grains d'oxydes et de silicates car, du fait du caractère réfractaire de ces espèces, les énergies et doses requises pour les altérer sont différentes de celles des volatiles. Les récents résultats d'ISO semblent pourtant indiquer que la structure des silicates pourrait être altérée au sein du MIS puisque l'on n'y observe pas les bandes des silicates cristallins (Paragraphe 1.2.2). De plus, la composition des grains de silicates semble elle-aussi évoluer d'une composition de type olivine dans le MIS et autour des étoiles évoluées vers une composition de type pyroxène dans les protoétoiles (par exemple Dorschner et al. (1988)).

L'équilibre entre les processus de formation et de destruction des grains régit la distribution de taille des grains interstellaires. Mathis et al. (1977) ont déterminé, à partir de l'extinction observée entre 0.11 et 1  $\mu\text{m}$ , une distribution de taille de la poussière fréquemment utilisée (distribution MRN, Figure 1.17). Ils reproduisent l'extinction observée avec une population de grains d'olivine et d'enstatite amorphes, de SiC, de magnétite et de graphite dont la distribution de taille suit une loi de puissance de forme :  $n(a) \propto a^{-\beta}$  avec  $\beta$  compris entre 3.3 et 3.6 et des grains de rayon  $a$  compris entre 0.005 et 1  $\mu\text{m}$  pour les grains de graphite, et entre 0.025 et 0.25  $\mu\text{m}$  pour les autres espèces. Si la taille des grains change, l'extinction observée va être modifiée. L'observation et la modélisation de l'extinction montrent ainsi qu'il y a plus de gros grains dans les milieux denses et plus de petits grains dans le milieu diffus (Cardelli et al., 1989, Kim et al., 1994). Les modèles réalisés par Jones et al. (1996) montrent en effet que, dans le milieu diffus, les grains de taille supérieure à 0.1  $\mu\text{m}$  sont efficacement convertis en petits grains par les collisions grain-grain. Plusieurs études de la distribution de taille, à la lumière de nouvelles observations et/ou en prenant en compte les différents processus susceptibles de la modifier, ont été entreprises. A partir d'observations entre 0.1 et 5  $\mu\text{m}$  du milieu interstellaire diffus et dense, Kim et al.

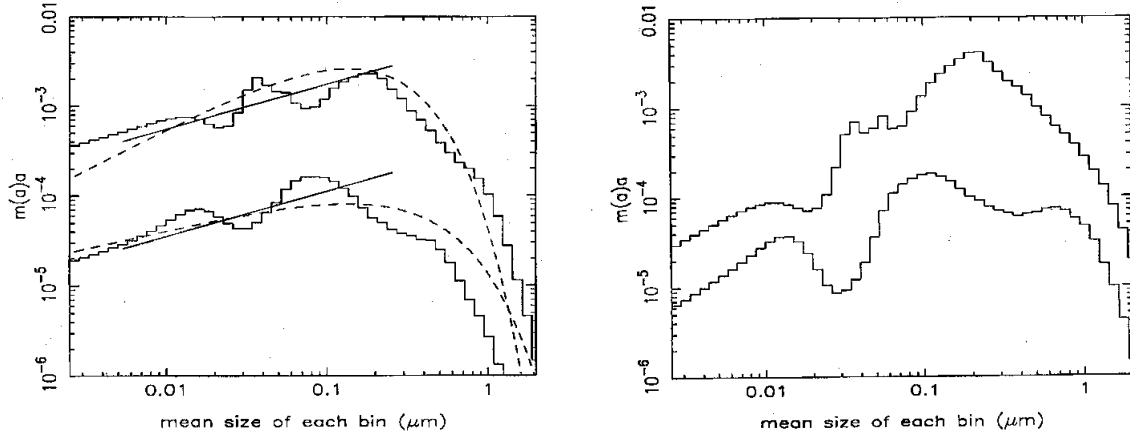


FIG. 1.17: Distribution de taille de la poussière dans le milieu diffus (à gauche) et dans le milieu dense (à droite). Les histogrammes représentent les distributions de taille pour des grains de silicate (en haut) et de graphite (en bas, décalés d'un facteur 10 par souci de clarté). Ces distributions sont calculées d'après les observations de l'extinction avec la méthode du maximum d'entropie. Les lignes tiretées représentent le meilleur ajustement des observations pour des distributions de taille exprimées sous la forme :  $a^{-n} \exp(-a/a_b)$ . Les lignes continues à gauche représentent les distributions de taille MRN correspondantes. On observe que le milieu diffus contient moins de gros grains que le milieu dense. D'après Kim et al. (1994).

(1994) déterminent une distribution de taille pour chacune des phases. La différence entre ces deux distributions est que celle du milieu dense contient moins de petits grains et plus de gros grains que celle du milieu diffus (Figure 1.17). Ces distributions sont aussi plus complexes que la distribution MRN, en particulier, la coupure abrupte et non physique de cette dernière y est remplacée par une décroissance exponentielle de la taille des grains à partir de  $\sim 0.2 \mu\text{m}$ . D'autres modèles, prenant en compte la compacité des grains, ont été réalisés par O'Donnell & Mathis (1997). Toutes ces études ont affiné la distribution MRN déterminée il y a 25 ans.

### 1.3.3 Destruction de la poussière

Les observations, dans la phase gazeuse des différentes phases du MIS, de l'abondance des éléments constitutifs de la poussière réfractaire, tels que Si, Mg, Fe, montrent que ceux-ci sont plus abondants dans le milieu diffus que dans les nuages denses et froids (Cowie, 1978, Sembach & Savage, 1996, Jones, 2000). Ceci reflète la destruction totale ou partielle des grains dans le milieu diffus. Cette destruction est due à la vaporisation, à l'érosion et/ou à l'explosion des grains dans les ondes de

choc de grandes vitesses se propageant dans le milieu diffus, qui libèrent dans le gaz les éléments de la phase solide (Draine & Salpeter, 1979, McKee, 1989, Jones et al., 1994).

La comparaison entre le temps de vie des grains,  $\sim 4 \times 10^8$  ans, et le temps nécessaire pour réalimenter le MIS en poussière nouvellement formée,  $\sim 3 \times 10^9$  ans (Jones et al., 1994), montre que les modèles actuels sont confrontés à un important problème puisqu'ils prédisent que la poussière est détruite dix fois plus vite qu'elle n'est produite. Toutefois, la détermination de la durée de vie des grains dans le MIS nécessite de faire intervenir de nombreux paramètres et processus physiques, qui, pour certains d'entre eux, sont très mal contraints. Ainsi, il se peut que la fréquence des supernovae détruisant réellement des grains soit surestimée, et donc la durée de vie des grains sous-estimée. Ce peut être le cas si les supernovae se situent dans des amas car elles peuvent alors exploser dans des zones vidées de leur matière par l'explosion d'une précédente supernova : les cheminées galactiques (Normandeau et al., 1996). Une mauvaise estimation des échelles de temps du cycle de la matière à travers les différentes phases du MIS peut également modifier la détermination de la durée de vie des grains. Enfin la structure des grains doit être prise en compte dans les calculs de l'efficacité des mécanismes de destruction. En effet, des modèles montrent que les grains poreux sont moins facilement détruits par vaporisation car préférentiellement fragmentés en plus petits grains (Dominik et al., 1995, O'Donnell & Mathis, 1997). Or la modélisation de la poussière silicatée montre que les bandes à 9.7 et 18  $\mu\text{m}$  observées dans le MIS sont reproduites par des grains contenant plus de 25 % de vide plutôt que par des grains compacts (Mathis, 1998). D'autre part, l'analyse des observations X de la diffusion des grains dans des novae et dans des étoiles binaires éclipsées semble également indiquer que les grains, silicatés ou carbonés, sont poreux (Clark et al., 1994, Mathis et al., 1995). Il faut cependant noter que la méthode de modélisation de la poussière utilisée dans ces études est contestée par Smith & Dwek (1998, 2000). Une modélisation plus rigoureuse devrait permettre de confirmer, ou non, les résultats de Clark et al. (1994) et Mathis et al. (1995).



## Chapitre 2

# Interaction de particules solides avec un rayonnement électromagnétique

Une distribution de particules solides placées dans un champ de rayonnement interagit avec celui-ci en absorbant une partie de ce rayonnement et en diffusant une autre partie. La somme de ces deux effets constitue l'**extinction** subie par le rayonnement. Cette extinction dépend de nombreux paramètres : composition, structure, distribution de taille et de forme des particules, longueur d'onde et polarisation du rayonnement incident, etc.. Différentes théories permettent de prendre en compte ces différents paramètres afin de modéliser l'extinction. Mais l'étude de la poussière interstellaire pose le problème inverse puisqu'il s'agit de caractériser les particules responsables de l'extinction observée. Or, en raison du nombre de paramètres libres dont dépend l'extinction, ceci s'avère difficile à réaliser si l'on ne connaît que celle-ci. Il est donc particulièrement important de connaître et de comprendre le rôle de chacun de ces paramètres sur l'extinction afin de pouvoir restreindre leur nombre lors des modélisations.

Les constantes optiques utilisées pour modéliser l’extinction sont calculées à partir de mesures spectroscopiques en transmittance ou en réflectance d’échantillons de diverses géométries (lames minces, échantillons massifs, etc.). Il est aussi possible, plutôt que de déterminer les constantes optiques des solides pour ensuite modéliser l’extinction des grains, de mesurer expérimentalement cette extinction. Il s’agit alors, pour interpréter les spectres, de détenir des échantillons représentatifs des grains interstellaires. La question du choix de ces échantillons est évoqué dans ce chapitre. Nous y décrivons également la technique expérimentale employée pour obtenir des spectres infrarouges d’analogues de la poussière silicatée interstellaire. Enfin, la comparaison de cette technique avec celle de la modélisation des spectres est présentée.

## 2.1 Propriétés optiques des solides massifs.

Du point de vue physique, l’absorption est la conversion, par la particule, de l’énergie électromagnétique de la lumière incidente en énergie interne (vibrationnelle, électronique, rotationnelle). La lumière diffusée est la lumière réémise dans toutes les directions par les constituants du solide (atomes, molécules, ions, etc.) qui se comportent comme des dipôles oscillants couplés au champ électromagnétique. Elle est liée à l’hétérogénéité, au niveau moléculaire ou due à l’agrégation de plusieurs molécules, du milieu diffusant.

Les propriétés optiques des solides massifs sont généralement décrites par des modèles utilisant l’approximation harmonique et qui tiennent compte des caractéristiques physico-chimiques de ces solides. Ils font appel à des développements complexes de mécanique quantique (par exemple Poulet & Mathieu (1970)). Toutefois, la physique de base peut être approchée à partir d’un modèle classique très simple : le modèle de Lorentz, dans lequel les électrons et les ions de la matière sont considérés comme des oscillateurs harmoniques soumis à un champ électromagnétique harmonique externe. L’équation de mouvement de ces oscillateurs est :

$$m\ddot{\mathbf{x}} + b\dot{\mathbf{x}} + k\mathbf{x} = e\mathbf{E} \quad (2.1)$$

où  $\mathbf{E}$  est le champ externe (on suppose que le champ local “vu” par un oscillateur est égal au champ externe  $\mathbf{E}$ ),  $m$  la masse de l’oscillateur,  $e$  sa charge,  $k$  la constante de raideur du ressort,  $\mathbf{x}$  le déplacement de l’oscillateur par rapport à sa position d’équilibre et  $b\dot{\mathbf{x}}$  la force de frottement visqueux associée au mouvement de l’oscillateur. Si le champ  $\mathbf{E}$  est harmonique avec une fréquence temporelle  $\omega$ , la solution de l’équation (2.1) s’écrit :

$$\mathbf{x} = \frac{(e/m)\mathbf{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.2)$$

où  $\omega_0^2 = k/m$  et  $\gamma = b/m$ . Le déplacement  $\mathbf{x}$  peut également s'exprimer sous la forme  $Ae^{i\Theta}(e\mathbf{E}/m)$  où l'amplitude  $A$  et la phase  $\Theta$  ont pour expression :

$$A = \frac{1}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2]^{1/2}} \quad (2.3)$$

$$\Theta = \tan^{-1} \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.4)$$

Le champ  $\mathbf{E}$  induit donc un moment dipolaire  $\mathbf{p} = e\mathbf{x}$  pour chaque oscillateur. Le moment dipolaire total est la somme des moments dipolaires de tous les oscillateurs :

$$\mathbf{P} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.5)$$

Par définition  $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$ , où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du milieu ambiant et  $\chi$  la susceptibilité électrique du solide. La fonction diélectrique de l'ensemble des oscillateurs harmoniques est :

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' = 1 + \chi = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.6)$$

avec :

$$\epsilon' = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (2.7)$$

$$\epsilon'' = \frac{\omega_p^2\gamma\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (2.8)$$

Il existe d'autres approches pour décrire les constantes optiques des solides. Le modèle de Lorentz présenté ci-dessus représente les solides comme une chaîne unidimensionnelle d'oscillateurs identiques (même masse, même constante de raideur). Différents modèles simples peuvent améliorer cette description, tel que le modèle multi-oscillateurs qui considère plusieurs oscillateurs de masse et constante de raideur différentes et de fait plusieurs fréquences de résonance, c'est-à-dire plusieurs zones d'absorption. Le modèle d'oscillateur anisotropique prend en compte l'anisotropie des solides en modélisant chaque direction du solide par un oscillateur particulier. Cela revient à exprimer la fonction diélectrique  $\epsilon$ , scalaire dans les modèles de Lorentz et multi-oscillateurs, par un tenseur de dimension  $3 \times 3$ . Lorsque le milieu est isotrope



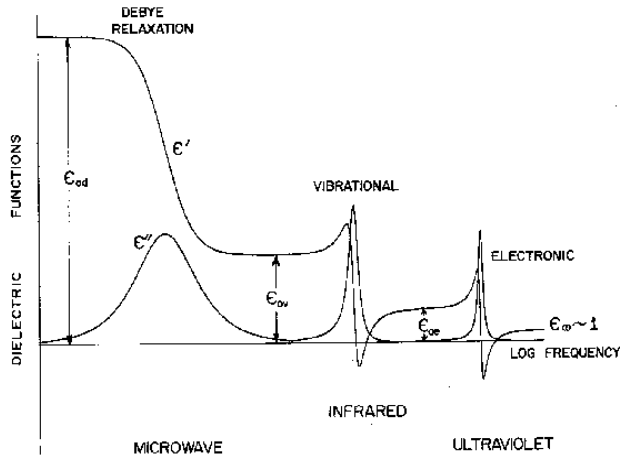


FIG. 2.1: Caractéristiques du comportement en fréquence de la fonction diélectrique d'un matériau diélectrique idéal. D'après Bohren & Huffman (1983). Les trois domaines spectraux où les solides vont absorber la lumière sont l'infrarouge lointain, moyen et l'UV.

comme c'est le cas des solides amorphes, liquides, et cristaux cubiques, la fonction diélectrique est la même dans les trois directions. Les cristaux uniaxiaux (tétraonaux, hexagonaux, trigonaux) ont deux directions équivalentes et  $\epsilon_1 \neq \epsilon_2 = \epsilon_3$  alors que les cristaux biaxiaux (orthorombique, triclinique, monoclinique) n'ont aucune direction équivalente et  $\epsilon_1 \neq \epsilon_2 \neq \epsilon_3$  (cas de l'olivine et de l'enstatite). On peut citer également le modèle de Drude qui est une adaptation du modèle de Lorentz aux matériaux conducteurs.

Le comportement de la fonction diélectrique d'un matériau diélectrique idéal en fonction de la fréquence est illustré à la Figure 2.1. Quand  $\omega = 0$  la fonction diélectrique est égale à la somme des contributions des dipôles permanents.  $\omega$  augmentant, la contribution des dipôles permanents diminue,  $\epsilon$  atteint une valeur constante  $\epsilon_{0v}$ , puis oscille aux fréquences caractéristiques des absorptions du solide. **Pour un solide on s'attend à ce qu'il y ait, schématiquement, trois zones de fréquences pour lesquelles celui-ci n'est pas transparent et absorbe la lumière : le domaine millimétrique et l'infrarouge lointain qui correspondent aux vibrations externes du réseau, l'infrarouge moyen qui correspond aux vibrations internes des molécules du solide et l'ultraviolet qui correspond aux transitions électroniques dans les atomes/molécules du solide.**

Les propriétés optiques des solides sont également décrites par l'indice de réfraction complexe  $m = n + ik$ , qui est une grandeur dérivée de la fonction diélectrique :

$$\epsilon' = n^2 - k^2 \qquad \epsilon'' = 2nk \qquad (2.9)$$

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + \epsilon'}{2}} \quad k = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon'}{2}} \quad (2.10)$$

## 2.2 Propagation de la lumière à travers un milieu particulière.

Lors du passage d'un faisceau lumineux à travers un nuage de particules dans un milieu non émissif, son intensité est atténuée selon la loi de Beer-Lambert. L'intensité,  $I_t$ , du faisceau d'un rayon lumineux ayant parcouru une distance  $h$  à travers ce milieu est alors :

$$\frac{I_t}{I_i} = e^{-\alpha_{ext}h} \quad (2.11)$$

où  $I_i$  est l'intensité initiale du faisceau.  $\alpha_{ext}$ , le coefficient d'atténuation, dépend de l'absorption et de la diffusion de la lumière par le milieu :

$$\alpha_{ext} = \eta(C_{abs} + C_{dif}) \quad (2.12)$$

avec  $\eta$  le nombre de particules par unité de volume et  $C_{abs}$  et  $C_{dif}$  les sections efficaces d'absorption et de diffusion. L'extinction est aussi souvent exprimée par l'efficacité d'extinction  $Q_{ext}$  ( $= Q_{abs} + Q_{dif}$ ) qui est égale à  $C_{ext}$  ( $= C_{abs} + C_{dif}$ ) divisé par la section efficace géométrique :  $Q_{ext} = C_{ext}/A$  ( $A = \pi a^2$  pour une sphère, de rayon  $a$ ). L'équation (2.11) peut se réécrire avec des termes plus courants en astrophysique :

$$\frac{I_t}{I_i} = e^{-\tau} \quad (2.13)$$

où  $\tau$ , la profondeur optique du milieu traversé par la lumière, s'exprime en fonction des sections efficaces d'absorption et de diffusion et de la densité de colonne  $N$  du milieu (nombre de particules absorbantes dans une colonne de matière de 1 cm<sup>2</sup> de diamètre) :

$$\tau = \alpha_{ext} \times h = NC_{ext} = N(C_{abs} + C_{dif}) \quad (2.14)$$

**Si la source du rayonnement est découplée du milieu absorbant, on peut donc directement comparer les observations, exprimées en profondeur optique, à la section efficace d'extinction  $C_{ext}$ .**<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Si la source du rayonnement est couplée au milieu absorbant, la comparaison n'est plus directe et il faut tenir compte du transfert de rayonnement.

La détermination des coefficients d'absorption et de diffusion  $C_{abs}$  et  $C_{dif}$  résultant de l'absorption et de la diffusion de la lumière par des particules est un problème électromagnétique. Il s'agit de résoudre les équations de Maxwell dans le milieu ambiant et dans la particule, en tenant compte des conditions aux limites à la surface de la particule. En 1908, Mie (1908) donne une solution exacte du problème de la propagation d'une onde plane électromagnétique se propageant dans un milieu non absorbant contenant une sphère de rayon  $a$  et d'indice de réfraction complexe  $m$ . Il formalise la résolution approchée du problème pour des particules de forme quelconque. La théorie de Mie permet donc de calculer les efficacités d'absorption et de diffusion en fonction du paramètre de taille  $x = 2\pi a/\lambda$  et de l'indice de réfraction complexe de la (ou des) particule(s)  $m = n + ik$ . Elle repose sur plusieurs hypothèses :

- ne sont considérées que les interactions entre la lumière et une seule particule.
- les propriétés optiques de la particule sont complètement décrites par les constantes optiques  $n$  et  $k$  (ou la fonction diélectrique  $\epsilon$ ) du matériau la constituant. (Ceci peut ne pas être le cas pour des particules très petites pour lesquelles les modes de surface ou les modes propres peuvent devenir dominants).
- les particules sont isolées : chaque particule est soumise au champ externe incident initial seul et non au champ diffusé par les autres particules.
- pour une distribution de particules séparées les unes des autres de façon aléatoire, la diffusion est incohérente, c'est à dire que le rayonnement diffusé par l'ensemble des particules est égal à la somme des rayonnements diffusés par chacune des particules.
- le milieu dans lequel baignent les particules est isotrope, homogène, linéaire et non absorbant.

### 2.3 Particule de forme quelconque

Si on considère une particule arbitraire illuminée par une onde plane harmonique se propageant dans la direction  $z$  (Figure 2.2), en appliquant les conditions aux limites appropriées et en considérant que loin de la particule ( $kr \gg 1$ ) le champ diffusé est presque transverse ( $\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{e}_r \sim 0$ ) on trouve que le champ diffusé  $\mathbf{E}_s$  par la particule est relié au champ incident  $\mathbf{E}_i$  par la forme asymptotique :

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

où  $S_j$  ( $j=1,2,3,4$ ) constituent la matrice d'amplitude de diffusion et dépendent de l'angle de diffusion  $\theta$  et de l'angle azimuthal  $\Theta$ .

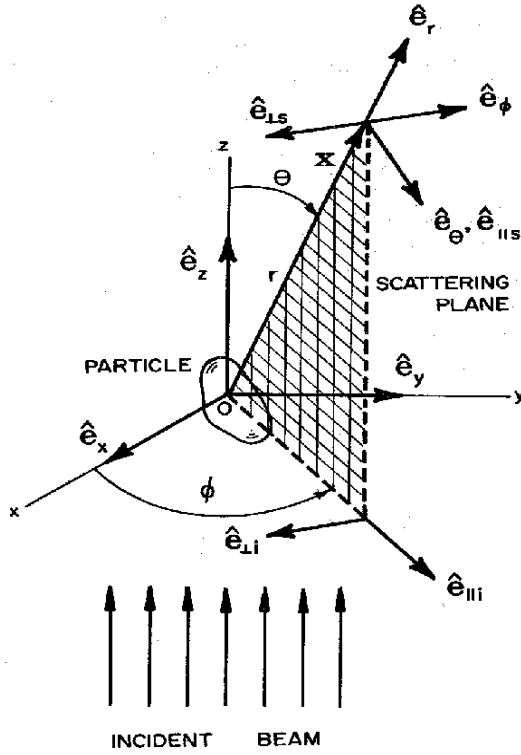


FIG. 2.2: Géométrie du problème de l'interaction d'une particule avec un rayonnement électromagnétique. D'après Bohren & Huffman (1983).

Si on construit une sphère imaginaire autour de la particule, l'énergie électromagnétique traverse la sphère avec un taux égal à l'intégrale sur la surface de la sphère du vecteur de Poynting (lui même égal à la partie réelle du produit vectoriel des champs électrique et magnétique). Ce taux  $W_{abs}$  peut se décomposer en deux termes :  $W_{abs} = W_{ext} - W_{dif}$ . Le taux d'absorption de l'énergie par la sphère, c'est-à-dire par la particule puisque le milieu est non-absorbant, est égal au taux d'extinction moins le taux de diffusion. Ces taux de transfert de l'énergie sont directement proportionnels aux sections efficaces  $C_{abs}$ ,  $C_{ext}$  et  $C_{dif}$ . Connaissant  $\mathbf{E}_i$  (2.15), les équations de Maxwell nous donnent le champ magnétique  $\mathbf{H}_i$  et donc  $W_{abs}$  et  $W_{sca}$  et finalement  $C_{abs}$ ,  $C_{ext}$  et  $C_{dif}$  :

$$C_{ext} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}\{(\mathbf{X} \cdot \mathbf{e})_{\theta=0}\} \quad (2.16)$$

$$C_{dif} = \int_{4\pi} \frac{|\mathbf{X}|^2}{k^2} d\Omega \quad (2.17)$$

où  $\mathbf{X}$  est le vecteur d'amplitude de la diffusion exprimé dans la base  $(\mathbf{e}_{\parallel s}, \mathbf{e}_{\perp s})$  :  $\mathbf{X} = (S_2 \cos\theta + S_3 \sin\theta)\mathbf{e}_{\parallel s} + (S_4 \cos\theta + S_1 \sin\theta)\mathbf{e}_{\perp s}$ . Calculer l'efficacité d'extinction d'une particule revient donc à calculer les éléments de la matrice de diffusion.

## 2.4 Particule sphérique

Le raisonnement est le même dans le cas d'une particule sphérique mais le problème peut alors se résoudre de manière exacte. Il n'est en effet pas nécessaire de faire l'hypothèse que le champ diffusé est transverse loin de la particule car l'expression exacte de  $\mathbf{E}_s$  existe. La sphère imaginaire placée autour de la particule de forme quelconque est maintenant réelle et c'est la particule elle-même.  $\mathbf{E}_s$  est déterminé en exprimant le champ en harmoniques sphériques et en résolvant l'équation de la propagation d'une onde plane en coordonnées polaires sphériques avec les conditions aux limites appropriées à la surface de la sphère. La résolution du problème est détaillée dans Bohren & Huffman (1983). On trouve finalement pour les sections efficaces d'extinction et de diffusion :

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \mathbf{Re}(a_n + b_n) \quad (2.18)$$

$$C_{dif} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2.19)$$

où  $a_n$  et  $b_n$  sont les coefficients de diffusion. Ils s'expriment à l'aide des fonctions de Bessel de premier et second type  $J_{n+1/2}$  et  $Y_{n+1/2}$ . Ils dépendent de l'indice de réfraction relatif  $m = n + ik$  et du paramètre de taille  $x = \frac{2\pi na}{\lambda}$  :

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \xi_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (2.20)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\xi'_n(x) - m\xi_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (2.21)$$

avec :  $\psi_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}} J_{n+1/2}(\rho)$  et  $\xi_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}} J_{n+1/2}(\rho) + i\sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} Y_{n+1/2}(\rho)$ , où  $\rho$  est une variable quelconque.

Pour obtenir l'extinction il faut calculer numériquement les coefficients de diffusion  $a_n$  et  $b_n$  et leur somme. Des programmes calculant les efficacités d'extinction et la distribution angulaire de la diffusion existent et sont librement disponibles sur l'internet<sup>2</sup>. J'ai utilisé pour mes travaux le programme "bhmie"<sup>3</sup>.

<sup>2</sup>Voir par exemple le site : <http://atol.ucsd.edu/%7Epflatau/scatlib/>

<sup>3</sup>disponible sur le site mentionné ci-dessus

## 2.5 Effets de la taille des grains

Quand la taille des grains (sphériques) est petite par rapport à la longueur d'onde, il est possible d'obtenir des expressions approchées des efficacités d'absorption et de diffusion calculées par la théorie de Mie. Ces mêmes expressions peuvent également se déduire si l'on considère la particule comme un dipôle idéal. A partir de cette hypothèse physique, on peut déterminer les expressions des efficacités d'absorption et de diffusion pour des particules de forme quelconque, petites devant la longueur d'onde.

Du point de vue mathématique, on peut obtenir des expressions simplifiées des coefficients de diffusion  $a_n$  et  $b_n$  (2.20, 2.21), calculées par la Théorie de Mie, en développant les diverses fonctions les constituant en séries de puissance. En supposant que  $x = 2\pi a/\lambda \ll 1$  et  $|m|x = |m|2\pi a/\lambda \ll 1$  (ces deux conditions définissent ce que l'on appelle la limite de Rayleigh), les efficacités d'absorption et de diffusion s'expriment de la manière suivante :

$$Q_{abs} = 4x \operatorname{Im}\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right) = 4x \operatorname{Im}\left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right) \quad (2.22)$$

$$Q_{dif} = \frac{8}{3}x^4 \left|\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right|^2 = \frac{8}{3}x^4 \left|\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right|^2 \quad (2.23)$$

Si, en plus des deux hypothèses précédentes,  $|\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2}|$  dépend peu de la longueur d'onde,  $Q_{abs}$  et  $Q_{dif}$  ont un comportement très simple en fonction de la longueur d'onde :

$$Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda} \quad Q_{dif} \propto \frac{1}{\lambda^4}$$

La diffusion est dans ce cas appelée diffusion de Rayleigh. Il est important de noter que la limite de Rayleigh n'implique donc pas forcément que la diffusion ait un comportement en  $1/\lambda^4$  puisque cela nécessite, en plus de deux conditions de la limite de Rayleigh, que  $|\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2}|$  varie peu avec la longueur d'onde. Ceci n'est par exemple pas toujours le cas pour les particules métalliques. **La limite de Rayleigh est définie par les deux conditions :  $x \ll 1$  et  $|m|x \ll 1$ .** Cette dernière hypothèse, souvent omise, signifie que lorsque le module de l'indice  $m$  augmente, dans les bandes d'absorption par exemple, l'approximation portera sur des plus petits grains que dans le continuum. Elle pose donc une contrainte plus sévère sur la taille des particules que la première hypothèse seule. Pour des matériaux diélectriques tels que les silicates, les deux conditions sont remplies pour des tailles de grains similaires car les constantes optiques augmentent peu dans les bandes d'absorption. Ce n'est pas toujours le cas

pour des matériaux conducteurs tels que les métaux, dont l'indice  $m$  varie très fortement.

Il est possible, pour des particules sphériques, d'étudier le domaine de validité de l'approximation de Rayleigh. Somsikov & Voshchinnikov (1999) ont déterminé les tailles maximales de grains de silicate entourés d'un manteau de glace d'eau, pour lesquelles l'approximation de Rayleigh reste valide. Ils trouvent que les calculs de l'extinction dans l'approximation de Rayleigh ont une précision d'au moins 10% par rapport aux calculs exacts pour des grains de tailles inférieures à  $1.15 \mu\text{m}$ ,  $0.85 \mu\text{m}$  et  $0.25 \mu\text{m}$  dans les bandes à 18, 10 et  $3 \mu\text{m}$  respectivement. **La majorité des grains de silicate interstellaires ont une taille inférieure à  $0.2 \mu\text{m}$  et l'étude de leur composition s'effectue dans l'infrarouge moyen et lointain ( $\lambda \geq 8 \mu\text{m}$ ). On est donc dans la limite de Rayleigh et on peut calculer l'extinction à l'aide des équations (2.22) et (2.23). De plus  $|\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2}|$  varie peu et la diffusion est en  $\lambda^{-4}$ , négligeable devant l'absorption.**

D'un point de vue physique on retrouve les mêmes expressions des efficacités d'absorption et de diffusion que (2.22) et (2.23) si on considère que la sphère est équivalente à un dipôle idéal oscillant dans un champ électromagnétique. On peut en effet montrer qu'une sphère homogène et isotrope de permittivité  $\epsilon_1$ , plongée dans un milieu homogène de permittivité  $\epsilon_m$  où règne un champ électrostatique  $\mathbf{E} = E_0 \mathbf{e}_z$ , se comporte comme un dipôle idéal placé dans le même champ. Le moment dipolaire d'un tel dipôle est  $\mathbf{p} = \alpha \epsilon_m \mathbf{E}_0$ , où  $\alpha$  est la polarisabilité de la sphère qui reflète l'amplitude du déplacement des barycentres des charges positives et négatives :

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_m}{\epsilon_1 + 2\epsilon_m} \quad (2.24)$$

Si on considère toujours que la sphère est un dipôle idéal mais placée dans un champ électromagnétique non électrostatique,  $\mathbf{E} = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \mathbf{e}_x$ , le dipôle associé à la sphère s'écrit :  $\mathbf{p} = \epsilon_m \alpha E_0 e^{-i\omega t} \mathbf{e}_x$ . Ce dipôle oscille dans le champ et rayonne. Le champ diffusé s'écrit alors :

$$\mathbf{E}_s = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \mathbf{X} E \text{ avec } E = E_0 e^{ikz} \text{ et } \mathbf{X} = \frac{ik^3}{4\pi} \alpha \mathbf{e}_r \wedge (\mathbf{e}_r \wedge \mathbf{e}_x) \quad (2.25)$$

Les valeurs des efficacités d'absorption et de diffusion se déduisent des équations (2.16) et (2.17) et avec les valeurs de  $\mathbf{X}$  et  $\alpha$  (2.24, 2.25) ci-dessus on trouve :

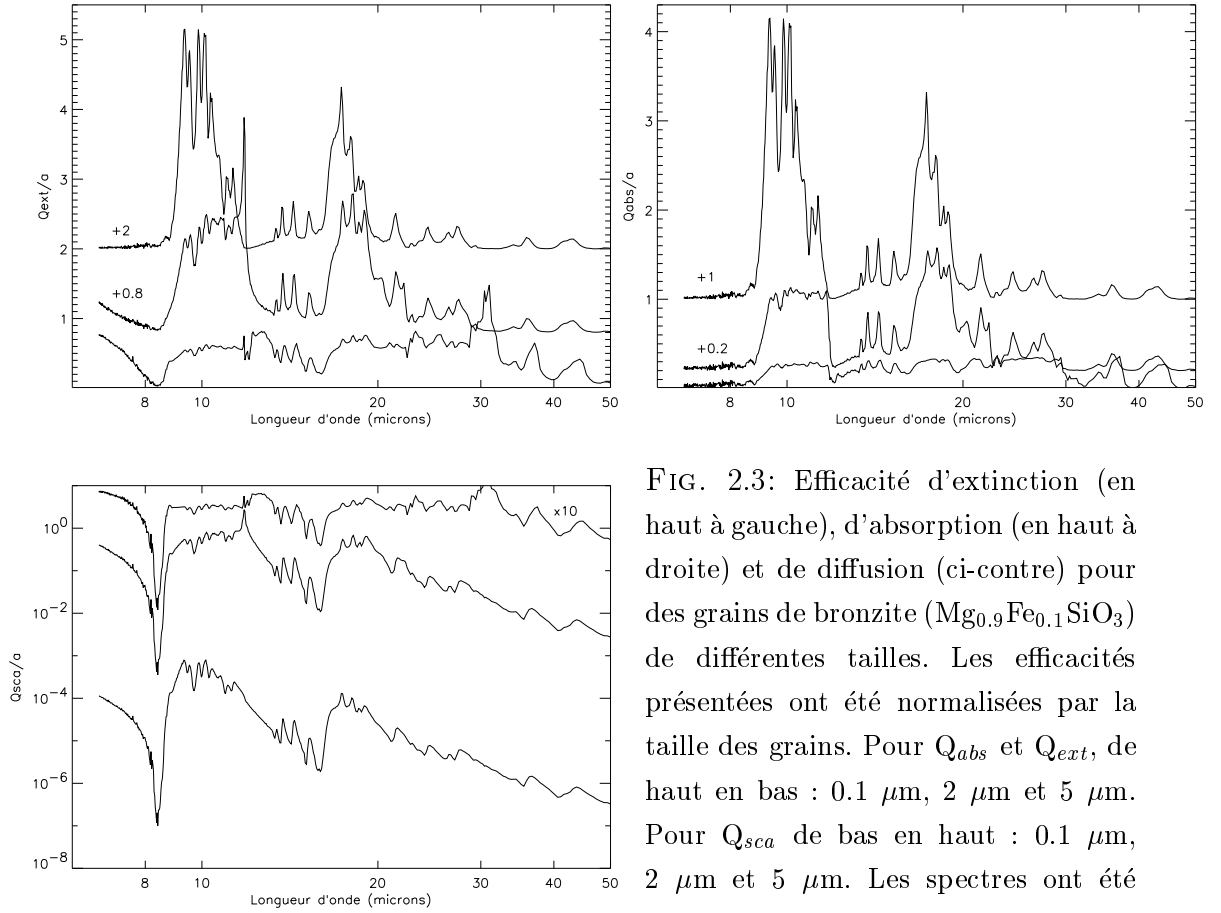


FIG. 2.3: Efficacité d'extinction (en haut à gauche), d'absorption (en haut à droite) et de diffusion (ci-contre) pour des grains de bronzite ( $\text{Mg}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{SiO}_3$ ) de différentes tailles. Les efficacités présentées ont été normalisées par la taille des grains. Pour  $Q_{abs}$  et  $Q_{ext}$ , de haut en bas :  $0.1 \mu\text{m}$ ,  $2 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ . Pour  $Q_{sca}$  de bas en haut :  $0.1 \mu\text{m}$ ,  $2 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ . Les spectres ont été décalés par souci de clarté.

$$C_{abs} = k\text{Im}(\alpha) = \pi a^2 4x \text{Im}\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_m}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m}\right) \quad (2.26)$$

$$C_{dif} = \frac{k^4}{6\pi} |\alpha|^2 = \pi a^2 \frac{8}{3} x^4 \left|\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_m}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m}\right|^2 \quad (2.27)$$

Les équations (2.22) et (2.23) constituent un cas particulier des équations (2.26) et (2.27) avec  $\varepsilon_m = 1$  et  $\varepsilon_0 = 1$  ( $\epsilon = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ ), c'est-à-dire un milieu ambiant non absorbant.

Les Figures 2.3 et 2.4 montrent l'influence de la taille des grains sur les efficacités d'absorption et de diffusion et sur l'extinction résultante pour des grains de silicates amorphes et cristallins. Pour les grains de  $0.1 \mu\text{m}$ , dans la limite de Rayleigh,  $Q_{abs}$  et  $Q_{dif}$  ont été calculés avec les formules approchées (2.26, 2.27) alors que pour les grains plus gros elles ont été calculées par un programme de diffusion de Mie. On voit que dans la limite de Rayleigh, l'extinction est largement dominée par l'absorption, l'efficacité de diffusion étant de quatre ordres de grandeur plus faible que l'efficacité d'absorption. Quand la taille du grain augmente, l'efficacité de diffusion



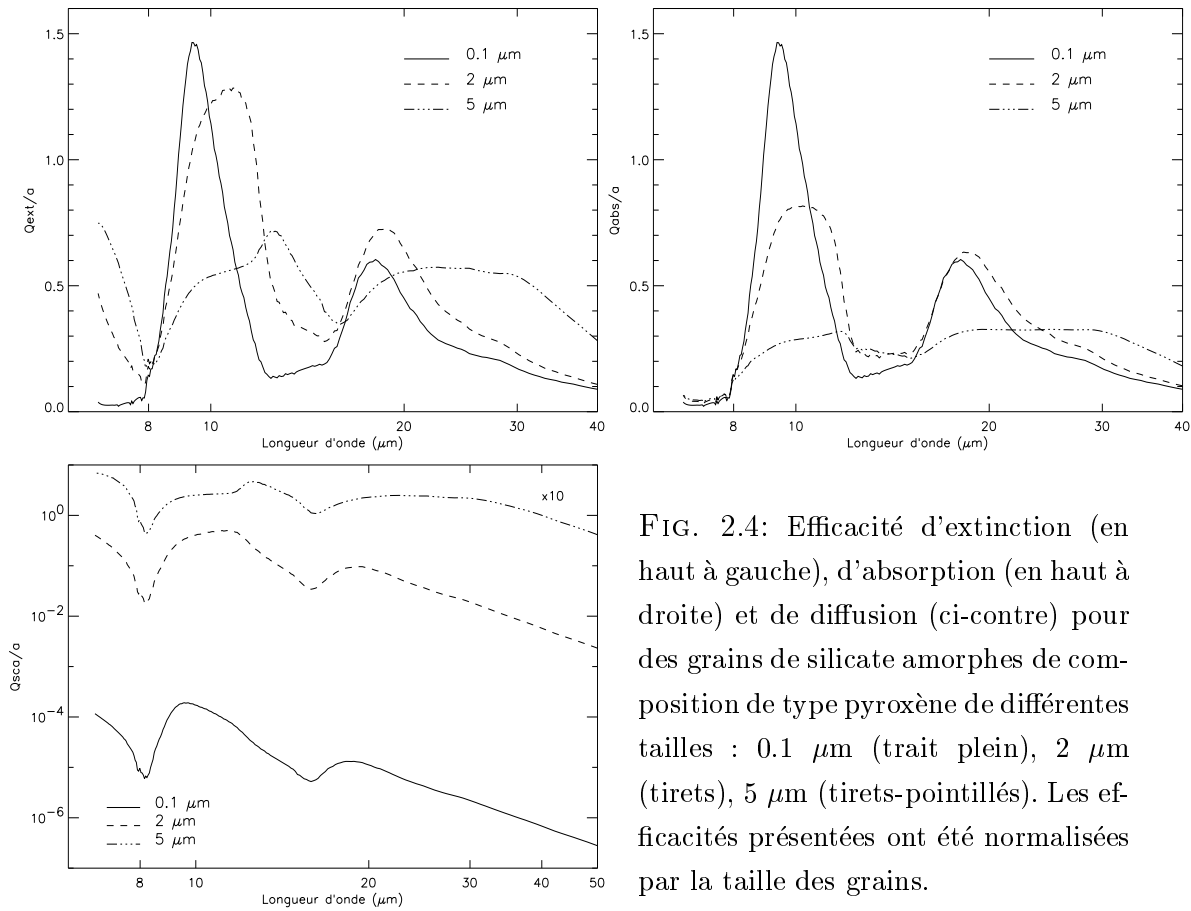


FIG. 2.4: Efficacité d'extinction (en haut à gauche), d'absorption (en haut à droite) et de diffusion (ci-contre) pour des grains de silicate amorphes de composition de type pyroxène de différentes tailles : 0.1  $\mu m$  (trait plein), 2  $\mu m$  (tirets), 5  $\mu m$  (tirets-pointillés). Les efficacités présentées ont été normalisées par la taille des grains.

augmente jusqu'à devenir comparable à celle de l'absorption et les bandes d'absorption disparaissent. Les bandes à courte longueur d'onde sont les premières affectées. Pour des grains de 5  $\mu m$ , les bandes d'absorption ont presque entièrement disparu et l'extinction n'a plus de signature spectrale caractéristique. D'autre part, l'efficacité d'extinction des gros grains est inférieure à celle des grains les plus petits (Figures 2.3 et 2.4). Ce sont donc les petits grains qui participent le plus à l'extinction totale.

Les grains interstellaires plus gros que quelques microns ( $\geq 5\mu m$ ) sont donc difficilement identifiables car ils ne participent à l'extinction globale que par une composante faible sans bande spectrale. Il existe donc un biais observationnel : lorsqu'on étudie les bandes spectrales dans l'infrarouge on analyse uniquement les petits grains. La largeur et la forme des bandes peuvent néanmoins être utilisées pour contraindre la taille maximale des grains si celle-ci est de l'ordre du micron.

## 2.6 Effets de forme des grains

De la même manière que pour une sphère, on peut utiliser l'approximation électrostatique pour calculer les efficacités d'absorption et de diffusion d'une particule de forme quelconque. Une particule ellipsoïdale caractérisée par trois demi-axes tels que  $a > b > c$ , plongée dans un champ électrostatique peut être assimilée à un dipôle. Si le champ est parallèle au demi-axe  $i$ , la polarisabilité de la particule selon ce demi-axe est alors :

$$\alpha_i = 4\pi abc \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_m}{3\varepsilon_m + L_i(\varepsilon_1 - \varepsilon_m)} \quad (2.28)$$

où

$$L_i = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(j^2 + q)\sqrt{(a^2 + q)(b^2 + q)(c^2 + q)}} \quad (2.29)$$

avec  $j = a, b, c$  pour  $i = 1, 2, 3$  respectivement et  $L_1 + L_2 + L_3 = 1$ . Pour le cas particulier de la sphère,  $a = b = c$  et donc  $L_1 = L_2 = L_3 = 1/3$  et la moyenne de la polarisabilité selon les axes  $a$ ,  $b$  et  $c$  est bien égale à l'équation (2.24). Connaissant la polarisabilité on peut donc déterminer  $Q_{dif}$  et  $Q_{abs}$  à l'aide des relations (2.26) et (2.27). Il est important de noter que, parce que la détermination de la polarisabilité  $\alpha$  et des efficacités d'extinction et de diffusion repose sur l'approximation électrostatique, on ne peut calculer l'extinction d'une particule de forme quelconque que dans l'approximation de Rayleigh.

Dans le cas de particules sphéroïdales pour lesquelles deux des demi-axes sont égaux, les facteurs géométriques  $L_i$  peuvent être calculés analytiquement. Pour une particule allongée ("prolate" en anglais) :  $a > b = c$ , les deux demi-axes égaux sont les plus petits, la particule a une forme de cigare et on a :

$$L_1 = \frac{1-e^2}{e^2} \left(-1 + \frac{1}{2e} \ln\left(\frac{1+e}{1-e}\right)\right) \text{ avec } e^2 = 1 - \frac{b^2}{a^2} \text{ et } L_1 = L_2, L_3 = 1 - 2L_1$$

Pour une particule aplatie ("oblate" en anglais), les deux demi-axes égaux sont les plus grands,  $a < b = c$ , la particule a une forme de crêpe et on a :

$$L_1 = \frac{1+f}{f} (1 - \arctan(f)) \text{ avec } f = \frac{b^2}{a^2} - 1 \text{ et } L_2 = \frac{1-L_1}{2}, L_2 = L_3$$

Les Figures 2.5 et 2.6 montrent comment l'extinction est modifiée par les variations de la forme de grains de silicates amorphes et cristallins. La déviation de la sphéricité déforme les bandes spectrales car la symétrie du problème est brisée et les conditions

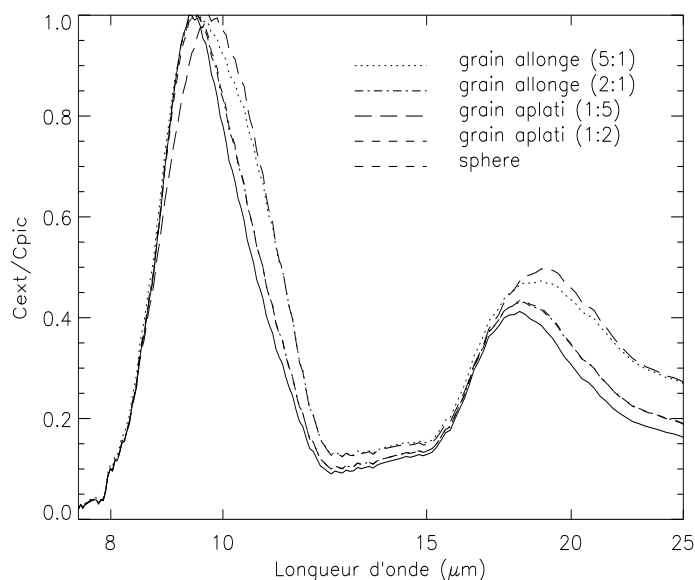
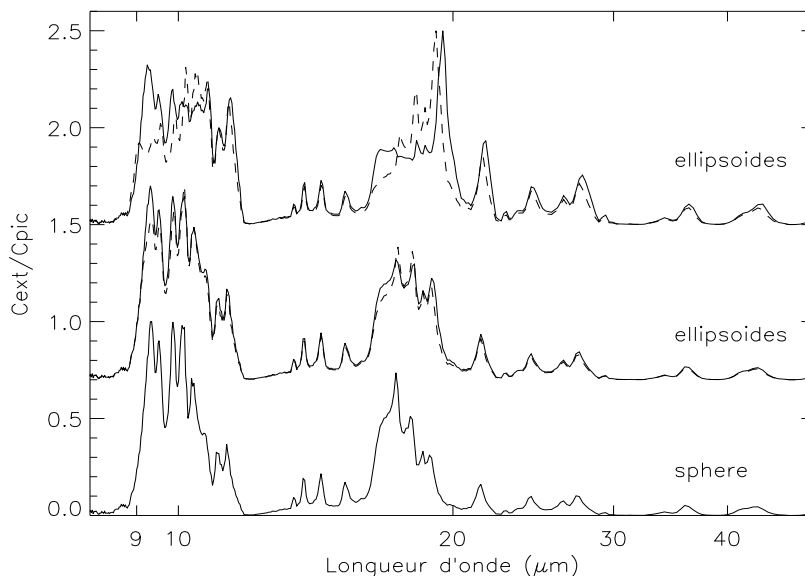


FIG. 2.5: Influence de la forme des grains sur le spectre de pyroxène "cosmique" amorphe. Grains sphériques (trait plein); grains ellipsoïdaux ( $a \neq b = c$ ) grains aplatis :  $a/b = 1/5$  (tirets long),  $a/b = 1/2$  (tirets courts); grains allongés :  $a/b = 5/1$  (pointillés),  $a/b = 2/1$  (pointillés-tirets).

FIG. 2.6: Influence de la forme des grains sur le spectre de la bronzite cristalline

( $Mg_{0.9}Fe_{0.1}SiO_3$ ).

Courbe du bas : particule sphérique; au milieu : tirets : grains allongés ( $a/b = 1/2$ ) et trait plein : grains aplatis ( $a/b = 2/1$ ); en haut : tirets : grains allongés ( $a/b = 1/5$ ) et trait plein : grains aplatis ( $a/b = 5/1$ ).



aux limites "vues" par les différentes parties de la particule ne sont plus les mêmes. Pour des grains de silicates amorphes, l'augmentation de l'excentricité ( $e=0$  pour une sphère, 1 pour une aiguille ou un disque dans le cas de grains allongés et aplatis respectivement) augmente la largeur des bandes, décale le maximum des bandes vers les grandes longueurs d'onde, et augmente l'intensité de la bande à  $18 \mu m$  par rapport à la bande à  $10 \mu m$  (Figure 2.5). Pour des grains de silicates cristallins, certains pics des massifs à  $10$  et  $18 \mu m$  sont déplacés (Figure 2.6) et l'intensité des pics diminue.

## 2.7 Distribution de particules

Lorsque la lumière traverse un nuage de poussières, interstellaires ou circumstellaires par exemple, il faut prendre en compte la distribution de taille et de forme des particules, ainsi que leur orientation dans le champ de rayonnement si elles ne sont pas sphériques. Si on suppose que les particules sont isolées, alors l'extinction totale de la lumière est la somme des extinctions de chaque particule.

Les différentes distributions de taille pour les grains de silicates interstellaires considèrent que les plus gros grains ont une taille maximale de l'ordre  $0.25 \mu\text{m}$ . Or, quelle que soit leur forme, on est, pour des grains de cette taille, dans la limite de Rayleigh pour des longueurs d'onde  $\geq 3 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire que la détermination des efficacités d'absorption et de diffusion est indépendante de la taille des grains. **Pour l'étude des silicates interstellaires dans l'infrarouge, à des longueurs d'ondes supérieures à  $\sim 8 \mu\text{m}$ , il n'est donc pas nécessaire de tenir compte de la distribution de taille des grains si ceux-ci ont une taille maximale de  $\sim 0.8 \mu\text{m}$ .**

**On a vu que la forme des bandes des silicates dépend de la forme des particules, même si celles-ci sont petites devant la longueur d'onde. Il faut donc tenir compte de la forme de chaque particule pour modéliser l'extinction d'une distribution de particules submicroniques.** On définit pour cela une fonction de probabilité de forme  $\mathcal{P}(L_1, L_2)$  qui donne la probabilité d'avoir un grain ellipsoïdal de facteurs géométriques  $(L_1, L_2)$ . L'efficacité d'absorption moyenne de la distribution de particules est alors :

$$\langle\langle C_{abs} \rangle\rangle = \int \int_{\Delta} \langle C_{abs} \rangle \mathcal{P}(L_1, L_2) dL_1 dL_2 \quad (2.30)$$

où  $\Delta$  représente le domaine de valeurs possibles pour les facteurs géométriques  $L_1$  et  $L_2$  et  $\langle C_{abs} \rangle$  est l'efficacité d'absorption d'un grain ellipsoïdal d'orientation quelconque, calculée à l'aide des équations (2.26) et (2.28) et moyennée sur les trois directions principales de la particule.

**La distribution de forme la plus simple considère que toutes les formes (entre la sphère, l'aiguille et le disque) sont équiprobables et orientées de façon aléatoire : c'est la distribution continue d'ellipsoïdes (CDE).** Dans ce cas  $\mathcal{P}(L_1, L_2) = 2$  et :

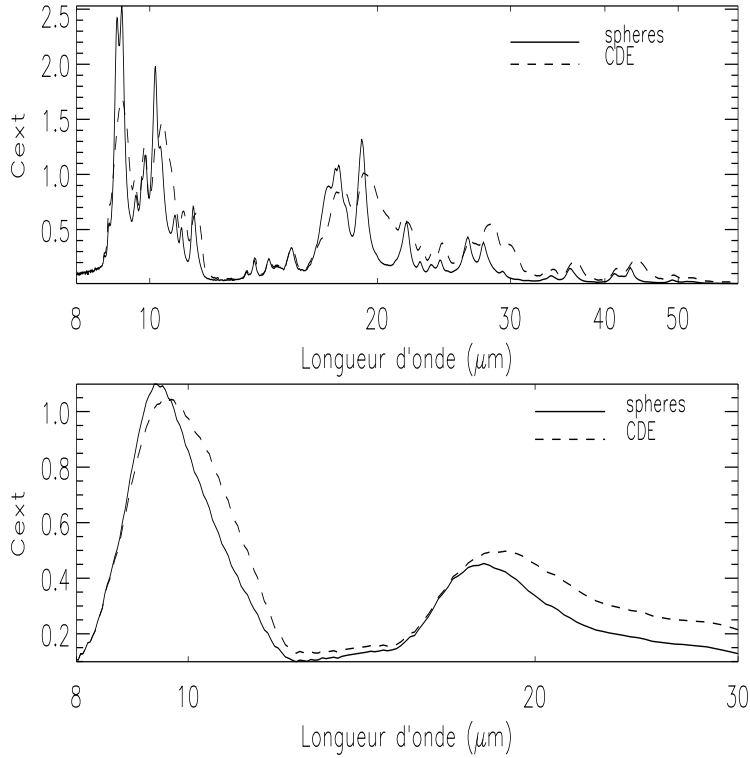


FIG. 2.7: Comparaison de l'extinction due à des particules sphériques (trait plein) et à une distribution continue d'ellipsoïdes (tirets) pour des grains d'enstatite cristalline ( $Mg_{0.9}Fe_{0.1}SiO_3$ , en haut) et de pyroxène amorphe (en bas). Pour les grains d'enstatite, le spectre présenté est la moyenne des spectres calculés pour les trois axes du cristal.

$$\langle\langle C_{abs} \rangle\rangle = kvIm\left(\frac{2\epsilon}{\epsilon-1}Log(\epsilon)\right) \quad (2.31)$$

où  $Log(z) = Log(r) + i\theta$  si  $z = re^{i\theta}$ .

La Figure 2.7 montre qu'adopter une distribution de particules de formes ellipsoïdales élargit les bandes, les décale vers les grandes longueurs d'onde et modifie leurs rapports d'intensité. Cet effet est plus important pour les grains composés de matériaux cristallins que pour ceux composés de matériaux amorphes, car les bandes d'absorption des minéraux cristallins sont plus fines. La distribution CDE est importante car elle constitue le meilleur et le plus simple outil pour simuler une distribution de particules de forme régulière quelconque. En effet, la comparaison entre des spectres de laboratoire de minéraux cristallins, qui ont une distribution de forme quelconque, et des spectres d'une distribution de grains CDE, calculés à partir des constantes optiques des minéraux, montre un bon accord (Paragraphe 2.9.2). D'autre part, il n'y a a priori aucune raison pour que les grains interstellaires soient sphériques. La comparaison de spectres de laboratoire de silicates cristallins avec des spectres in-

terstellaires présentant les bandes des silicates cristallins montre d'ailleurs qu'il y a un bon accord entre les deux. Pour les grains amorphes, il est plus difficile de faire la distinction entre des grains sphériques ou ellipsoïdaux. En effet, la déformation des bandes est le plus souvent cachée par la présence de transitions vibrationnelles de molécules de glaces (sous forme de manteau) telles que  $\text{H}_2\text{O}$  et/ou par des variations d'intensité des bandes dues aux effets de transfert de rayonnement.

## 2.8 Grains composites et hétérogènes

Les grains interstellaires peuvent contenir des inclusions de divers matériaux, en particuliers des oxydes ( $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ ...). Cette idée de grains composés de plusieurs types de solides provient d'une part des modèles de formation des grains et d'autre part de l'impossibilité de reproduire l'opacité observée dans le visible et le proche infrarouge avec des grains de silicates purs (Ossenkopf et al. (1992) et les références citées). D'autre part, dans les milieux froids et denses, les grains sont recouverts d'un manteau de glace, de la glace d'eau par exemple pour les grains autour des étoiles OH/IR (Soifer et al., 1981, Smith et al., 1988, Omont et al., 1990) ou des glaces plus complexes ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ...) pour les grains des régions protostellaires (d'Hendecourt et al., 1996, Whittet et al., 1996, Dartois, 1998). De même, dans le milieu interstellaire, les grains sont recouverts d'un manteau de matière carbonée réfractaire, probablement issu d'une forte irradiation des manteaux de glaces (Tielens et al., 1996, Schutte et al., 1998). Il est donc important de pouvoir calculer l'extinction causée par des grains contenant des inclusions d'un autre matériau ou entouré d'un matériau de composition différente.

### 2.8.1 Extinction d'un grain recouvert d'un manteau.

Si l'on se place toujours dans l'approximation électrostatique, on peut trouver l'expression de la polarisabilité, et donc de l'extinction, d'une particule ellipsoïdale entourée d'un manteau de composition différente de celle du noyau et d'épaisseur constante. Le raisonnement est identique à celui utilisé pour une particule nue : il faut trouver l'expression des potentiels dans le noyau du grain, dans son manteau et dans le milieu extérieur, qui respectent les conditions de continuité aux interfaces noyau-manteau et manteau-milieu extérieur.

Pour une particule ellipsoïdale plongée dans un champ électromagnétique parallèle à l'axe  $z$ , dont le noyau et le manteau sont des ellipsoïdes concentriques de permittivité

$\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  et de demi-axes  $a_1, b_1, c_1$  et  $a_2, b_2, c_2$ , respectivement, la polarisabilité est :

$$\alpha_3 = \frac{v((\varepsilon_2 - \varepsilon_m)[\varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(L_3^{(1)} - fL_3^{(2)})] + f\varepsilon_2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2))}{([\varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(L_3^{(1)} - fL_3^{(2)})][\varepsilon_m + (\varepsilon_2 - \varepsilon_m)L_3^{(2)}] + fL_3^{(2)}\varepsilon_2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2))} \quad (2.32)$$

où  $v = 4\pi a_2 b_2 c_2 / 3$  est le volume de la particule,  $f = a_1 b_1 c_1 / a_2 b_2 c_2$  est la fraction du volume totale de l'ellipsoïde occupée par le noyau et  $L_3^{(1)}$  et  $L_3^{(2)}$  les facteurs géométriques du noyau et du manteau (2.29).

La sphère est un cas particulier pour lequel  $L_j^{(1)} = L_j^{(2)} = \frac{1}{3}$  et donc  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha$  :

$$\alpha = 4\pi a_2^3 \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_m)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) + f(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_m + 2\varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_m)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) + 2f(\varepsilon_2 - \varepsilon_m)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} \quad (2.33)$$

Connaissant la polarisabilité  $\alpha$  il est alors facile de calculer l'extinction à partir de l'équation (2.26).

## 2.8.2 Extinction d'un grain contenant des inclusions.

Pour calculer l'extinction due à des grains de composition hétérogène il faut déterminer leur fonction diélectrique moyenne à partir des fonctions diélectriques des différents matériaux les constituant. Une fois celle-ci déterminée, il est possible de calculer l'extinction pour des grains sphériques ou ellipsoïdaux à l'aide des théories exposées précédemment.

On peut modéliser un grain de composition hétérogène par un grain constitué d'une matrice de composition homogène et de fonction diélectrique  $\epsilon_m$  contenant des inclusions de forme et de taille quelconque et de fonction diélectrique  $\epsilon_i$ . Si on suppose qu'il n'y a aucune corrélation entre la taille des inclusions et leur orientation ou leur forme, et que toutes les orientations sont équiprobables, la fonction diélectrique moyenne du grain s'écrit :

$$\epsilon_{av} = \frac{(1 - f)\epsilon_m + \sum f_i \beta_i \epsilon_i}{1 - f + \sum f_i \beta_i} \quad (2.34)$$

où  $\beta_i$  dépend de la fonction de probabilité de forme des inclusions,  $\mathcal{P}_i(L_1, L_2)$  et  $f_i$  est la fraction de volume occupée par l'inclusion  $i$  et  $f = \sum f_i$  le volume occupé par toutes les inclusions.

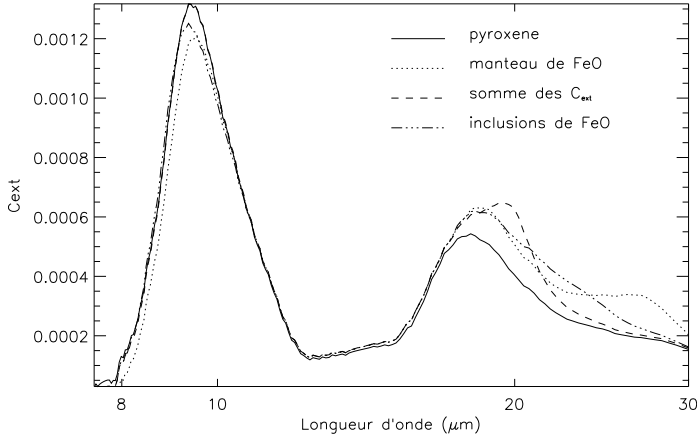


FIG. 2.8: Influence de l'incorporation de FeO dans un grain de pyroxène cosmique sur la section efficace d'extinction  $C_{ext}$ . Trait plein : grain de pyroxène; tirets : addition des  $C_{ext}$  de grains de pyroxène purs et de grains de FeO purs; pointillés : manteau de FeO; pointillés-tirets : inclusion de FeO. Le volume d'oxyde représente 10% du volume total soit 11% du volume des silicates et 20% de la masse des silicates.

Si les inclusions sont sphériques,  $\beta = 3\epsilon_m/(\epsilon + 2\epsilon_m)$  et la fonction diélectrique moyenne est alors :

$$\epsilon_{av} = \frac{(1-f)\epsilon_m + 3\epsilon_m \sum \frac{f_i \epsilon_i}{\epsilon_i + 2\epsilon_m}}{1-f + 3\epsilon_m \sum \frac{f_i}{\epsilon_i + 2\epsilon_m}} \quad (2.35)$$

On peut utiliser cette équation pour déterminer la fonction diélectrique moyenne d'un grain poreux si on considère que les inclusions sont des inclusions de vide, donc de fonction diélectrique égale à 1. Cette méthode est correcte pour des porosités n'excédant pas 20 à 30 % du volume du grain. Pour des grains de plus grande porosité, comme par exemple des grains coagulés, il existe d'autres méthodes de calcul plus adaptées (par exemple Stognienko et al. (1995)).

### 2.8.3 Effets de l'hétérogénéité des grains sur l'extinction

Les matériaux réfractaires autres que les silicates (les oxydes et métaux principalement), peuvent se trouver dans la poussière sous différentes formes : sous forme de grains purs, sous forme d'inclusions dans un grain de silicate ou encore sous forme de manteau. La présence de cette composante dans la poussière a une signature infrarouge. En effet, soit le matériau a des bandes d'absorption qui apparaissent quand il est présent dans la poussière (c'est le cas des oxydes mais non des métaux), soit il modifie l'opacité de la poussière (c'est le cas des métaux et aussi des oxydes). La forme sous laquelle se trouvent ces matériaux réfractaires influe sur l'efficacité d'extinction  $Q_{ext}$  de la poussière. Il est donc intéressant de comparer les spectres de poussières comprenant des oxydes ou des métaux sous différentes formes.

Les Figures 2.8, 2.9 et 2.10 illustrent l'effet induit par l'ajout des oxydes, FeO et



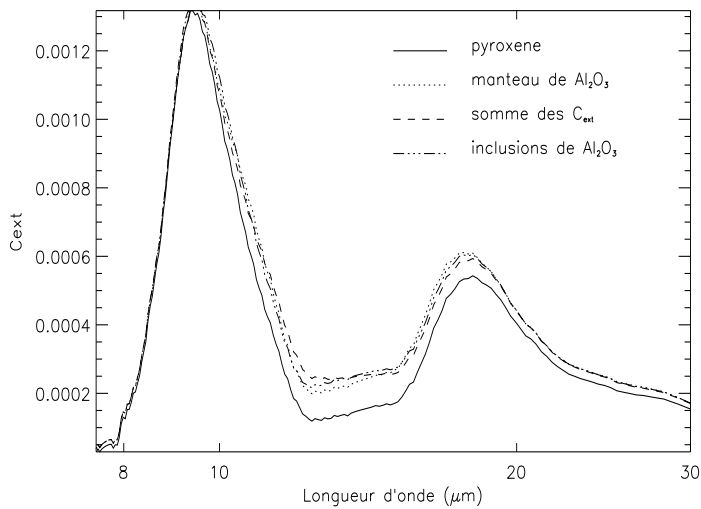


FIG. 2.9: Influence de l'incorporation de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dans un grain de pyroxène cosmique sur la section efficace d'extinction  $C_{ext}$ . Trait plein : grains de pyroxène seul; tirets : addition des  $C_{ext}$  de grains de pyroxène et de grains de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; pointillés-tirets : inclusion de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; pointillés : manteau de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Le volume d'oxyde représente 10% du volume total soit 11% de celui des silicates et 15% de la masse des silicates.

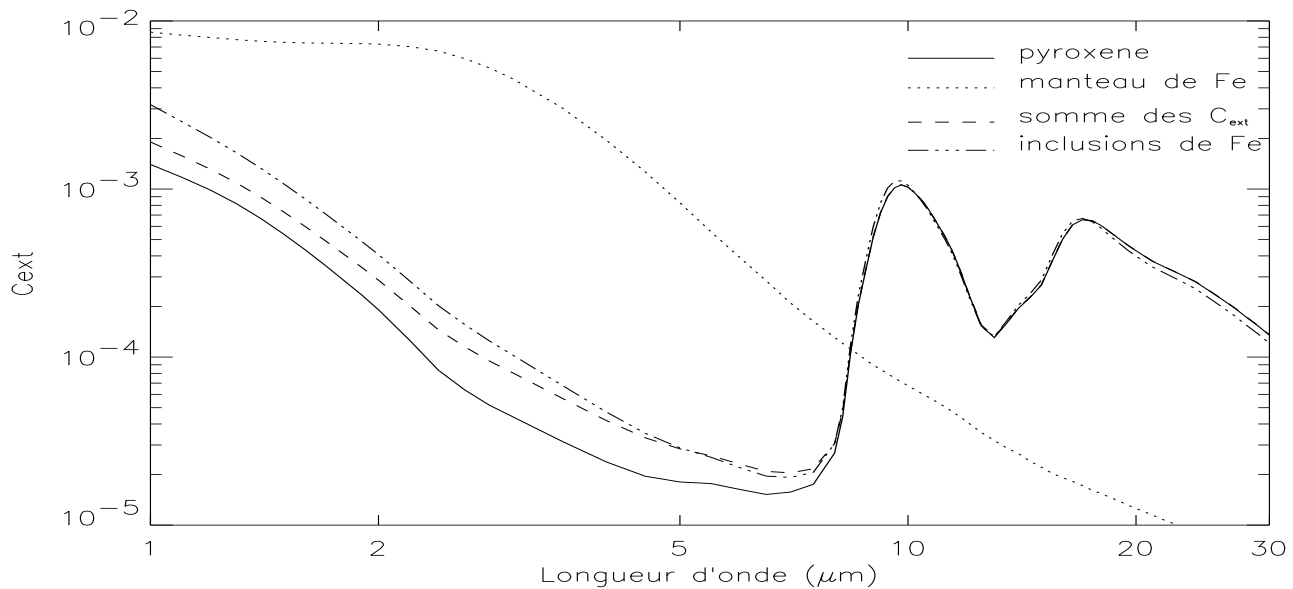


FIG. 2.10: Influence de l'incorporation de Fe dans un grain d'olivine amorphe  $\text{MgFeSiO}_4$  sur la section efficace d'extinction  $C_{ext}$ . Trait plein : olivine seule; tirets : addition des  $C_{ext}$  de grains d'olivine et de grains de fer; pointillés-tirets : inclusions de Fe; pointillés : manteau de fer. Le volume de fer représente 10% du volume total soit 11% de celui des silicates et plus de 20% de la masse des silicates.

$\text{Al}_2\text{O}_3$ , et du fer métallique à de la poussière composée de pyroxène ou d'olivine amorphe. Le volume "d'impureté" considéré représente 11% du volume des silicates. En pourcentage par rapport à la masse des silicates, cela équivaut à 20% pour  $\text{FeO}$ , 15% pour  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et plus de 20% pour le fer. D'après ces figures on constate qu'il devrait être possible de déterminer, pour  $\text{FeO}$  et pour le fer métallique, sous quelle forme ces

matériaux sont présents dans les grains (inclusions, manteau ou population de grains séparés). Dans le cas du FeO qui a une bande forte et étroite à  $\sim 20 \mu\text{m}$ , on voit que cela est possible car le spectre du rayonnement éteint est perturbé différemment suivant la façon dont on incorpore le FeO. Lorsque le FeO est sous forme de grains, la bande à  $\sim 20 \mu\text{m}$  est plus prononcée que si l'oxyde est incorporé dans le grain de silicate. De plus, la modification de l'extinction n'est pas la même si le FeO est sous la forme d'un manteau autour du grain ou bien incorporé au grain sous la forme d'inclusions. Ceci est probablement dû au fort indice de réfraction de l'oxyde de fer et à sa forte variation dans la bande d'absorption ( $n$  passe de 0.5 à 6 entre 20 et 30  $\mu\text{m}$ ) par rapport à celui des silicates qui est quasiment constant dans cette région ( $n \sim 2$ ) : le rayonnement incident n'est pas perturbé de la même manière s'il rencontre d'abord l'oxyde ou le silicate. Par contre la distinction est très faible pour l'oxyde d'aluminium dont l'indice de réfraction, et sa variation entre 10 et 15  $\mu\text{m}$  (bande de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) est comparable à celui des silicates : la perturbation du rayonnement incident est comparable, que ce rayonnement "voit" d'abord le silicate ou l'oxyde.

La situation est toute autre pour le fer. Sous forme métallique, le fer n'a pas de transition vibrationnelle active dans l'infrarouge car l'absorption est due essentiellement aux électrons libres du métal. La perturbation de l'efficacité d'absorption est donc différente du cas des oxydes pour lesquels elle s'effectue principalement dans leurs bandes de vibration. Dans le cas du fer, c'est l'opacité aux courtes longueurs d'onde ( $\lambda < 5 \mu\text{m}$ ) qui est modifiée, mais aucune signature spectroscopique identifiable (raie, épaulement) ne vient s'ajouter au spectre du rayonnement éteint. Il est donc difficile, voir impossible, au delà de  $\sim 5 - 6 \mu\text{m}$  de distinguer si le fer est sous la forme d'une population de grains de fer séparée ou sous forme d'inclusions dans les grains de silicate. Par contre si le fer est sous forme de manteau le changement de l'efficacité d'absorption est énorme puisque la signature spectrale des silicates est complètement effacée (l'extinction du fer est supérieure à celle du noyau de silicate et le manteau cache le noyau silicaté).

Dans les nuages moléculaires et dans les couches externes des enveloppes circumstellaires des protoétoiles ou des étoiles OH/IR, les grains sont froids et recouverts d'un manteau de molécules volatiles gelées à leur surface. Il est possible de calculer l'extinction causée par de tels grains composites en utilisant les relations (2.32) et (2.33). Si le manteau de glaces contient plusieurs types de molécules on peut calculer sa fonction diélectrique moyenne à l'aide de l'équation (2.35). Cependant, les constantes optiques des glaces ne sont pas toujours connues, notamment pour les mélanges de glaces complexes simulés en laboratoire. Souvent, l'absorption de grains

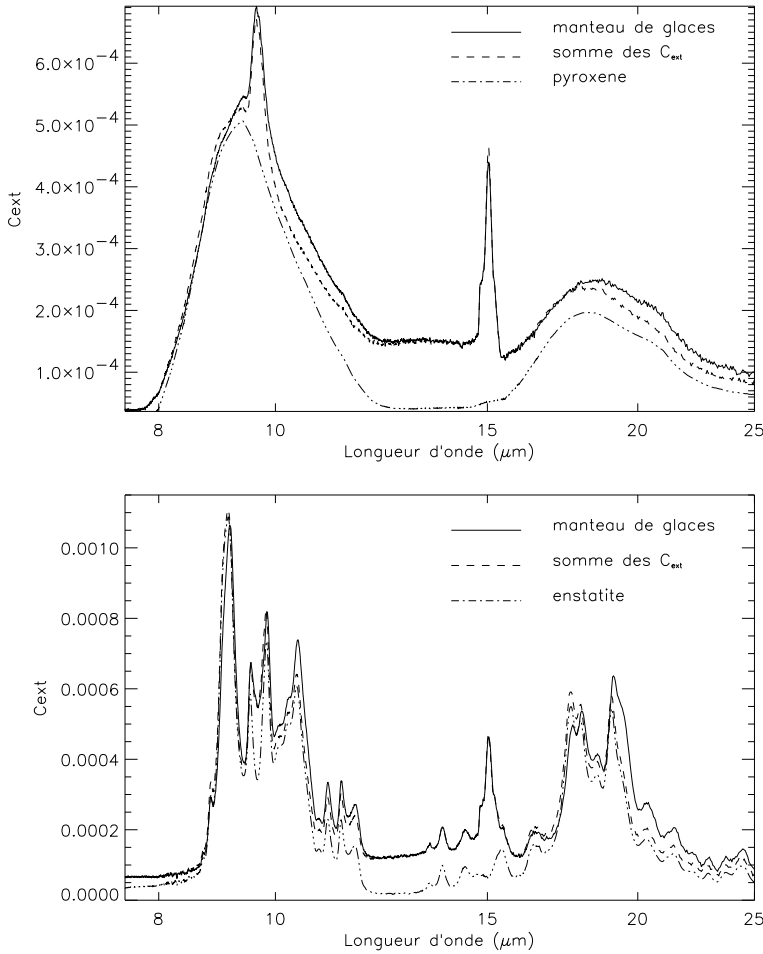


FIG. 2.11: Modélisation de la section efficace d'extinction d'un grain sphérique entouré d'un manteau de glace de composition  $\text{H}_2\text{O}$  amorphe :  $\text{CO}_2$  :  $\text{CH}_3\text{OH}$  = 5 : 1 : 1. En haut : grains de pyroxène amorphe; en bas : grains d'enstatite cristalline. Trait plein : extinction d'un grain de silicate ( $r_{sil} = 0.7 \mu\text{m}$ ) entouré d'un manteau de glace d'épaisseur  $0.3 \mu\text{m}$ ; tirets : somme des sections efficaces d'extinction d'un grain sphérique de pyroxène amorphe ( $r_{sil} = 0.7 \mu\text{m}$ ) et d'un grain sphérique de glace de volume équivalent à celui du manteau; pointillés-tirets : extinction du grain de silicate nu.

entourés de manteaux est donc simplement calculée en additionnant l'extinction des silicates et des glaces (calculées séparément ou mesurées en laboratoire). D'après la Figure 2.11 on peut constater que les deux méthodes de calcul donnent des résultats légèrement différents, l'addition des sections efficaces sous-estimant légèrement l'augmentation de l'opacité dans les bandes des glaces. Ceci est surtout vrai pour le mode de libration de la glace d'eau (rotation bloquée, vers  $13 \mu\text{m}$ ) qui est très large.

## 2.9 L'approche expérimentale

### 2.9.1 Les échantillons

Afin d'étudier la composition et la structure de la poussière dans divers environnements astrophysiques, il est nécessaire de disposer d'un éventail aussi large que possible de minéraux dont les caractéristiques physico-chimiques et les propriétés

spectrales sont connues.

Faute d'échantillon d'origine interstellaire, il n'est pas possible de comparer directement les spectres astronomiques avec des spectres mesurés en laboratoire de grains de silicates interstellaires. En effet, parmi les grains présolaires (identifiés comme tels par l'étude des rapports isotopiques) issus de chondrites primitives, figurent des matériaux tels que SiC, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, des nanodiamants, du graphite (Zinner, 1997). Mais, à ce jour, aucune inclusion silicatée interstellaire n'a été identifiée parmi plus de 50000 échantillons analysés (Nitler, 1996). Toutefois, dans les IDPs (Interplanetary Dust Particles, poussière d'origine astéroïdale ou cométaire) des phases silicatées nommées GEMs (Glass with Embedded Metal and Sulfides) ont été observées. Or ces GEMs présentent des analogies avec les silicates interstellaires, avec notamment un bon accord spectral des bandes à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$  (Bradley, 1994, Bradley et al., 1999). Toutefois, aucune anomalie isotopique du silicium et de l'oxygène n'a été observée dans ces GEMs et leur identification à des silicates interstellaires reste incertaine (Rietmeijer, 1998).

Les échantillons utilisés pour l'étude de la poussière interstellaire sont donc des échantillons terrestres naturels ou synthétiques. Les minéraux terrestres naturels sont dans leur grande majorité cristallins et constituent de ce point de vue de bons analogues à la poussière cristalline silicatée récemment mise en évidence par les observations ISO. Il est cependant possible que certains silicates interstellaires puissent avoir des compositions qui n'ont aucun équivalent terrestre. Dans ce cas, les silicates "anormaux" identifiés dans les météorites (par exemples les silicates LIME, Klöck et al. (1989)) pourraient servir d'analogues à la poussière. Toutefois, la quantité de ces silicates pouvant présenter des anomalies de composition est faible car elle est limitée par les abondances cosmiques de chacun des éléments les constituant.

Il est par contre nécessaire de synthétiser les silicates amorphes. Il existe pour cela plusieurs techniques, les plus utilisées étant la trempe ultra-rapide du minéral liquide (par exemple Jäger et al. (1994)), l'ablation laser (par exemple Brucato et al. (1999)) et l'évaporation (par exemple Hallenbeck et al. (1998)). Chacune de ces techniques produit des amorphes de microstructure différente. Ainsi la trempe fabrique des "verres", c'est-à-dire des amorphes compacts pouvant avoir un ordre à l'échelle microscopique, alors que l'évaporation produit des amorphes très désordonnés et poreux. **Lorsque l'on compare les spectres observés de silicates amorphes aux spectres de laboratoire, on fait donc une hypothèse sur la composition mais aussi sur la microstructure du grain.**

Dans ce travail, des minéraux cristallins naturels et synthétiques ont été utilisés pour les expériences (spectroscopie infrarouge et irradiation). Pour l'étude des silicates amorphes, les constantes optiques disponibles dans la littérature ont été utilisées (Henning et al., 1999)<sup>4</sup>. Il s'agit de verres de silicates fabriqués par la technique de trempe (Jäger et al., 1994).

## 2.9.2 La spectroscopie infrarouge

L'essentiel de l'information sur la poussière interstellaire provient des spectres infrarouges des régions éteintes. Ceux-ci présentent de nombreuses bandes en émission ou en absorption dues à la vibration des liaisons moléculaires constituant les grains de poussière. La spectroscopie infrarouge donne donc accès à la composition et, pour certains types de poussière comme les silicates, à la structure de la poussière.

Pour pouvoir comparer les spectres infrarouges avec les données observationnelles, il est nécessaire que les échantillons étudiés aient une géométrie la plus semblable possible au cas interstellaire (distribution de particules en suspension dans le vide). La technique des pastilles, dans laquelle l'échantillon à analyser est sous forme de petites particules en suspension dans un milieu transparent à l'infrarouge, est un bon moyen d'approcher une telle configuration. Il s'agit de mélanger à une poudre d'un matériau transparent dans l'infrarouge une petite quantité de poudre du minéral étudié. Le mélange est ensuite pressé afin d'obtenir un disque compact : la pastille. Les matériaux constituant la matrice des pastilles sont généralement du bromure de potassium (KBr), de l'iodure de césium (CsI) et du polyéthylène (PE) qui sont transparents respectivement sur la gamme de longueur d'onde 0.23 - 25  $\mu\text{m}$ , 0.24 - 70  $\mu\text{m}$  et 16 - 1000  $\mu\text{m}$ . L'utilisation de l'un ou l'autre de ces matériaux introduit un léger décalage spectral des bandes. Ainsi on observe que  $\lambda_{pic}^{CsI} \leq \lambda_{pic}^{KBr}$ ,  $\lambda_{pic}^{vide} \leq \lambda_{pic}^{KBr}$  et que  $\lambda_{pic}^{PE} \leq \lambda_{pic}^{CsI}$ . Colangeli et al. (1995) ont montré que le décalage des bandes, en micron, entre le vide et le KBr n'excède pas quelques pourcents. Pour la fabrication des pastilles de 13 mm de diamètre utilisées dans l'infrarouge proche et moyen, environ 300 mg de CsI ou KBr et quelques dixièmes de milligramme d'échantillon sont nécessaires. Pour l'infrarouge lointain, environ 120 mg de PE et 1 mg d'échantillon sont utilisés.

Les spectres en transmission ont été mesurés à l'IAS avec un spectromètre à

---

<sup>4</sup>voir le site <http://www.astro.spbu.ru/JPDOC/>

Transformée de Fourier (Brucker IFS66V) couvrant une gamme de longueur d'onde s'étendant de l'UV au domaine millimétrique avec une résolution spectrale allant jusqu'à  $\Delta\nu = 0.12 \text{ cm}^{-1}$ . La source utilisée dans l'infrarouge moyen et lointain est constituée d'un barreau de carbure de silicium (SiC) chauffé à 1200 K émettant comme un corps noir (Glow Bar). Il est possible d'obtenir des spectres continus sur toute la gamme du spectromètre SWS d'ISO, entre 2 et 45  $\mu\text{m}$ , à l'aide d'une séparatrice en CsI et d'un détecteur DTGS (Deuterated Triglycine Sulfate) recouvert d'une fenêtre en CsI (transmission entre 2 et 45  $\mu\text{m}$ ). Au delà de 45  $\mu\text{m}$  un jeu de séparatrice en Mylar permet de couvrir la gamme de longueur d'onde LWS, entre 45 et 200  $\mu\text{m}$ , un bolomètre refroidi à l'hélium permet d'obtenir des spectres aux longueurs d'onde supérieures à 50  $\mu\text{m}$ .

Les spectres en transmission sont obtenus en divisant le spectre de la pastille avec échantillon avec le spectre de référence d'une pastille sans échantillon. **Ces mesures en transmission sont directement comparables aux bandes en absorption des spectres astronomiques.** Elles sont en effet proportionnelles à l'efficacité d'extinction par unité de taille ( $a$ ) :

$$Q_{ext}/a = -\frac{4\rho\pi r^2}{3m}\ln(T) \quad (2.36)$$

où  $\rho$  est la densité du minéral étudié,  $m$  la masse du minéral contenue dans la pastille,  $r$  le rayon de la patille et  $T$  la transmittance mesurée.

La technique des pastilles utilise des échantillons sous forme de poudre, c'est-à-dire que le spectre résultant est celui d'une population de grains de granulométrie et de distribution de forme quelconques. Les minéraux solides sont au préalable finement broyés dans des mortiers en agate. Les tailles ainsi atteintes sont de l'ordre du micron et submicroniques. Il est possible de sélectionner les grains en dessous d'une certaine taille par sédimentation. **Les bandes des silicates se situant à des longueurs d'onde supérieures à 8  $\mu\text{m}$ , on peut négliger, pour des grains submicroniques, les effets de la diffusion. De plus, la forme des bandes n'est pas altérée par la distribution de taille des grains (Paragraphe 2.5).** Les effets de forme des grains ne sont, eux, pas négligeables puisqu'ils ne dépendent pas de la taille des grains (Paragraphe 2.6). La Figure 2.12 montre en effet que les spectres de laboratoire sont semblables aux spectres modélisés avec une distribution CDE (distribution continue d'ellipsoïdes) alors qu'ils sont très différents des spectres modélisés pour des particules sphériques. Les différences observées entre le spectre de laboratoire et le spectre CDE peuvent avoir plusieurs origines : un décalage spectral dû à la matrice de CsI des pastilles par rapport au vide pour les spectres modélisés, des

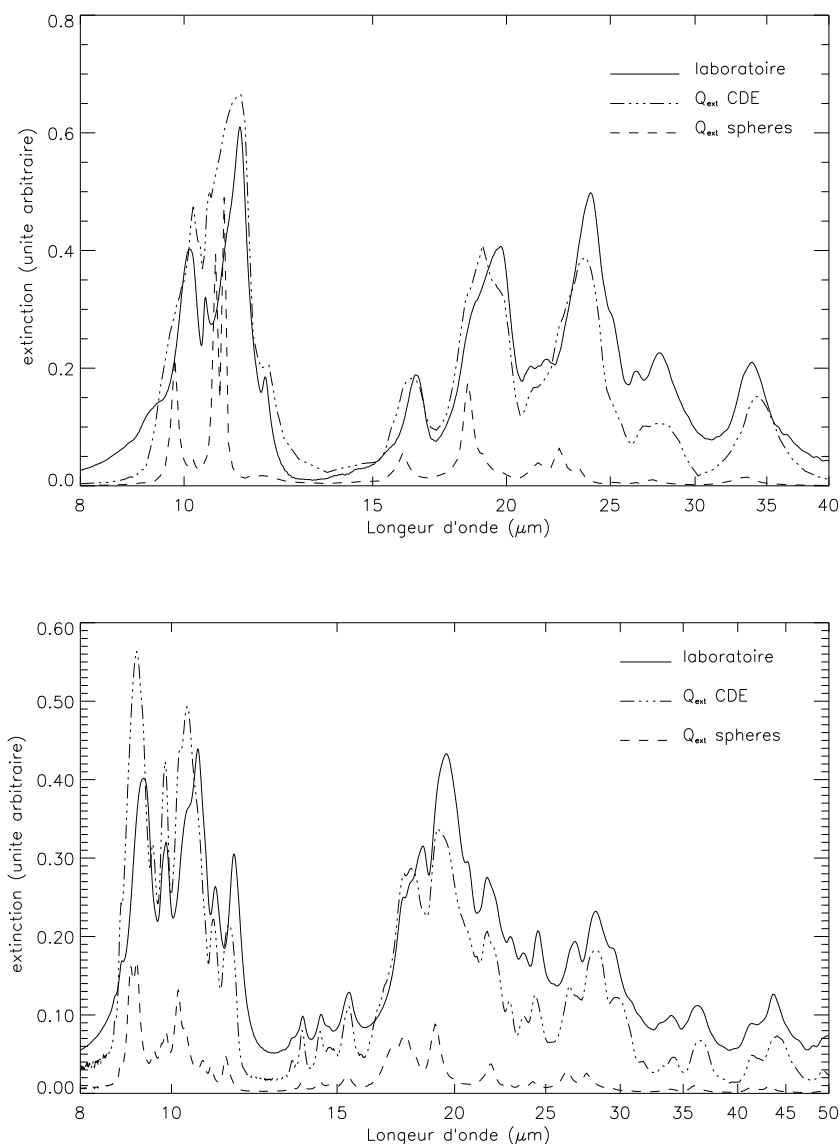


FIG. 2.12: Comparaison des spectres de laboratoire de pastilles d'olivine (en haut) et d'enstatite cristallines (en bas) avec des spectres modélisés. Trait pleins : spectres de laboratoire; pointillés-tirets : spectres calculés pour une distribution continue d'ellipsoïdes (CDE); tirets : spectres calculés pour des particules sphériques. Voir Paragraphes 2.4 et 2.7 pour les méthodes de calcul.

déviations de la distribution réelle de forme des grains par rapport à la distribution CDE, une déformation des bandes suite à l'agglomération des grains dans la pastille, le transfert de rayonnement dans la pastille. **Lorsque l'on compare les spectres interstellaires aux spectres de laboratoire on suppose donc implicitement que les grains ne sont pas sphériques mais ont une distribution de forme quelconque pouvant être modélisée par une distribution CDE.**

Les différences entre les spectres modélisés avec une distribution de forme CDE et les spectres de laboratoire de particules de distribution de forme quelconque, quoique faibles sont cependant significatives. En effet, elles montrent qu'il n'est pas possible de

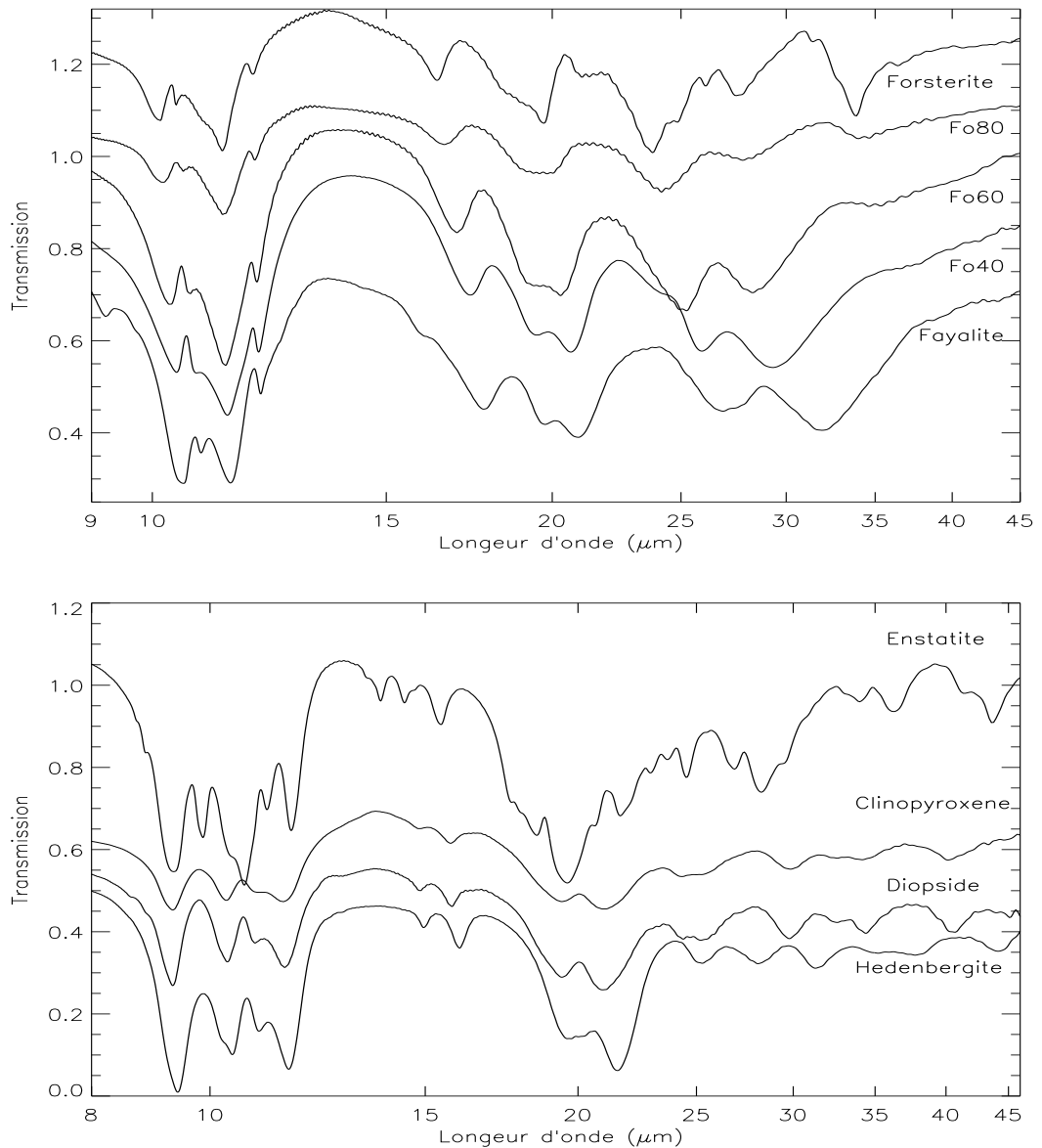


FIG. 2.13: Spectres infrarouges en transmission d'olivines et de pyroxènes de diverses compositions. Les spectres ont été mesurés à l'IAS à partir de poudres d'échantillons finement broyés incorporées dans des pastilles de CsI.

déterminer rigoureusement des constantes optiques de solides à partir d'échantillons sous forme de poudres. Ceci s'applique bien entendu aux études expérimentales, mais aussi aux techniques d'inversion des codes de transfert radiatif, qui consistent à déduire des observations astronomiques les constantes optiques de la poussière interstellaire.



ortho enstatite	clino enstatite	diopside	heden- bergite							
43.57										
41.48										
36.26	40.09	40.72	40.07							
34.00	34.19	34.40	37.76							
29.47	32.61	32.61	35.19							
28.25	29.86	29.80	31.30							
26.86			28.08							
24.51	25.23	25.21	25.29							
23.68	24.34	24.38	21.55							
22.94			19.74							
22.02										
21.65										
20.65	20.96	20.96								
19.60										
18.51	19.40	19.89								
17.63										
15.45	15.73	15.77	16.00							
14.69	14.82	14.84	14.95							
14.42										
13.79										
13.41										
11.65		12.83								
11.12	11.48	11.51	11.60							
10.67	10.93	10.89	10.97							
10.39	10.36	10.34	10.43							
9.86			10.22							
9.33	9.32	9.32	9.41							
				Fo100	Fo80	Fo60	Fo40	Fo00		
				36.39						
				33.89	34.00	34.60				
				31.42						
				27.51	27.80	28.30	29.30	31.90		
				26.12						
				24.81						
				23.78	24.17	25.23	25.93	26.87		
				21.13						
				19.71	19.82	20.29	20.65	20.90		
				18.44	19.11	19.35	19.47	19.70		
				16.38	16.59	16.94	17.34	17.75		
				11.91	11.95	11.98	11.99	12.07		
				11.28	11.29	11.35	11.38	11.45		
				10.90						
				10.42	10.55	10.40	10.79	10.88		
				10.13	10.20	10.30	10.42	10.56		

Tableau 2.1: Position des bandes spectrales (en  $\mu\text{m}$ ) d'olivines et pyroxènes d'intérêt astrophysique. Orthopyroxènes : orthoenstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ), clinopyroxènes : clinoenstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ), diopside ( $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ ) et hedenbergite ( $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$ ). Cinq solutions solides de forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) et de fayalite ( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ) sont présentées. La composition est indiquée par le pourcentage de forstérite contenue dans l'olivine : Fo80 représente un minéral contenant 80% de forstérite et 20 % de fayalite et donc de formule  $\text{Mg}_{2 \times .8}\text{Fe}_{2 - 2 \times .8}\text{SiO}_4$ .

La Figure 2.13 montre les spectres mesurés en laboratoire entre 8 et 45  $\mu\text{m}$  d'olivines et de pyroxènes d'intérêt astrophysique. La position des bandes est indiquée dans le Tableau 2.1. Les olivines<sup>5</sup> étudiées ont une composition intermédiaire entre

<sup>5</sup>Les échantillons (synthétiques) ont été gracieusement fournis par le Dr. C. Koike du Kyoto

celle de la forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) et celle de la fayalite ( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ). On constate que la longueur d'onde des pics augmente quand la teneur en fer des olivines augmente elle-aussi. L'intensité relative des bandes est semblable quelle que soit la composition, à l'exception de l'épaulement à  $19.71 \mu\text{m}$  de la forstérite qui devient plus intense et de la bande à  $33.89 \mu\text{m}$  qui disparaît lorsque la teneur en fer augmente. Les épaulements présents dans le spectre de la forstérite (à  $10.90$ ,  $24.81$ ,  $26.12$ ,  $31.42$  et  $36.39 \mu\text{m}$ ) disparaissent si un peu de fer est présent dans l'olivine. Les décalages des positions des bandes avec les mesures de Koike et al. (1993) sur les mêmes échantillons sont inférieurs à  $0.1 \mu\text{m}$  pour  $\lambda \leq 25 \mu\text{m}$  et peuvent atteindre  $0.3 \mu\text{m}$  pour les bandes à plus grandes longueurs d'onde. Ces décalages sont dus à la différence de composition des matrices utilisées pour fabriquer les pastilles : du CsI pour les spectres présentés ici et du KBr pour  $\lambda \leq 25 \mu\text{m}$  et du PE au-delà dans le travail de Koike et al. (1993). Entre le CsI et le KBr on constate donc que le décalage des bandes est faible alors qu'il est plus important entre le PE et le CsI. Les décalages observés entre les pastilles de CsI et de KBr sont semblables à ceux mesurés par Colangeli et al. (1995) pour des olivines cristallines.

Le jeu de pyroxènes présenté ici n'est pas aussi complet que celui des olivines. Les spectres d'un ortho- et clinopyroxène magnésien (moins de 10 % de fer) sont présentés pour comparaison de l'effet de la structure sur le spectre infrarouge ainsi que les spectres de clinopyroxènes de différentes compositions (diopside :  $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$  et hédénbergite :  $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$ ). Parce que la structure du minéral détermine la position des bandes, les spectres des ortho- et clinopyroxènes de même composition sont très différents (structure monoclinique par rapport à orthorombique). Par contre, les spectres des clinopyroxènes sont similaires mais les bandes sont décalées du fait des variations de la composition.

## 2.10 Conclusion

Les principaux paramètres libres pour modéliser l'extinction de la poussière sont les distributions de forme et de taille des grains. Une fois ces paramètres choisis, on peut modéliser la composition des grains : grains recouverts d'un manteau, contenant des inclusions, poreux ou compacts etc..

Dans certains cas on peut diminuer le nombre de paramètres libres. Par exemple,

on peut négliger la distribution de taille des grains si l'on est, à toutes les longueurs d'onde étudiées, dans la limite de Rayleigh, c'est-à-dire si  $2\pi a/\lambda \ll 1$  et  $|m|2\pi a/\lambda \ll 1$  (ce qui est toujours le cas pour les silicates dans l'infrarouge). On est dans la limite de Rayleigh, par exemple, dans ces différents cas de figures :  $a \leq 0.25 \mu\text{m}$  pour  $\lambda \geq 3 \mu\text{m}$ ,  $a \leq 0.85 \mu\text{m}$  pour  $\lambda \geq 10 \mu\text{m}$ ,  $a \leq 1.15 \mu\text{m}$  pour  $\lambda \geq 18 \mu\text{m}$ . Si on considère que la taille maximale des grains est de  $\sim 0.25 \mu\text{m}$ , on est donc dans la limite de Rayleigh si l'on n'étudie que les bandes des silicates à 10 et 20  $\mu\text{m}$  mais on n'y est plus si on étudie les spectres aux longueurs d'onde inférieures à 3  $\mu\text{m}$ .

**La forme des grains modifie les bandes spectrales quelle que soit leur taille, il faut donc toujours en tenir compte.** La façon dont la composition des grains est modélisée (inclusion, addition de l'extinction des différentes composantes, manteaux) altère plus ou moins le spectre suivant les caractéristiques spectrales, et donc la composition, des différentes composantes. Il est donc nécessaire d'évaluer les erreurs induites par l'utilisation de ces différentes méthodes. Cependant l'accord entre les observations et les modèles rend le plus souvent ces erreurs négligeables et ne permet pas toujours de bien contraindre la distribution de forme des grains.

L'extinction des grains, plutôt que d'être modélisée, peut être mesurée en laboratoire. Les spectres infrarouges d'échantillons broyés, sous forme de pastilles, donnent ainsi accès à l'extinction d'une distribution de particules de formes et d'orientations quelconques et de tailles inférieures à une limite que peut choisir l'expérimentateur. **Le bon accord entre les spectres expérimentaux et les spectres modélisés justifie l'utilisation des uns et des autres pour l'étude des spectres astronomiques.**

# Chapitre 3

## Composition et structure des silicates jeunes

Les enveloppes des étoiles évoluées riches en oxygène constituent les principaux sites de formation de la poussière réfractaire riche en oxygène, c'est-à-dire des silicates et des oxydes interstellaires. On verra dans ce chapitre qu'une modélisation simple des spectres permet d'identifier rapidement les silicates cristallins, mais qu'il est nécessaire de tenir compte du transfert radiatif et de la distribution de température des grains pour effectuer une analyse quantitative plus complète. L'étude de la poussière dans ce type d'environnement donne accès à sa composition physico-chimique peu après, voire pendant sa formation, avant que les grains n'aient évolué suite à leur séjour dans le MIS. On peut espérer également, à l'aide de ces études, vérifier et/ou contraindre les modèles de nucléation et de croissance des grains.

### 3.1 Les étoiles évoluées

Le terme "étoiles évoluées" désigne les étoiles de type spectral M. Elles ont, dans la représentation de Hertzsprung-Russel, quitté la séquence principale. Tout l'hydrogène

du noyau a été consommé et les réactions nucléaires s'effectuent à partir des éléments plus lourds tels que He ou C, N et O, selon le stade d'évolution après la séquence principale. L'évolution des étoiles dépend de leur masse dans la séquence principale ( $M_{SP}$ ). Les étoiles de masse  $M_{SP}$  inférieure à  $5 M_{\odot}$ , c'est-à-dire 95 à 98 % des étoiles, passent par la phase AGB puis deviennent des nébuleuses planétaires tandis que les étoiles plus massives évoluent très rapidement et explosent en supernova (par exemple Habing (1996)).

Les étoiles AGB sont caractérisées par leur perte de masse. Des mouvements de convection amènent à la surface de l'étoile les éléments synthétisés en leur cœur. Ces éléments vont participer à la formation de la poussière qui est ensuite éjectée dans le MIS par les vents stellaires. Le taux de perte de masse, qui varie entre  $10^{-7}$  et  $10^{-3} M_{\odot}/\text{an}$ , reflète le stade d'évolution de l'étoile ainsi que sa masse dans la séquence principale : une forte perte de masse indique un stade d'évolution avancé de l'étoile et/ou une masse élevée.

Les étoiles OH/IR sont des étoiles AGB caractérisées par un fort taux de perte de masse (jusqu'à  $10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$ ), une épaisse enveloppe de poussière riche en oxygène et une émission maser OH à 1612, 1665, 1667 MHz. Ce sont des objets très éteints et le mode d'élongation des silicates à  $9.8 \mu\text{m}$  est observé en absorption dans leurs spectres (voir Habing (1996) et références citées). On pense que les étoiles Mira, étoiles AGB de faible perte de masse ( $\dot{M} \leq 10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$ ), sont les précurseurs des étoiles OH/IR (van der Veen & Habing, 1988).

## 3.2 Étoiles évoluées : étude qualitative

Nous illustrons dans ce paragraphe comment, par l'utilisation de spectres de laboratoire de minéraux terrestres cristallins, couplée à une modélisation sommaire des objets, il est possible d'obtenir rapidement l'identification des principales bandes cristallines.

Nous présentons les résultats pour les trois étoiles CPD-56 8032 (nébuleuse planétaire), IRAS 09425-4060 (étoile AGB riche en carbone) et IRAS 18184-1302 (MWC 922) (nommées par la suite CPD56, IRAS 09425 et IRAS 18184). Il faut noter que le stade d'évolution de cette dernière étoile est assez incertain et il est possible qu'il s'agisse d'une étoile jeune et non d'une étoile post-séquence principale (Barlow, 1998). Nous l'avons tout de même incluse dans cette étude car la méthode d'analyse reste la même. Cependant, la poussière de cette source ne peut être considérée avec

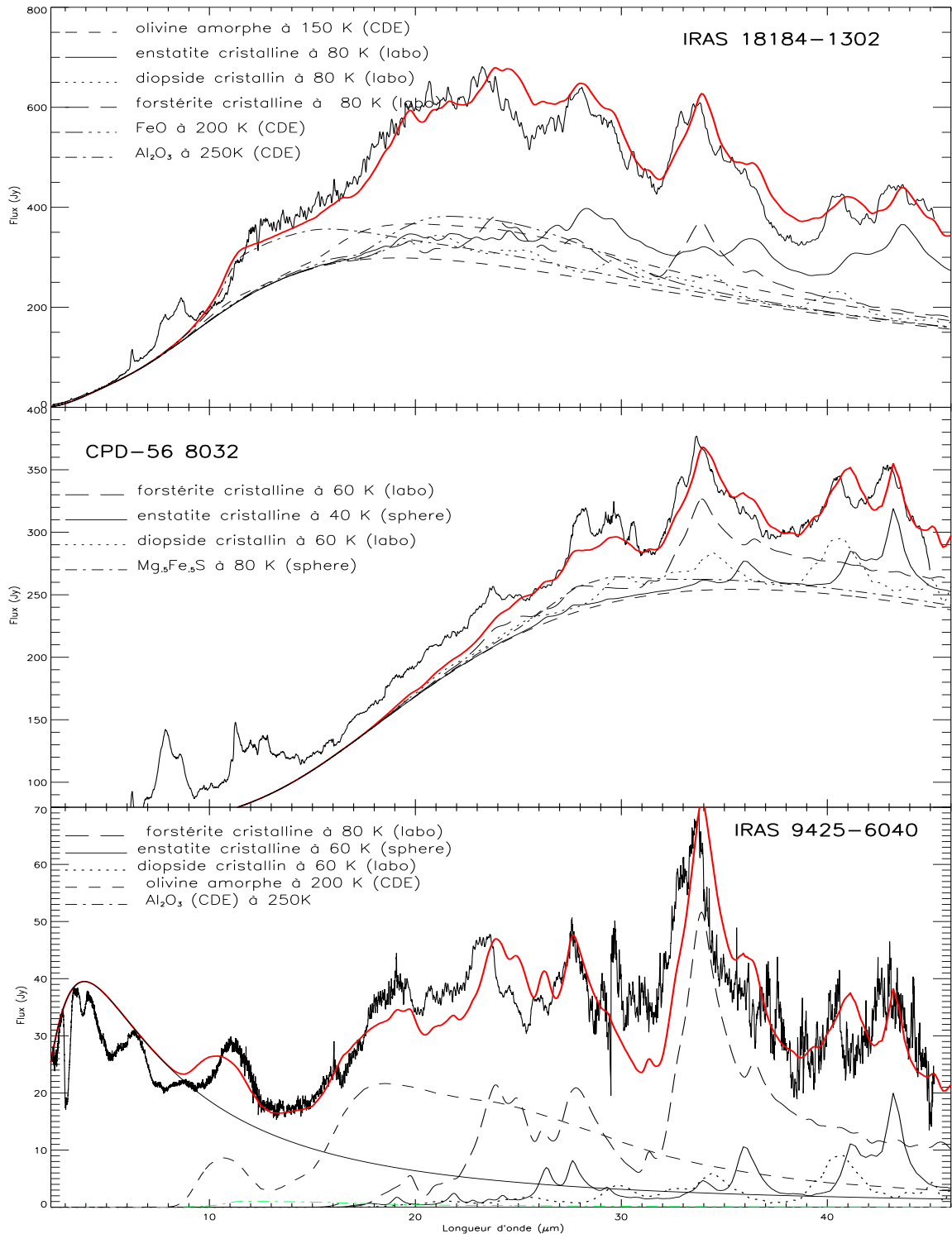


FIG. 3.1: Ajustement qualitatif des spectres des trois étoiles IRAS 18184-1302, CPD-56 8032 et IRAS 09425-6040. Les spectres “bruités” sont les observations ISO-SWS. Les traits pleins en gras représentent le meilleur ajustement pour chacune des sources. Les autres courbes représentent les différentes composantes de la poussière utilisées pour chaque ajustement. Les températures des corps noirs utilisés pour modéliser le continuum sont 250 et 600 K pour IRAS18184, 153 et 470 K pour CPD 56 et 1300 K pour IRAS 09425.

certitude comme étant représentative de la poussière nouvellement formée des étoiles évoluées.

Les spectres SWS de ces trois étoiles sont constitués de l'émission de la poussière chaude qui forme le continuum auquel s'ajoutent de nombreuses bandes en émission dues à la poussière plus froide (Figure 3.1). Aux longueurs d'onde inférieures à  $15 \mu\text{m}$ , les bandes observées dans les spectres de IRAS 18184 et CPD56 sont dues à l'émission de molécules de type PAHs (voir Cohen et al. (1999) pour CPD56). Dans IRAS 09425 on observe SiC en émission à  $\sim 11 \mu\text{m}$  ainsi que les absorptions des molécules gazeuses  $\text{C}_2\text{H}_2$ , HCN, CO et  $\text{C}_3$  (Molster, 2000). La région à grande longueur d'onde des spectres est dominée dans les trois sources par les bandes en émission dues aux vibrations du réseau cristallin des silicates. La coexistence de poussières riches en oxygène et en carbone s'explique par le changement de composition de l'atmosphère de ces étoiles. Après avoir été dominée par l'oxygène, phase pendant laquelle l'atmosphère des étoiles a été le site de formation de la poussière riche en oxygène, l'atmosphère devient riche en carbone et de la poussière carbonée a été, ou est, produite.

On peut reproduire les spectres de tels objets en modélisant l'émission de la poussière chaude qui contribue au continuum par un ou plusieurs corps noirs, et en ajoutant à ce corps noir l'émissivité des silicates et oxydes à différentes températures. Ces émissivités sont calculées en multipliant des spectres de laboratoire d'absorption de minéraux et/ou des spectres calculés à partir des constantes optiques par l'émission d'un corps noir à une température donnée. Une telle démarche est justifiée par la loi de Kirchhoff selon laquelle l'émissivité est égale à l'absorptivité du matériau.

Les différentes composantes de la poussière et leur température sont indiquées à la Figure 3.1. La comparaison des observations et des modèles permet d'identifier les bandes d'émission présentes dans ces sources à des silicates cristallins magnésiens : forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ), enstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ) et diopside ( $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ ).  $\text{FeO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et  $\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{S}$ <sup>1</sup> pourraient également être présents dans ces sources mais ces espèces sont plus difficiles à identifier car leur bandes de vibrations sont larges. De plus  $\text{FeO}$  et  $\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{S}$  n'ont qu'une seule transition dans l'infrarouge moyen. Ces résultats sont en accord avec d'autres études menées sur ces mêmes sources (Cohen et al. (1999) pour CPD-56 et Molster (2000) pour IRAS 09425). Des espèces non présentes dans la modélisation, et qu'il reste à identifier, devraient permettre d'expliquer les

---

<sup>1</sup>Des solutions solides de MgS et FeS ont été identifiées dans les météorites. Les constantes optiques utilisées ont été obtenues à partir d'échantillons synthétisés en laboratoire (Begemann et al., 1994). Sa formation dans les environnements circumstellaires est discutée par Begemann et al. (1994).

bandes non reproduites des spectres observés.

On constate que les bandes des spectres de laboratoire des silicates sont plus larges que les bandes observées et que les longueurs d'onde des bandes observées sont inférieures à celles des spectres de laboratoire. Ceci peut s'expliquer par des effets expérimentaux de température et de matrice. En effet, les spectres de laboratoire ont été mesurés à 300 K et à l'aide de pastilles de CsI alors que les observations représentent des spectres de particules plus froides en suspension dans le vide. Or les expériences de Mennella et al. (1998) montrent que les bandes de la forstérite et de la fayalite cristallines s'affinent et sont décalées vers les courtes longueurs d'onde quand la température diminue de 297 K à 24 K. Bowey et al. (2000) observent le même comportement pour la forstérite cristalline entre 295 K et 1.5 K. Les silicates cristallins des modèles ont une température plus élevée mais il est possible que les effets observés à 24K le soient encore à 40 - 80 K. La loi de Kirchhoff n'étant strictement valide que si l'on considère l'émissivité et l'absorptivité à la même température, il faudrait donc, en toute rigueur, utiliser pour la modélisation les spectres en absorption mesurés à différentes températures. A cela s'ajoute le fait que la matrice de CsI utilisée pour mesurer les spectres en laboratoire introduit un léger décalage spectral des bandes par rapport au vide (Paragraphe 2.9.2).

La composition des silicates amorphes est difficile à évaluer car leurs larges bandes sont déformées par la forte montée du continuum à partir de 8  $\mu\text{m}$  et/ou par la présence des bandes d'émission des PAHs ou du SiC. Nous avons utilisé dans les modèles de l'olivine amorphe ( $\text{MgFeSiO}_4$ ). Il faut noter que, pour CPD-56, nous n'avons pas utilisé de silicates amorphes. Néanmoins cela n'exclut pas leur présence et une modélisation plus rigoureuse devrait permettre de quantifier cette composante. On constate que les silicates amorphes utilisés pour modéliser les spectres de IRAS 18184 et IRAS 09425 sont plus chauds que les silicates cristallins. La modélisation utilisée ici ne prend pas en compte la distribution de température des grains mais ce résultat est confirmé par Molster (2000) qui arrive à la même conclusion en modélisant le transfert radiatif dans IRAS 09425. Il trouve que les silicates amorphes ont une température comprise entre 223 et 20 K et les silicates cristallins entre 148 et 27 K. Cette différence de température semble indiquer que les grains amorphes et cristallins constituent deux populations différentes. Elle pourrait être due à une distribution spatiale différente des deux composantes et/ou à une variation de la teneur en fer des silicates, les grains contenant du fer, qui absorbe fortement dans le proche infrarouge, étant portés à une température plus élevée que les grains n'en contenant pas (Molster et al., 1999a). Les températures similaires des olivines amorphes, du



FeO et du  $\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{S}$  semblent d'ailleurs indiquer que le fer pourrait être contenu préférentiellement dans les grains de silicates amorphes. Cependant, il faudrait prendre en compte la distribution de température des grains, afin de confirmer ce résultat. D'autre part on ne peut exclure que ces espèces (olivine, FeO et  $\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{S}$ ) constituent des populations de grains distinctes.

### 3.3 Les étoiles OH/IR : étude quantitative

Dans ce paragraphe est présentée l'étude de la composition et de la structure de la poussière observée autour des deux étoiles OH/IR IRAS 17411-3154 (OH357) et IRAS 17004-4119 (OH344.93). La poussière silicatée présente autour de ces deux objets est observée en émission et en absorption. La méthode d'analyse utilisée dans le paragraphe précédent est alors trop simple pour permettre de reproduire les spectres. La modélisation plus rigoureuse du transfert de rayonnement dans l'enveloppe de poussière est nécessaire pour reproduire les bandes observées et déduire la composition des différentes composantes de la poussière ainsi que leurs abondances relatives.

#### 3.3.1 Spectres ISO-SWS de IRAS 17411-3154 et IRAS 17004-4119

Les spectres infrarouges des deux étoiles OH/IR IRAS 17411-3154 et IRAS 17004-4119 (nommées par la suite IRAS 17411 et IRAS 17004) sont constitués du continuum d'émission des grains de l'enveloppe de poussière chaude sur lequel viennent s'ajouter les bandes d'absorption des silicates à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$  et des bandes d'émission aux plus grandes longueurs d'onde à  $33.6$ ,  $40.5$  et  $43 \mu\text{m}$ . Ces dernières sont dues aux vibrations du réseau des silicates cristallins présents dans l'enveloppe. L'absence de structure des bandes d'absorption indique que la majorité des silicates sont amorphes. On remarque cependant la présence d'un épaulement autour de  $11.2 \mu\text{m}$  dans le mode d'élongation des silicates. Cet épaulement, observé de longue date, est généralement attribué au mode de libration de la glace d'eau (Soifer et al., 1981, Roche & Aitken, 1984), mais Smith & Herman (1990) contestent cette hypothèse et l'attribuent à de l'olivine cristalline.

Ces deux sources étant chacune entourées d'une enveloppe de poussière très dense et optiquement épaisse, nous avons négligé les effets de l'extinction interstellaire. On peut se convaincre que celle-ci ne modifie pas de manière significative les spectres, en estimant l'extinction résultant de lignes de visée plus ou moins denses et en divisant

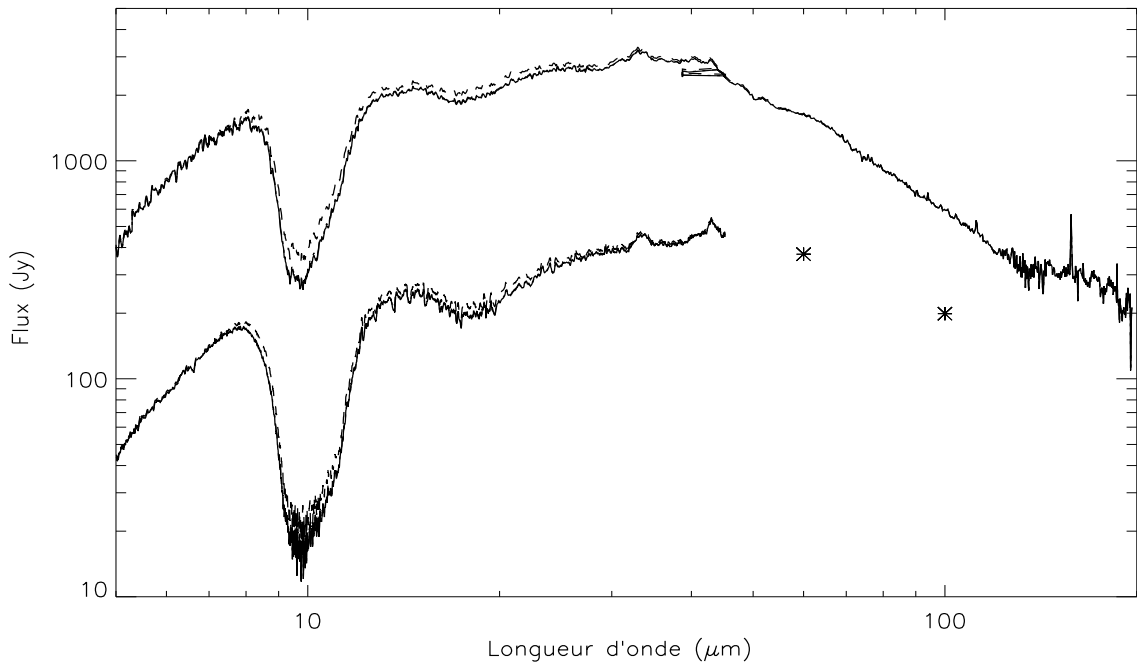


FIG. 3.2: Spectres ISO-SWS (et ISO-LWS pour IRAS 17004) des deux étoiles OH/IR IRAS 17411 (en bas) et IRAS 17004 (en haut) non corrigés de l'extinction interstellaire (traits pleins), corrigés de l'extinction induite par des densités de colonne de  $10^{21}$  (tirets-pointillés) et  $10^{22}$  H/cm<sup>-2</sup> (tirets). Les spectres bruts et corrigés d'une extinction de  $10^{21}$  H/cm<sup>-2</sup> sont indiscernables. Les étoiles représentent les flux IRAS.

les spectres observés par cette extinction (puisque le spectre observé est le spectre intrinsèque de l'objet multiplié par l'extinction interstellaire). Si la densité de colonne du MIS traversé atteint des valeurs de l'ordre de  $10^{22}$  H/cm<sup>-2</sup>, négliger l'extinction ne modifie pas la forme des bandes mais peut entraîner une surestimation de la quantité de silicates amorphes et donc une sous-estimation de la quantité des silicates cristallins, présents uniquement autour de l'étoile (Figure 3.2). Pour des densités de colonne plus faibles, le spectre est inchangé. La distance des sources étudiés est de l'ordre de 3 - 5 kpc (Fix & Mutel, 1984). Si on considère que la densité du MIS est, en moyenne, de 1 atome/cm<sup>3</sup> (Whittet, 1992), la densité de colonne de MIS traversé est de l'ordre de 9 - 15  $10^{21}$  H/cm<sup>-2</sup>. Il est donc possible que, parce que nous ne tenons pas compte de l'extinction interstellaire dans les sources, nos résultats surestiment la quantité de silicates amorphes présents autour des deux étoiles.

### 3.3.2 Le modèle de transfert radiatif

Nous avons modélisé la distribution spectrale d'énergie (SED) des deux sources à l'aide du modèle de transfert de rayonnement de Dartois (1998). Ce modèle, à symétrie sphérique, étudie la propagation du rayonnement émis par une étoile centrale à travers une coquille de poussière centrée sur l'étoile. Les paramètres d'entrée sont la loi de décroissance de la densité, la température effective de l'étoile centrale, la température de condensation de la poussière, la masse de l'enveloppe et les sections efficaces d'extinction par unité de masse des différentes composantes de la poussière ( $\kappa$ , en  $\text{cm}^2/\text{g}$ ). Le rayon interne de la cavité est défini comme le rayon auquel la température est égale à la température de condensation des grains. Le rayon externe est calculé à partir de la masse de l'enveloppe et de la loi de densité.

Nous avons fixé la température effective de l'étoile à 1800 K, température typique de ces objets (Lorenz-Martins & de Araujo, 1997). Nous avons adopté une loi de densité en  $n(r) \propto r^{-\beta}$  avec  $\beta = 2$ , ce qui correspond à un taux de perte de masse constant. Lorenz-Martins & de Araujo (1997) ont déterminé pour les deux objets étudiés ici, et plus généralement pour les étoiles entourées d'enveloppes optiquement épaisses, une loi de densité avec  $\beta = 2.5$ . Une telle valeur correspond à une perte de masse augmentant dans le temps et/ou à une augmentation de la vitesse d'éjection des grains. Augmenter la valeur de  $\beta$  dans le modèle change très peu la forme globale du spectre. La valeur de ce paramètre est donc difficile à contraindre avec le modèle. D'autre part cela ne modifie pas la composition des silicates amorphes déduite du modèle et entraîne seulement une légère sous-estimation des abondances des silicates cristallins. La température de condensation des grains a été fixée à 900 K. Cette valeur est de l'ordre de la température de condensation des silicates (par exemple Tielens (1990)). Cependant, un changement de cette température de  $\pm 200$  K modifie peu les spectres calculés et le modèle ne peut donc pas être utilisé pour la déterminer. La valeur choisie, de 900 K, ne peut donc pas être utilisée pour prédire la structure de la poussière nouvellement formée. Le modèle tient compte du fait que de l'eau peut se condenser à la surface des grains si leur température est suffisamment basse : de la glace d'eau cristalline est incorporée à la poussière quand la température des couches externes de l'enveloppe descend au-dessous de 110 K.

Les différentes composantes de la poussière incorporées dans le modèle sont de l'olivine amorphe ( $\text{MgFeSiO}_4$ ), des pyroxènes "cosmiques" (Si 51.3%, Mg 28.1%, Fe 17.3%, Al 1.1%, Ca 2.2%), de l'oxyde de fer (FeO) (les constantes optiques utilisées

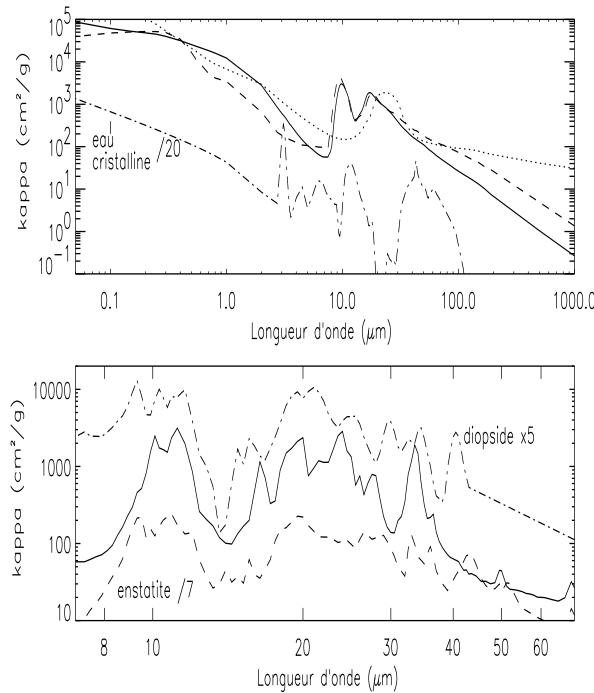


FIG. 3.3: Section efficace d'extinction par unité de masse des composants de la poussière utilisées pour la modélisation des étoiles OH/IR. En haut : olivine amorphe (trait plein), pyroxène cosmique amorphe (tirets), FeO (pointillés) et glace d'eau cristalline (tirets-pointillés), sur la gamme de longueur d'onde complète utilisée dans le modèle. En bas : silicates cristallins entre 7 et 70  $\mu\text{m}$ , là où apparaissent les bandes de vibration : forstérite (trait pleins), enstatite (tirets), diopside (tirets-pointillés). Voir texte pour les références.

sont tirées de la base de donnée du groupe de Jena<sup>2</sup>), de l'eau cristalline à 60 K (Schmitt et al., 1998) et des spectres de laboratoire de silicates cristallins : forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ), enstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ) et diopside ( $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ ) (Figure 3.3). Les échantillons de forstérite et d'enstatite ont été fournis par le Dr. Koike. Voir le Paragraphe 2.9.2 pour les détails sur l'obtention des spectres expérimentaux.

### 3.3.3 La modélisation des grains

Nous avons modélisé l'extinction de l'oxyde de fer en utilisant une distribution continue d'ellipsoïdes (CDE, Paragraphe 2.7). Les spectres de la forstérite, de l'enstatite et du diopside sont des spectres de laboratoire. Du fait de la distribution de taille et de forme naturelle de la poudre utilisée pour obtenir les spectres, ceux-ci ressemblent aux spectres calculés à l'aide des indices optiques pour une distribution CDE (Paragraphe 2.9.2). Nous avons incorporé la glace d'eau sous la forme de grains sphériques et non sous la forme de manteau entourant les grains de silicates. Ceci a pour effet de sous-estimer légèrement l'absorption de la glace (Paragraphe 2.8.3) mais

<sup>2</sup><http://www.astro.uni-jena.de/Group/Subgroups/Labor/Labor/odata.html>

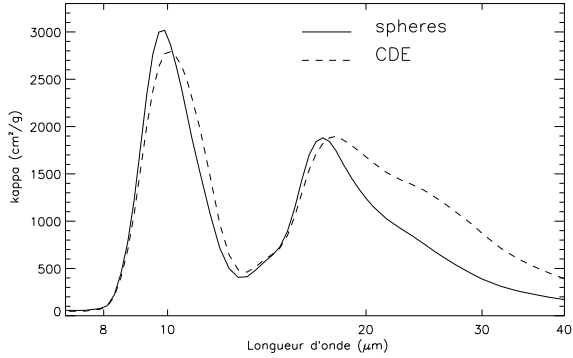


FIG. 3.4: Comparaison de la section efficace d'extinction par unité de masse d'une distribution de grains d'olivine amorphe ( $\text{MgFeSiO}_4$ ) CDE et MRN. Pour la distribution MRN la taille des grains est comprise entre  $0.005$  et  $0.5 \mu\text{m}$ . Dans le cas de la distribution CDE, les bandes sont décalées vers les grandes longueurs d'onde et élargies.

la faible quantité d'eau présente dans les deux sources rend cet effet négligeable.

L'absorption des silicates amorphes a été modélisée avec des grains sphériques suivant une distribution de taille MRN avec des rayons compris entre  $a_{min} = 0.005 \mu\text{m}$  et  $a_{max} = 0.5 \mu\text{m}$  (Mathis et al., 1977) et des grains suivant une distribution de forme CDE (et donc, par définition de la distribution CDE, de taille dans la limite de Rayleigh). L'utilisation de l'une ou l'autre de ces distributions de grains modifie la forme des bandes ainsi que les rapports bande/continuum (Figure 3.4). Dans le cas de la distribution d'ellipsoïdes, la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  est élargie et décalée à  $10.1 \mu\text{m}$ . La bande à  $17.5 \mu\text{m}$  est plus prononcée et décalée à  $18 \mu\text{m}$ . À plus grandes longueurs d'onde ( $\lambda \geq 20 \mu\text{m}$ ) la distribution d'ellipsoïdes absorbe plus que les sphères. Les résultats du modèle montrent que l'utilisation d'une distribution de grains CDE permet d'obtenir un meilleur ajustement des deux spectres dans l'infrarouge lointain (Figure 3.5). La bande à  $9.8 \mu\text{m}$  de IRAS 17004 est aussi mieux reproduite avec une distribution d'ellipsoïdes, le spectre modélisé et les observations sont indiscernables, alors que cette même bande dans IRAS 17411 est mieux reproduite par des sphères (la bande dans le cas d'une distribution CDE est trop large). La comparaison de la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  dans les deux sources montre en effet que la bande est plus large dans IRAS 17004. Il est peu probable que dans une source les grains soient sphériques et dans la seconde ellipsoïdaux. La distribution de forme des grains doit plutôt être une distribution d'ellipsoïdes différente de la distribution CDE, par exemple une distribution dans laquelle la forme la plus probable est la sphère (Ossenkopf et al., 1992). Cette différence de largeur pourrait donc en réalité traduire une variation de la composition des silicates dans les deux sources. Utiliser des grains sphériques ou ellipsoïdaux ne modifie pas les résultats du modèle en terme d'abondances relatives (des silicates cristallins en fonction des silicates amorphes et des olivines par rapport aux pyroxènes). Nous avons donc choisi d'utiliser des grains sphériques suivant une

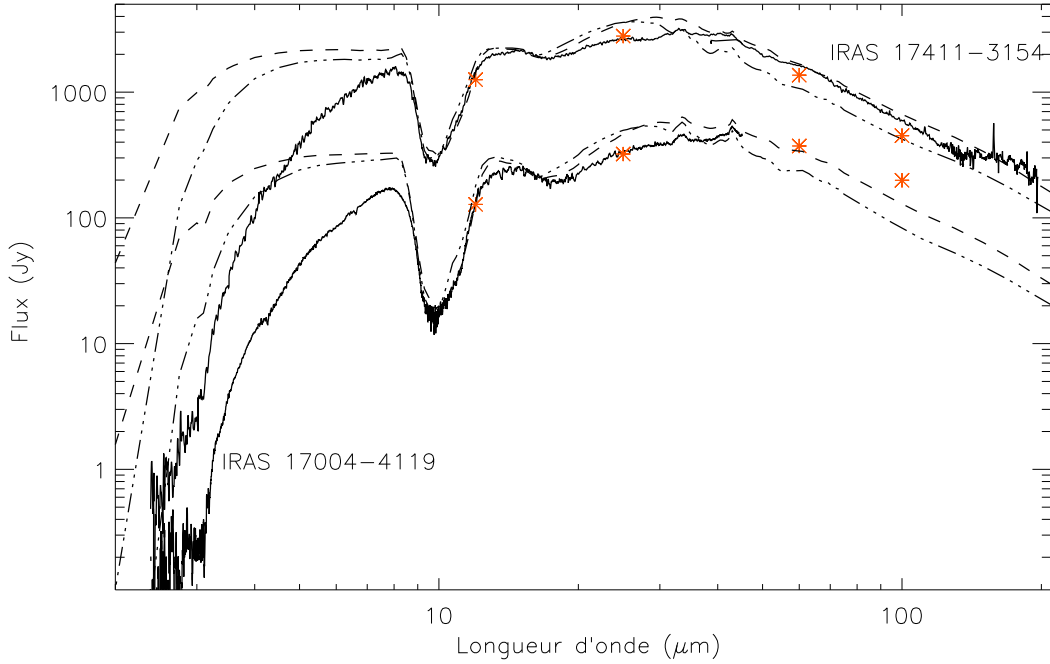


FIG. 3.5: Meilleur ajustement des spectres des deux étoiles OH/IR pour une distribution de grains MRN avec  $a_{min} = 0.005 \mu\text{m}$  et  $a_{max} = 0.5 \mu\text{m}$  (tirets-pointillés) et pour une population de grains ellipsoïdaux (distribution CDE) (tirets). Pour IRAS 17004 : olivine amorphe ( $\text{MgFeSiO}_4$ ), 20 % de FeO, forstérite cristalline (15 %), enstatite et diopside cristallins (10 % chaque) et glace d'eau cristalline. Pour IRAS 17411 : olivine amorphe ( $\text{MgFeSiO}_4$ ), 20 % de FeO, forstérite cristalline (5 %), enstatite et diopside cristallins (10 % chaque) et glace d'eau cristalline.

distribution de taille MRN avec  $a_{min} = 0.005 \mu\text{m}$  et  $a_{max} = 0.5 \mu\text{m}$ .

### 3.3.4 Spectre global et opacité NIR

Les spectres modélisés et les observations sont comparés à la Figure 3.5. Les différentes composantes de la poussière identifiées dans les sources et leurs abondances relatives sont indiquées au Tableau 3.1. Les pourcentages utilisés par la suite sont toujours relatifs à la masse totale des silicates *amorphes*, et non à la masse totale des silicates (amorphes + cristallins). Les abondances relatives à la masse totale de silicates (amorphes + cristallins) sont indiquées Tableau 3.1. La forme globale de la distribution spectrale d'énergie, les bandes d'émission à grandes longueurs d'onde

Tableau 3.1: Abondance relative des différentes espèces de poussière présentes dans les enveloppes autour de IRAS 17004 et IRAS 17411, identifiées dans leurs spectres, par rapport à la masse des silicates amorphes (am) et par rapport à la masse totale des silicates, amorphes et cristallins, (am + cris).

	IRAS 17004		IRAS 17411	
	am	am + cris	am	am + cris
olivine amorphe (MgFeSiO <sub>4</sub> )	100	74	100	80
forstérite cristalline (Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> )	15	11	5	4
enstatite cristalline (MgSiO <sub>3</sub> )	10	7.4	10	8
diopside cristallin (CaMgSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> )	10	7.4	10	8
oxyde de fer (FeO)	20	15	20	16
glace d'H <sub>2</sub> O cristalline 60 K	50	37	20	16

et la forme de la bande à 9.8  $\mu\text{m}$  sont assez bien reproduites par le modèle. Il y a néanmoins plusieurs différences entre les spectres modélisés et observés : l'opacité aux courtes longueurs d'onde ( $\lambda \leq 7 \mu\text{m}$ ) n'est pas reproduite correctement, le flux modélisé est trop faible dans l'infrarouge lointain et le modèle surestime l'émission dans la région entre 15 et 30  $\mu\text{m}$ .

Il peut y avoir plusieurs raisons à la mauvaise reproduction de l'opacité entre 2 et 7  $\mu\text{m}$  : la diffusion des grains qui n'est pas prise en compte dans le modèle, la présence de composantes de poussière non considérées et qui absorberaient à ces longueurs d'onde ou des effets de géométrie. Selon Bedijn (1987), pour des grains de 0.1  $\mu\text{m}$ , la diffusion ne modifie pas la forme du spectre aux longueurs d'onde supérieures à 2 et 2.8  $\mu\text{m}$ , pour des profondeurs optiques à 9.8  $\mu\text{m}$  de 4 et 30 respectivement ( $\tau_{9.8\mu\text{m}}$  est de l'ordre 10 pour les deux sources). Pour des grains plus gros, les longueurs d'onde au-delà desquelles la diffusion n'a plus d'effet vont être plus élevées. Lorenz-Martins & de Araujo (1997) ont modélisé les deux sources étudiées ici et réussissent à reproduire l'opacité dans l'infrarouge proche avec des grains de 0.7 et 0.85  $\mu\text{m}$  pour respectivement IRAS 17004 et IRAS 17411. Les meilleurs ajustements des observations que nous avons obtenu correspondent à une distribution de taille MRN comprise entre 0.005 et 0.5  $\mu\text{m}$  (Figure 3.5). Augmenter la taille des grains permet en effet de mieux reproduire l'opacité dans cette région mais cela ne permet pas de la reproduire totalement. Le problème vient peut-être du fait que la diffusion multiple n'est pas prise en compte dans le modèle de façon explicite : seule la diffusion de chaque grain

isolé est incorporée dans le modèle via l'efficacité d'extinction.

Une autre possibilité pour expliquer la forte opacité observée pourrait être la présence de composantes de la poussière absorbant à ces longueurs d'onde. Les oxydes de fer ou le fer métallique absorbent fortement dans l'infrarouge proche ( $\lambda \leq 2 \mu\text{m}$ ). De ce fait, incorporer une fraction de fer ou de FeO à la poussière augmente l'opacité aux courtes longueurs d'onde, améliorant ainsi la reproduction des observations. La quantité maximale de fer contenue dans la poussière est contrainte par les abondances cosmiques. Suivant les abondances de référence adoptées, la quantité de fer (en pourcentage atomique) dans les grains est comprise entre 100 et 150 % de celle du silicium (Snow & Witt, 1996, Sembach & Savage, 1996). Si on suppose que la totalité du silicium de la phase solide est présent sous forme de silicates, on peut alors ajouter jusqu'à 50 % de fer à l'olivine amorphe  $\text{MgFeSiO}_4$ . Ceci ne permet cependant pas de reproduire l'opacité observée car le fer absorbe à des longueurs d'onde inférieures à  $2 \mu\text{m}$  et ne peut donc reproduire complètement l'opacité aux plus grandes longueurs d'onde. La glace d'eau ne peut reproduire les observations car son opacité est très faible entre ses bandes d'absorption. De plus sa section efficace d'absorption chute de plusieurs ordres de grandeur entre 3 et  $1 \mu\text{m}$ . Ajouter du graphite ( $\sim 20$  % par rapport à la masse des silicates amorphes) permet de reproduire l'opacité observée (Demyk et al., 2000). Cependant le graphite n'est pas supposé se former dans les étoiles riches en oxygène et il est alors difficile de justifier la présence d'une quantité si importante de poussière carbonée autour d'étoiles OH/IR. Si ces étoiles sont à la fin de leur phase oxygénée et en train de se transformer en étoiles riches en carbone, de la poussière carbonée pourrait être présente. Duari et al. (1999) prédisent d'ailleurs que des molécules carbonées peuvent être produites autour des étoiles Mira variables. Certaines de ces molécules ont été observées en radio (HCN, CS) et dans l'infrarouge avec ISO ( $\text{CO}_2$ ) (Duari et al., 1999). Malgré tout, le graphite est le dernier produit formé autour des étoiles riches en carbone et il est peu probable que 20 à 30 % de graphite (par rapport à la masse des silicates amorphes) ait pu être produit même si les objets étudiés étaient en transit entre la phase riche en oxygène et riche en carbone.

### 3.3.5 La glace d'eau

Dans les environnements riches en oxygène et optiquement épais que constituent les enveloppes des étoiles OH/IR les plus éteintes, on s'attend à ce que les molécules d'eau de la phase gazeuse se condensent à la surface des grains dans les couches



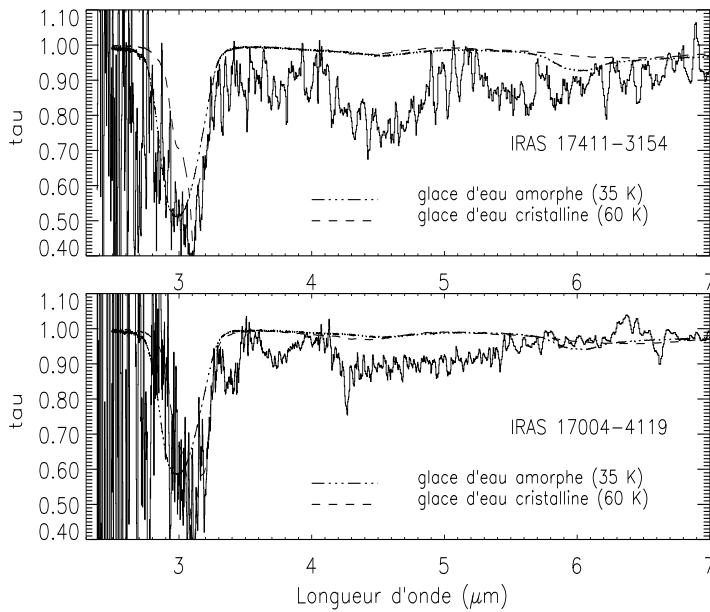


FIG. 3.6: Bandes de l'eau à 3.09 et 6  $\mu\text{m}$  dans IRAS 17411 et IRAS 17004. Le continuum estimé a été soustrait pour chaque source. Les observations sont comparées à l'absorption causée par des grains sphériques de glace d'eau amorphe (pointillés-tirets) et cristalline (tirets). Dans les deux sources, la bande à 3.09  $\mu\text{m}$  est bien reproduite avec de la glace d'eau cristalline.

externes de l'enveloppe (par exemple Sylvester et al. (1999)). La bande en émission à 43  $\mu\text{m}$ , observée dans les spectres des deux sources, est attribuée à l'émission de grains de pyroxènes cristallins à laquelle s'ajoute l'émission de la glace d'eau cristalline (Figure 3.9). Dans les modèles, l'intensité de cette bande est très sensible à la quantité de glace d'eau considérée et elle constitue de ce point de vue une contrainte plus forte sur la quantité d'eau présente dans les sources que les autres bandes vibrationnelles de la glace (qui ne sont observées qu'en absorption). Bien que pour  $\lambda \leq 3 \mu\text{m}$  les spectres soient très bruités, les deux sources présentent une nette absorption à 3.09  $\mu\text{m}$ , due au manteau de glace d'eau. A 6  $\mu\text{m}$ , les spectres sont légèrement infléchis mais il est difficile d'identifier cette bande à de la glace d'eau car elle pourrait être due à l'absorption de l'eau en phase gazeuse. Les bandes à 3.09 et 6  $\mu\text{m}$  peuvent être reproduites par de l'eau cristalline plutôt qu'amorphe (Figure 3.6), ce qui est en accord avec ce que l'on peut déduire de la bande à 43  $\mu\text{m}$ . A partir de la bande saturée à 3.09  $\mu\text{m}$  et de la bande à 6  $\mu\text{m}$ , on peut déduire, respectivement, une limite inférieure et supérieure de la quantité de glace présente dans les deux sources. En utilisant les sections efficaces de la glace d'eau pure mesurées par Gerakines et al. (1995), on trouve une densité de colonne comprise entre  $9 - 35 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  et  $7 - 33 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  pour IRAS 17004 et IRAS 17411, respectivement. La grande incertitude sur ces valeurs s'explique par le bruit dans la bande à 3.09  $\mu\text{m}$  et par le fait que la limite supérieure peut être surestimée à cause d'une possible absorption de l'eau gazeuse vers 6  $\mu\text{m}$ . L'estimation pour IRAS 17411 est cependant en accord avec la densité de colonne de  $1.12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  calculée par Sylvester et al. (1999).

### 3.3.6 Les silicates amorphes

La largeur et l'absence de structure des bandes des silicates amorphes apportent peu de contrainte sur leur composition. Cela rend leur étude délicate car bien souvent plusieurs minéraux de compositions différentes peuvent reproduire les bandes observées. Ceci a conduit de nombreux auteurs à extraire les constantes optiques de la poussière des spectres observés d'objets spécifiques, pour ensuite les utiliser pour comparer les bandes des silicates dans différents objets (Draine & Lee, 1984, Ossenkopf et al., 1992, David & Pegourie, 1995). Cette démarche permet de classer les objets en fonction de la ressemblance des caractéristiques spectrales de leur poussière. Cependant, ces constantes optiques ne sont pas interprétées en terme de composition chimique. Afin d'essayer de déterminer et de contraindre la composition des silicates amorphes nous avons, dans ce travail, utilisé des constantes optiques d'analogues terrestres de la poussière de composition et structure connues.

C'est la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  qui permet de déterminer le plus précisément la composition des silicates amorphes. Elle est en effet plus forte que la bande à  $18 \mu\text{m}$  et a moins de risque d'être contaminée par la présence de poussières émettant à ces longueurs d'onde. Dans les deux sources, la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  est bien reproduite par de l'olivine amorphe. C'est aussi plus généralement le cas des étoiles évoluées (étoiles OH/IR, Miras, etc.) et du milieu interstellaire (Dorschner et al., 1988). Autour des protoétoiles, la position du mode d'élongation des silicates est décalée vers les courtes longueurs d'onde ( $9.6 \mu\text{m}$ ) et les silicates amorphes y sont identifiés à des pyroxènes (Jäger et al., 1994, Dorschner et al., 1995, Demyk et al., 1999) ou à un mélange d'olivines et de pyroxènes (Malfait et al., 1999). Nous avons donc cherché à contraindre la quantité de pyroxènes amorphes (pyroxènes "cosmiques") pouvant être présents dans les deux sources. La Figure 3.7 montre la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  de chacune des sources, modélisée avec différentes quantités de pyroxène amorphe en plus de l'olivine amorphe. Le mode d'élongation des pyroxènes, dont la position du maximum se situe à plus courte longueur d'onde que celui de l'olivine, ne permet pas de reproduire les observations. Ces résultats montrent que **la quantité maximale de pyroxènes amorphes pouvant être présents dans la poussière autour de ces deux objets représente environ 10 % de la masse des silicates amorphes.**

### 3.3.7 L'épaulement à $11.2 \mu\text{m}$

On observe dans la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  des deux sources, un épaulement à  $\sim 11.2 \mu\text{m}$ . Cet épaulement est bien réel car il est présent dans les balayages en longueurs d'onde

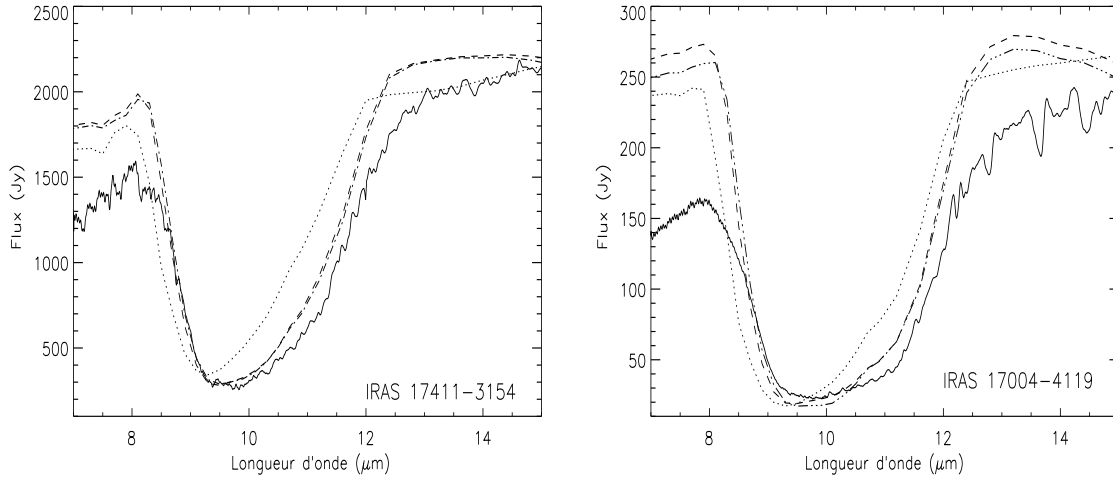


FIG. 3.7: Quantité de pyroxènes amorphes présents dans la poussière autour de IRAS 17411 et IRAS 17004. Quantité de pyroxène et d'olivine amorphes : 1 :0 (pointillés), 0.2 :0.8 (tirets), 0.1 :0.9 (pointillés-tirets), 0 :1 (trait plein). L'accord entre les observations et les modèles montre que moins d'environ 10 % de pyroxènes amorphes, par rapport à la masse des silicates amorphes, pourraient être présents dans les deux sources.

croissantes et décroissantes (scans up et down) des spectres ISO. Il est également observé dans plusieurs autres étoiles OH/IR (Soifer et al., 1981, Roche & Aitken, 1984). La présence de la bande à  $3.09 \mu\text{m}$ , indiquant la présence de la glace d'eau dans ces sources, a entraîné l'identification de cette absorption supplémentaire au mode de libration de la glace d'eau (mode de rotation bloquée situé entre 11 et  $13 \mu\text{m}$  selon la structure de la glace). Cependant, l'observation de l'étoile OH138.0+7.3, dans laquelle l'épaule est présent mais qui ne présente aucune absorption à  $3.09 \mu\text{m}$ , et le fait que certaines sources ont une très forte bande à  $3.09 \mu\text{m}$  mais pas de mode de libration de la glace d'eau détectable, ont entraîné Smith & Herman (1990) à remettre en cause cette identification. Ils proposent que l'épaule soit dû à des silicates recuits, partiellement ou complètement cristallisés. D'autre part, Sylvester et al. (1999) observent l'épaule dans les spectres ISO-SWS de plusieurs étoiles OH/IR, dont IRAS 17411 (AFGL5379), et montrent que sa présence ne semble pas être corrélée avec celle de la glace d'eau.

La bande à  $9.8 \mu\text{m}$  des silicates dans IRAS 17004, ainsi que le spectre global de la source, sont reproduits par une population de grains d'olivine amorphe et de minéraux cristallins :  $\sim 10 \%$  d'enstatite,  $\sim 10 \%$  de diopside et  $\sim 15 \%$  de forstérite (Figure 3.8). Pour IRAS 17411, la bande, et le spectre global, sont reproduits par des grains d'o-

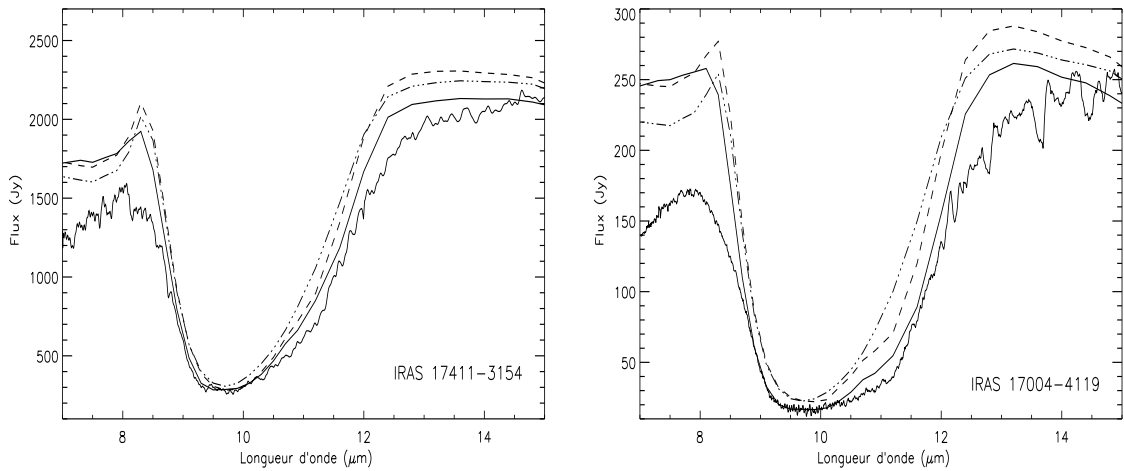


FIG. 3.8: Reproduction de la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  et de l'épaule à  $11.2 \mu\text{m}$  dans IRAS 17411 (à gauche) et IRAS 17004 (à droite). Olivine amorphe, forstérite (15% pour IRAS 17004, 5 % pour IRAS 17411), enstatite et diopside cristallins (10 % chaque pour les deux sources) et glace d'eau cristalline (trait plein); olivine amorphe et forstérite cristalline (15% pour IRAS 17004, 5 % pour IRAS 17411) (tirets); olivine amorphe et glace d'eau cristalline (tirets-pointillés). La forstérite cristalline permet de reproduire l'épaulement tandis que la glace d'eau n'est pas présente dans les sources en quantité suffisante pour le permettre.

livine amorphe et des silicates cristallins :  $\sim 10 \%$  d'enstatite,  $\sim 10 \%$  de diopside et  $\sim 5 \%$  de forstérite (Figure 3.8). La bande de la glace d'eau à  $43 \mu\text{m}$  est observée en émission dans les deux sources. Elle est particulièrement sensible à la quantité de glace présente dans les sources et constitue la principale contrainte sur son abondance. Dans les deux sources, ajouter de la glace d'eau de façon à reproduire la bande à  $43 \mu\text{m}$  ne permet pas d'expliquer l'épaulement de la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  car la quantité de glace utilisée n'est pas suffisante pour que son mode de libration soit détectable. Les modèles contenant de l'olivine amorphe et de la forstérite cristalline permettent de reproduire l'épaulement observé mais la bande modélisée est trop étroite par rapport aux observations. Il est nécessaire d'ajouter des pyroxènes cristallins (enstatite et diopside) pour reproduire la largeur de la bande. **L'épaulement observé dans les deux sources est donc dû à l'absorption de la forstérite cristalline, observée à plus grandes longueurs d'onde en émission. La composante cristalline des silicates dans les deux sources permet de reproduire simultanément la bande à  $9.8 \mu\text{m}$  et l'épaulement à  $11.2 \mu\text{m}$  ainsi que les bandes en émission observées à plus grandes longueurs d'onde (Figure 3.9).**

### 3.3.8 Les silicates cristallins

La composition des silicates cristallins est contrainte par les bandes en émission observées à grandes longueurs d'onde (33.6, 40.5 et 43  $\mu\text{m}$ ). La position des bandes des olivines cristallines est sensible à leur teneur en fer (Koike et al., 1993) et cette dépendance permet de déterminer leur composition (rapport Mg/Fe). Ainsi, dans les deux sources, la bande à 33.6  $\mu\text{m}$  est due à de l'olivine riche en magnésium telle que la forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) (Figure 3.9). Les bandes à 40.5 et 43  $\mu\text{m}$  sont dues à des pyroxènes cristallins. L'enstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ) participe à la bande à 43  $\mu\text{m}$  avec la glace d'eau cristalline, et le diopside ( $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ ) explique la bande à 40.5  $\mu\text{m}$  (Figure 3.9). Le meilleur ajustement des bandes d'émission est obtenu avec  $\sim 15\%$  de forstérite,  $\sim 10\%$  d'enstatite et  $\sim 10\%$  de diopside pour IRAS 17004 et  $\sim 5\%$  de forstérite,  $\sim 10\%$  d'enstatite et  $\sim 10\%$  de diopside pour IRAS 17411. La quantité de diopside des meilleurs ajustements aux observations, 10 % par rapport à la masse des silicates cristallins, correspond à un pourcentage atomique de calcium relatif au silicium de  $\sim 8\%$ , en accord avec les contraintes liées aux abondances cosmiques (Tableau 1.1). Il est important de rappeler qu'avec ces quantités de silicates cristallins, les bandes en émission mais aussi la bande à 9.8  $\mu\text{m}$  sont bien reproduites.

La teneur en fer de l'olivine cristalline dans les deux étoiles OH/IR, dans CPD-56 et dans IRAS 09425 n'excèdent pas 10 % de celle du magnésium. Les pyroxènes responsables des bandes à 40.5 et 43  $\mu\text{m}$  sont identifiés à des pyroxènes magnésiens. La faible teneur en fer des silicates cristallins autour de ces sources est un résultat général qui se retrouve dans toutes les études sur la composition des silicates cristallins, que ce soit autour des étoiles jeunes ou évoluées (par exemple Molster et al. (1999b)). Plusieurs explications ont été proposées et sont discutées par Tielens et al. (1998) et Nuth et al. (2000).

Si, pour les trois bandes à 33.6, 40.5 et 43  $\mu\text{m}$ , leur forme et le rapport bande/continuum sont bien reproduits par le modèle, ce n'est pas le cas du continuum aux longueurs d'onde supérieures à 20  $\mu\text{m}$ . Dans les spectres modélisés, le flux est trop élevé entre 20 et 30  $\mu\text{m}$  et trop faible à plus grande longueur d'onde. Il semble donc que le modèle surestime la température réelle des grains. Ceci peut être dû à des effets de distribution spatiale de la poussière. Une partie de la poussière pourrait être plus froide si l'enveloppe s'avère être plus complexe que ce qui est considéré dans le modèle : par exemple si elle est composée de coquilles ou de morceaux d'enveloppe détachés de l'étoile. De telles structures ont été récemment observées dans l'enveloppe carbonée autour de l'étoile IRC+10216 (Mauron & Huggins, 1999).

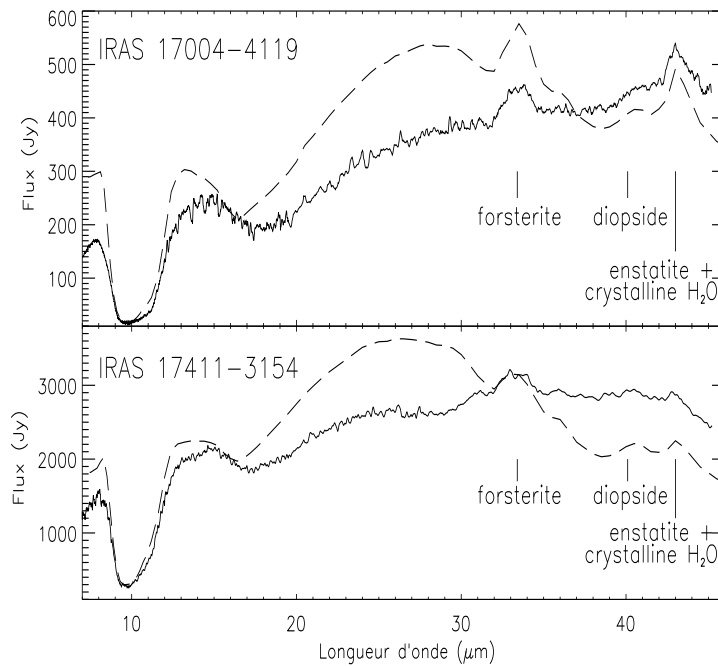


FIG. 3.9: Identification des silicates cristallins autour des deux étoiles OH/IR. Le modèle (tirets) contient de l'olivine amorphe, de l'oxyde de fer, de la glace d'eau cristalline et des silicates cristallins : forstérite, enstatite et diopside, 15, 10 et 10 % respectivement pour IRAS 17004 et 5, 10 et 10 % pour IRAS 17411. La forme des bandes et les rapports bande/continuum sont bien reproduits. Voir le texte pour la reproduction du continuum.

### 3.3.9 Recherche d'autres minéraux

Nous avons cherché dans les spectres des deux étoiles la présence de silicates et d'oxydes, tels que le spinelle ( $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ ) et la mélilite ( $\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$ ), dont la formation est prédite par les modèles de condensation de la poussière (Tielens, 1990). La mélilite possède trois fortes bandes de vibration à  $\sim 10$ ,  $23.9$  et  $36.2 \mu\text{m}$ . Aucune de ces bandes n'est observée dans les spectres. La quantité maximale de mélilite présente dans les deux sources est contrainte par la faible abondance du calcium par rapport au silicium ( $\sim 6 - 8 \%$ ) ainsi que par l'absence des bandes dans les spectres. Les bandes de la mélilite ne sont pas détectables dans les spectres si la quantité de mélilite est inférieure à 1 ou 2 % de la masse des silicates amorphes. De plus, le diopside identifié dans les sources rend la détection d'autres type de silicates riches en calcium peu probable car il contient tout le calcium disponible pour la phase solide. La mélilite amorphe, et plus généralement les aluminosilicates amorphes, ne peuvent être présents autour de ces étoiles pour les mêmes raisons que les pyroxènes amorphes (le mode d'élongation est situé à trop courte longueur d'onde et ne peut reproduire la bande à  $9.8 \mu\text{m}$ ). Les contraintes liées aux abondances cosmiques du calcium et de l'aluminium limitent également les quantités maximales de tels minéraux au sein de la poussière. Le spinelle a été proposé pour expliquer simultanément, la bande en émission à  $13 \mu\text{m}$  observée dans les spectres de certaines étoiles AGB riches en

oxygène, et une bande à  $16.4 \mu\text{m}$ , peut-être corrélée à celle à  $13 \mu\text{m}$  (Posch et al., 1999). Le spectre de grains sphériques de spinelle présente deux fortes bandes de vibration à  $12.95$  et  $16.8 \mu\text{m}$ . Ces bandes sont absentes des spectres et les résultats du modèle montrent que pas plus de 1 à 2 % de grains de spinelle sphériques seraient présents dans la poussière sans que les bandes n'apparaissent dans les spectres. Si on adopte une distribution CDE, les deux bandes s'élargissent et 5 à 7 % de spinelle pourraient être "cachés" dans les deux spectres. Cependant, selon Posch et al. (1999), une distribution de grains CDE ne permet pas de reproduire les bandes à  $13$  et  $16.4 \mu\text{m}$ .

## 3.4 Contraintes sur les modèles de formation des grains

### 3.4.1 Comparaison avec les séquences de condensation à l'ETL

Une bonne connaissance de la composition et de la structure de la poussière autour des étoiles évoluées doit permettre de contraindre les conditions physiques des environnements circumstellaires et, de fait, les processus à l'origine de la formation de cette poussière. Selon les séquences de condensation à l'équilibre thermodynamique, deux principales voies de formation de la poussière existent (Tableau 3.2, Tielens et al. (1998)). Les tout premiers composants les plus réfractaires, les oxydes d'aluminium ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ou de titane ( $\text{TiO}_2$ ) par exemple, sont condensés directement à partir de la phase gazeuse et vont par la suite servir de sites de nucléation pour la condensation du gaz à plus basse température. La première voie de condensation décrit la production de forstérite ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) par réactions gaz-solide, probablement sur les grains de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ou de  $\text{TiO}_2$ , suivie de la formation d'enstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ) puis de fayalite ( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ), également par réactions gaz-solide. La seconde voie décrit la transformation, par réactions gaz-solide, des grains d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  en mélilite ( $\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$ ) puis en diopside ( $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ ) et en spinelle ( $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ ). Ensuite de l'anorthite ( $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_6$ ) peut être produite par réactions solide-solide à partir du diopside ou du spinelle. Ce scénario est basé sur les propriétés thermodynamiques des minéraux terrestres. Parce qu'il se place à l'ETL, il suppose donc obligatoirement que les solides formés sont cristallins. Cependant, cette séquence de condensation peut être "gelée" si les conditions régnant dans les zones de condensation s'écartent de l'ETL (notamment pour des raisons de cinétique). Dans ce cas, cette séquence n'est plus valide et la structure

Tableau 3.2: Séquence de condensation thermodynamique d'un gaz de composition solaire. D'après Tielens et al. (1998). Les températures indiquent la première apparition des espèces pour des pressions de  $10^{-3}$  (à gauche) et  $10^{-10}$  atm (à droite). Les espèces en gras sont détectées dans les spectres.

		↓	1760-1300 K
		Corundum	
		$\text{Al}_2\text{O}_3$	
		↓	1625-1400 K
		Méililite	
		$\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$	
	↓	1440-1050 K	↓
	<b>Forsterite</b>		<b>Diopside</b>
	$\text{Mg}_2\text{SiO}_4$		$\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$
			Spinnelle
			$\text{MgAl}_2\text{O}_4$
	↓	1350-1040 K	↓↓
	<b>Enstatite</b>		Anorthite
	$\text{MgSiO}_3$		$\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_6$
	↓	1100-950 K	
	Fayalite		
	$\text{Fe}_2\text{SiO}_4$		
<hr/>			
↓ Condensation directe de la phase gazeuse			
↓ Réaction gaz-solide			
↓ ↓ Réaction solide-solide			

des solides formés ne peut être prédite que si l'on prend en compte la cinétique des enveloppes et l'évolution temporelle de la température des grains.

Les espèces *crystallines* identifiées dans les deux étoiles OH/IR ne sont pas en contradiction avec ce scénario. Pour ce qui concerne les espèces contenant de l'aluminium, on constate que les spectres n'indiquent pas la présence de grains d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  purs. Par contre, la bande à  $40.5 \mu\text{m}$  est identifiée à du diopside. Ainsi, une partie de l'oxyde d'aluminium pourrait avoir servi de site de nucléation pour les grains de silicate de type olivines et pyroxènes (première voie) tandis que le reste de cet oxyde aurait suivi la deuxième voie de la séquence de condensation pour former du diopside.



Nous n'avons pas détecté dans les spectres la présence de spinelle, de mélilite ou d'anorthite. Si le scénario proposé est juste, il faut alors que, dans un intervalle de temps défini par l'échelle de temps d'évolution des enveloppes, les réactions aboutissant à la formation du diopside aient efficacement converti la mélilite en diopside, mais pas en spinelle. Parallèlement, il faut que, durant ce même intervalle de temps, les réactions solide-solide transformant le diopside en anorthite n'aient pas été possibles ou qu'elles aient été peu efficaces. Dans les deux étoiles OH/IR, la séquence de condensation serait donc plus avancée que pour des étoiles telles que RCen, dont les spectres indiquent la présence d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Tielens et al., 1998). Il est plus difficile de discuter le cas des trois étoiles IRAS 09245, CPD-56 et IRAS 18184 pour lesquelles seule une étude qualitative a été effectuée.  $\text{Al}_2\text{O}_3$  n'est pas nécessaire pour reproduire le spectre de CPD56 ; pour IRAS 09425, une faible quantité d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  pourrait être présente. Par contre, du diopside est présent dans ces deux sources et explique la bande à  $40.5 \mu\text{m}$  observée dans les spectres. IRAS 18184 contient de l'oxyde d'aluminium mais le stade d'évolution de cette source étant incertain, il est préférable de l'exclure de la discussion. Une étude quantitative semblable à celle réalisée sur les étoiles OH/IR permettrait de confirmer ces résultats et pourrait permettre de comparer l'avancement de la séquence de condensation dans ces différents objets (grâce à la présence de diopside et/ou d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  dans la poussière), et de les relier aux conditions cinétiques des enveloppes.

La détection d'enstatite à partir de la bande à  $43 \mu\text{m}$  dans les deux étoiles OH/IR, ainsi que dans CPD-56 et dans IRAS 09425, suggère que la première voie de condensation, la plus importante en terme d'abondances, se serait déroulée au moins jusqu'à la formation d'enstatite. Les silicates cristallins dans ces sources sont magnésiens et la présence de la fayalite cristalline n'est détectée dans aucune des sources. Ceci indiquerait que la première voie de condensation se serait arrêtée après la formation de l'enstatite. Les modèles de condensation prédisent que le rapport enstatite/forstérite est  $\sim 4$ , pour un gaz de composition solaire. Dans les deux étoiles OH/IR, ce rapport est  $\sim 0.1$ , très nettement inférieur. Cette différence peut s'expliquer si le gaz dans la zone de condensation des grains n'a pas une composition solaire et aussi plus probablement par le fait que la séquence de condensation à l'ETL se serait arrêtée avant la formation de la fayalite.

### 3.4.2 Structure de la poussière nouvellement formée

La majeure partie des silicates observés dans ces objets est amorphe. Ceci peut impliquer que, si l'on reste dans le cadre de la séquence de condensation à l'ETL, les silicates cristallins sont efficacement amorphisés dans l'enveloppe par un processus qui reste à définir. Ceci peut également signifier que les conditions de l'ETL ne sont pas valides dans ces enveloppes circumstellaires et que les silicates se forment à l'état amorphe et sont en partie cristallisés dans celle-ci. Il n'est dans ce cas plus possible de comparer la poussière formée avec la séquence de condensation à l'ETL.

Les résultats du satellite ISO ont révélé la présence de silicates cristallins autour de certaines étoiles évoluées. Cami et al. (1998) et Sylvester et al. (1999) notent que la composante cristalline des silicates est observée dans les étoiles de forte perte de masse alors que les spectres des étoiles à faible perte de masse ne présentent pas les bandes en émission à grandes longueurs d'onde caractéristiques des silicates cristallins. Si les silicates sont formés, hors ETL, à l'état amorphe, une partie d'entre eux est cristallisée dans les enveloppes. Sogawa & Kozasa (1999) ont modélisé la formation des grains en tenant compte de la cinétique des étoiles et en particulier de leur taux de perte de masse. Ils montrent que les silicates condensés autour de grains d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  sont entièrement cristallisés dans les étoiles de perte de masse  $\geq 3 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ , ce qui représente un premier pas pour expliquer les observations. Néanmoins, l'absence des bandes d'émission dans les spectres des étoiles de faible perte de masse ne signifie pas forcément qu'il n'y a pas de silicates cristallins dans la poussière autour de ces objets. Cette absence pourrait être un effet du transfert de rayonnement. Kemper et al. (2000) montrent ainsi qu'un degré de cristallinité de la poussière (défini comme le rapport de la masse des silicates cristallins sur la masse totale des silicates) de 10 et 20 % serait indétectable dans les spectres ISO d'étoiles de taux de perte de masse de, respectivement,  $6 \times 10^{-7}$  et  $2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$ . Si ce biais s'avère réel et que les étoiles de faibles pertes de masse peuvent aussi produire de la poussière cristalline, d'autres scénarios de formation des silicates cristallins que celui de Sogawa & Kozasa (1999) doivent être trouvés.

La cristallisation des silicates amorphes dans les enveloppes circumstellaires dépend de la température à laquelle ces silicates sont formés et du temps pendant lequel ils séjournent à une température donnée. Or ces deux paramètres dépendent de manière critique des conditions physiques et cinétiques de la zone de condensation, elles-mêmes étant en partie déterminées par les caractéristiques de l'étoile centrale (pulsations,...). Tielens (1990) propose que les silicates magnésiens se forment à l'état cristallin s'il sont formés à des températures supérieures à 1050 K (température de

verre) et à l'état amorphe pour des températures inférieures. Cette température de verre correspond à la cristallisation quasi-instantanée du minéral. On peut définir le temps nécessaire aux atomes pour diffuser et se réarranger au sein du solide de façon à minimiser leur énergie interne, c'est-à-dire le temps pour former une structure cristalline, comme (Lenzuni et al., 1995) :

$$t_{cris} = \nu^{-1} e^{E_a/T} \quad (3.1)$$

où  $\nu^{-1}$  est la fréquence de vibration caractéristique du minéral,  $T$  la température et  $E_a$  l'énergie d'activation de la transition amorphe-cristallin, exprimée en Kelvins. Lenzuni et al. (1995) ont déduit l'énergie d'activation de cristallisation de fumées Mg-SiO-H<sub>2</sub>O (d'après les données expérimentales de Nuth & Donn (1982)) :  $E_a = 41000$  K. Le recuit de ces fumées aboutit à la synthèse de forstérite et de périclase (MgO) (Nuth & Donn, 1982), et nous pouvons donc considérer que cette énergie d'activation est caractéristique de l'olivine. En adoptant cette valeur et en prenant  $\nu^{-1} = 2.5 \times 10^{13}$  s, on trouve que 1050 K correspond à un temps de cristallisation de  $\sim 1$  heure alors qu'à 900K il est de 676 jours et de  $1.44 \times 10^6$  ans à 700K. Il est donc crucial, pour déterminer la structure de la poussière nouvellement formée, de coupler la modélisation de la cinétique des objets aux modèles actuels de formation des grains.

### 3.4.3 Degré de cristallinité des olivines et pyroxènes

Dans les deux sources, le rapport des composantes amorphe et cristalline est différent pour les olivines et pour les pyroxènes. Dans IRAS 17411 et IRAS 17004, respectivement, environ 5 et 14 % de la masse totale des olivines est cristalline, sous forme de forstérite. Pour les pyroxènes, si on suppose qu'il y a dans les deux sources au plus 10 % de pyroxènes amorphes, alors presque tous les pyroxènes observés ( $\sim 70$  - 100 % de la masse totale des pyroxènes) sont cristallins sous forme de diopside et d'enstatite. On peut essayer de comprendre les implications de ce résultat en prenant comme hypothèse de départ que les silicates sont, soit formés amorphes, soit formés à l'état cristallin.

Considérons tout d'abord que les conditions dans la zone de condensation sont telles que les silicates sont formés à l'état amorphe. Partant de cette hypothèse, les rapports amorphes/cristallins suggèrent que les pyroxènes ont été cristallisés de manière plus efficace que les olivines. Brucato et al. (1999) ont montré que les spectres de pyroxènes amorphes chauffés sont similaires au spectre de l'enstatite cristalline et ils mesurent une énergie d'activation de la transition amorphe-cristallin  $E_a = 47500$

K. Comparant cette valeur à celle de l'olivine,  $E_a = 41000$  K (Lenzuni et al. (1995)) on observe qu'à température égale, il est plus facile de cristalliser l'olivine que les pyroxènes. Les rapports amorphe/cristallin déduits de notre étude peuvent s'expliquer si les grains d'enstatite ont résidé à haute température plus longtemps que les grains d'olivine, ce qui implique donc qu'olivine et pyroxène n'ont pas eu la même "histoire thermique" dans l'enveloppe. Le désaccord entre nos résultats et les conclusions déduites des énergies d'activation pourrait également provenir des résultats expérimentaux. Il n'est en effet peut-être pas approprié de comparer ces deux valeurs car les matériaux amorphes utilisés dans les deux expériences ne sont pas produits avec la même technique. Leurs structures peuvent donc être différentes et cela pourrait changer le temps nécessaire pour atteindre la cristallisation. Il serait donc intéressant de mesurer l'énergie d'activation de cristallisation d'olivine produite dans les mêmes conditions que les pyroxènes amorphes dans Brucato et al. (1999).

Partons maintenant de l'hypothèse que les grains se forment à l'état cristallin. On peut alors suivre le scénario proposé par Tielens et al. (1998) qui explique simultanément la présence de silicates cristallins et le faible rapport Fe/Mg de ces silicates. Selon lui, la forstérite et l'enstatite se forment à des températures supérieures à leur température de verre (1050 K pour la forstérite) et sont donc cristallines. Ensuite l'enstatite réagit avec le fer gazeux et forme de la fayalite et de la forstérite (ou une olivine  $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_4$ ) à l'état amorphe. Dans ce modèle, la forstérite et l'enstatite cristallines observées sont celles qui, respectivement, n'ont pas été transformées en enstatite et n'ont pas réagi avec le fer. Il permet donc d'expliquer que tous les pyroxènes sont cristallins alors que la majorité des olivines sont amorphes. Ce modèle repose sur le fait que l'interaction de l'enstatite cristalline et du fer gazeux produisent des olivines amorphes car la réaction a lieu à plus basse température que la température de verre de l'enstatite ce qui rend impossible le réarrangement des tétraèdres déplacés par la diffusion du fer dans le réseau cristallin (Tielens, 1990). Il serait intéressant d'étudier en laboratoire cette réaction afin de déterminer son efficacité et le degré de désordre induit dans le réseau cristallin. En effet, dans les sources de faible perte de masse dans lesquelles les bandes des silicates cristallins ne sont pas observées, la réaction fer - enstatite cristalline doit alors être extrêmement efficace pour expliquer la disparition quasi-totale des silicates cristallins.

### 3.5 Conclusion

Alors que la comparaison des observations avec des spectres de laboratoire de minéraux donne facilement accès à la composition de la composante cristalline des spectres, la modélisation du transfert radiatif des objets est nécessaire pour déterminer quantitativement la composition et la structure de la poussière.

La poussière autour des deux étoiles OH/IR IRAS 17411-3154 et IRAS 17004-4119 est principalement composée de silicates amorphes et cristallins. Les silicates amorphes sont majoritairement composés d'olivines riches en fer, mais  $\sim 10$  % de pyroxènes amorphes pourraient être présents dans les deux sources. Les silicates cristallins, identifiés par leur bande de vibration de réseau et observés en émission, sont composés de forstérite (bande à  $33.6 \mu\text{m}$ ), d'enstatite (bande à  $43 \mu\text{m}$ ) et de diopside (bande à  $40.5 \mu\text{m}$ ). Ils représentent  $\sim 35$  et  $\sim 25$  % de la masse des silicates amorphes, soit  $\sim 25$  et  $\sim 20$  % de la masse totale des silicates pour, respectivement, IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154. La présence d'oxyde de fer, FeO, dans la poussière ( $\sim 20$  % par rapport à la masse des silicates amorphes) permet d'améliorer la reproduction de l'opacité aux courtes longueurs d'onde.

La distribution de température des grains autour de ces deux sources est telle que plusieurs composantes de la poussière sont observées en absorption à courtes longueurs d'onde et en émission à plus grandes longueurs d'onde. Ainsi le mode d'élongation des silicates à  $9.8 \mu\text{m}$  présente un épaulement à  $11.2 \mu\text{m}$  dû à l'absorption de la forstérite cristalline observée en émission à  $33.6 \mu\text{m}$ . L'eau cristalline gelée à la surface des grains est observée en absorption à  $3.09 \mu\text{m}$  et en émission à  $43 \mu\text{m}$ . Elle n'est pas suffisamment abondante pour expliquer l'épaulement à  $11.2 \mu\text{m}$ .

L'analyse de la structure de la poussière montre que seule une petite partie des olivines sont cristallines ( $\sim 5 - 14$  %) alors que la majorité des pyroxènes le sont ( $\sim 50 - 100$  %). La structure de la poussière reflète la dynamique des enveloppes circumstellaires depuis la nucléation des grains jusqu'à leur éjection hors de la zone de condensation. Les résultats obtenus pourraient donc permettre de contraindre les modèles cinétiques de condensation de la poussière autour de ces étoiles.

Les paramètres clés pour déterminer la structure de la poussière dans les enveloppes sont la température à laquelle se forme les grains et la cinétique de la zone

de condensation. Ainsi, une bonne connaissance des énergies de transition amorphe-cristallin des minéraux se formant autour de ces étoiles, déterminées de façon homogène, et des études expérimentales sur les réactions gaz-solides seraient très utiles et permettraient de mieux appréhender la physico-chimie de ces enveloppes.



# Chapitre 4

## Composition et structure des silicates âgés

Les objets protostellaires sont constitués d'une étoile très jeune venant juste de commencer à émettre un rayonnement, enfouie dans un cocon de poussière issu d'un nuage moléculaire en cours d'effondrement gravitationnel. La poussière sondée dans ce type d'objets a séjourné plusieurs centaines de millions d'années dans le milieu interstellaire où elle a été soumise à divers mécanismes d'évolution physico-chimique (interaction avec les photons et les rayons cosmiques, collisions gaz-grain, grain-grain, etc.). Elle n'a par contre pas subi les processus violents opérant dans les disques (proto) planétaires. La poussière de ces objets représente donc une classe de poussière interstellaire "âgée", particulièrement précieuse pour apporter des contraintes sur le cycle de la poussière dans la galaxie. Ce chapitre présente l'étude de trois objets protostellaires : RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912. La composition de la poussière silicatée de ces objets est d'abord modélisée en utilisant les théories exposées au Chapitre 2. Ces résultats sont ensuite utilisés pour modéliser le transfert de rayonnement dans ces objets et contraindre l'abondance de la composante d'olivine amorphe et de silicates cristallins présents dans cette poussière.



## 4.1 Les protoétoiles massives

Les trois objets étudiés, RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912 (nommées IRAS 19110 et IRAS 23151 par la suite) sont des protoétoiles massives. Ces étoiles émettent un puissant rayonnement dans l'UV ( $T_* \sim 30\,000 - 40\,000$  K) qui chauffe la poussière proche de l'étoile. Celle-ci réémet le rayonnement de l'étoile dans l'infrarouge et illumine la poussière froide située dans les zones externes du cocon entourant l'étoile. La Figure 4.1 présente les spectres ISO combinés SWS et LWS pour RAFGL7009S et IRAS 19110 et le spectre SWS pour IRAS 23151. Ces trois objets sont profondément enfouis dans un nuage de poussières comme le montrent les spectres dominés par les fortes bandes des silicates en absorption à  $\sim 9.6$  et  $18\ \mu\text{m}$ , dues, respectivement, au mode d'élongation et de déformation de la liaison O-Si-O dans des silicates amorphes.

De nombreuses bandes d'absorption sont aussi présentes dans les spectres entre 3 et  $16\ \mu\text{m}$ . Ces bandes sont dues aux vibrations des molécules volatiles condensées à la surface des grains et constituant un manteau de glaces. La composition de ces manteaux varie d'une source à l'autre, essentiellement en raison de la température des grains et de la chimie qui a lieu dans les manteaux. Dans RAFGL7009S,  $\text{H}_2\text{O}$  ( $3.1, 6.02, 13.5, 44\ \mu\text{m}$ ),  $\text{CO}$  ( $4.67\ \mu\text{m}$ ),  $\text{CO}_2$  ( $4.27, 15.2\ \mu\text{m}$ ),  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $3.54, 3.84, 3.94, 6.84\ \mu\text{m}$ ) et  $\text{CH}_4$  ( $7.7\ \mu\text{m}$ ) ont été détectés (d'Hendecourt et al., 1996, Dartois et al., 1999). La poussière autour de IRAS 19110 et IRAS 23151 est légèrement plus chaude que celle de RAFGL7009S et les glaces ne contiennent pas de  $\text{CO}$  et de  $\text{CH}_4$ ;  $\text{CH}_3\text{OH}$  est également absent (Dartois et al., 1998). On remarque que les vibrations des molécules de  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  à  $15.2$  et  $\sim 13\ \mu\text{m}$  respectivement, présentes dans les trois sources, ainsi que de  $\text{CH}_3\text{OH}$  à  $8.85, 9.74$  et  $14.4\ \mu\text{m}$  dans RAFGL7009S, se superposent à l'absorption des silicates et il est nécessaire d'en tenir compte lors de l'analyse des bandes dues aux silicates.

## 4.2 Méthode d'analyse adoptée

Les protoétoiles sont des objets dont la poussière, sondée en absorption, est très froide. La présence de molécules volatiles condensées à leur surface indique que la plupart des grains ont une température inférieure ou de l'ordre de 30 ou 40 K. Ceci est confirmé par des calculs de la distribution de masse en fonction de la température (Dartois, 1998). A ces températures, les grains silicatés émettent principalement vers  $70-100\ \mu\text{m}$ . On peut ainsi supposer qu'entre 10 et  $30\ \mu\text{m}$  l'émission de la poussière est négligeable, ce qui revient à négliger les effets du transfert de rayonnement. On

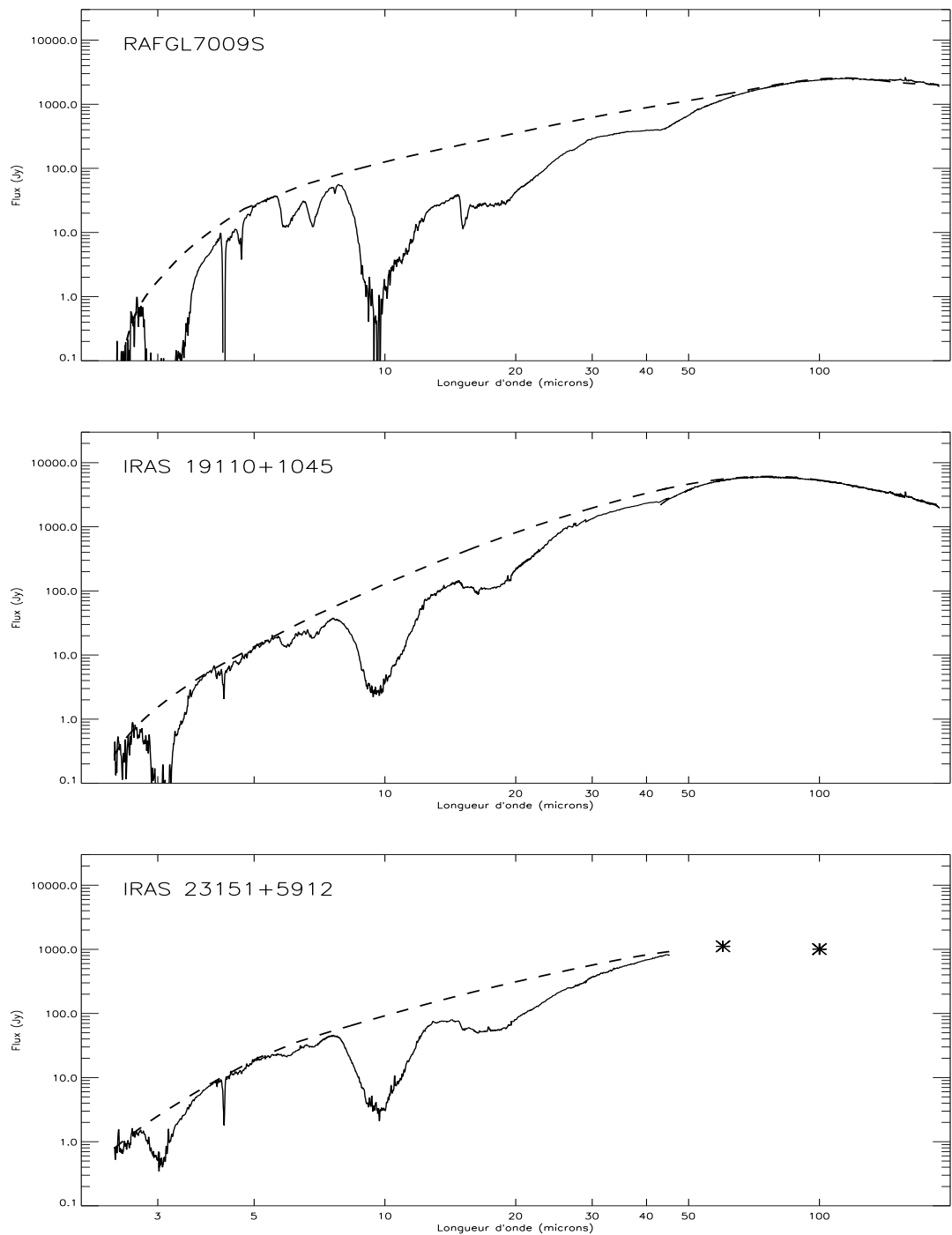


FIG. 4.1: Spectres combinés ISO-SWS et ISO-LWS de RAFGL7009S (en haut) et IRAS 19110+1045 (au milieu) et ISO-SWS de IRAS 23151+5912 (en bas). Les courbes en tirets représentent le continuum adopté pour chaque source. Pour IRAS 23151+5912, les étoiles représentent les flux IRAS. Voir le texte pour l'identification des différentes bandes spectrales et la détermination du continuum.

se retrouve alors dans la configuration simple, semblable à celle du laboratoire, où la poussière froide, illuminée par une source infrarouge (la poussière chaude proche de l'étoile), absorbe le rayonnement incident. Cette hypothèse étant posée, il suffit de modéliser le continuum de la source, c'est-à-dire l'émission de la poussière chaude, et de diviser le spectre observé par celui-ci pour obtenir l'efficacité d'extinction des grains silicatés recouverts de leur manteau de glace. Cette efficacité d'extinction est alors directement comparable aux spectres de laboratoire ou aux spectres modélisés à partir des constantes optiques (Paragraphe 2.2).

La Figure 4.1 représente les continuums adoptés pour chacune des trois sources. Ils ont été déterminés à l'aide de fonctions splines cubiques en supposant que les zones spectrales 4 - 5  $\mu\text{m}$  et 50 - 200  $\mu\text{m}$  (40 - 45  $\mu\text{m}$  pour IRAS 23151) représentent le continuum seul. Ces continuums correspondent à l'émission de la poussière chaude proche de l'étoile. Ils auraient pu être estimés à l'aide d'un ou plusieurs corps noirs à la température de la poussière. La division des spectres par un continuum déterminé à l'aide de splines ou de corps noirs n'introduit que des variations de l'efficacité d'extinction inférieures à 10 %, aux longueurs d'ondes inférieures à 8  $\mu\text{m}$  et supérieures à 25  $\mu\text{m}$ . Pour notre étude de la poussière silicatée, effectuée sur la gamme spectrale comprise entre  $\sim 9$  et 30  $\mu\text{m}$ , le choix de la méthode utilisée pour déterminer le continuum est donc indifférent.

Après avoir soustrait le continuum, il est nécessaire de tenir compte de l'absorption des glaces qui se superpose à celle des silicates. Pour cela nous avons choisi d'ajouter aux spectres des silicates modélisés, l'absorption d'un mélange de glaces mesurée en laboratoire. On a vu au Paragraphe 2.8.1 que cette procédure introduit des erreurs par rapport au calcul exact considérant l'extinction de grains de silicates recouverts d'un manteau de glace. Cependant nous montrerons par la suite que ces erreurs sont négligeables et que l'utilisation de l'une ou l'autre méthode ne change pas les conclusions de cette étude (Paragraphe 4.6.1).

### 4.3 Modélisation de l'extinction de la poussière

Afin de modéliser et de reproduire l'extinction de la poussière présente autour des trois protoétoiles, nous pouvons agir sur les paramètres libres suivants, qui caractérisent cette poussière (Chapitre 2) : taille, forme et composition des grains. Nous avons considéré des grains de composition hétérogène, constitués d'une matrice silicatée contenant des inclusions et pouvant être poreux. Le choix de la taille et de la

forme des grains, de la composition de la matrice et des inclusions ainsi que le degré de porosité des grains sont discutés ci-après. Les effets sur l’extinction de la porosité et de la présence d’inclusions sont rappelés.

L’extinction a été calculée en utilisant les diverses théories exposées au Chapitre 2. Les constantes optiques de silicates amorphes et d’oxydes intervenant dans cette étude sont disponibles sur la base de données du groupe de Jena<sup>1</sup>.

### Taille des grains

Nous avons utilisé pour la modélisation des bandes des silicates, des grains de  $0.1 \mu\text{m}$  de rayon. On a vu au Chapitre 2 que lorsque la gamme spectrale étudiée est telle que  $\lambda \geq 8 \mu\text{m}$ , les conditions définissant la limite de Rayleigh sont remplies pour des grains de taille inférieure à  $\sim 0.85 \mu\text{m}$  (Somsikov & Voshchinnikov, 1999). Or, la modélisation de la bande de la glace d’eau, observée dans le spectre ISO-SWS de RAFGL7009S à  $3.1 \mu\text{m}$  montre que la taille maximale des grains dans cet objet est de l’ordre de  $0.5 \mu\text{m}$  (Dartois & d’Hendecourt, 2000). Partant de l’hypothèse que la taille maximale des grains est similaire dans IRAS 23151 et IRAS 19110, on peut donc considérer que notre étude s’effectue dans la limite de Rayleigh. Comme on l’a vu aux Paragraphes 2.5 et 2.7, dans la limite de Rayleigh, la forme des bandes ne dépend pas de la taille des grains et il n’est pas nécessaire de prendre en compte une distribution de taille. Il est donc justifié, pour étudier la poussière silicatée dans ces trois protoétoiles, de choisir une taille de grain unique, inférieure à  $0.85 \mu\text{m}$ , comme par exemple  $0.1 \mu\text{m}$ .

### Composition des grains silicatés

La composition globale des silicates interstellaires est contrainte par les observations du déficit des éléments dans la phase gazeuse par rapport aux abondances de référence. Les silicates sont donc composés, outre le fer, le magnésium et le silicium, d’éléments comme l’aluminium et le calcium. Ces différents éléments peuvent être présents dans les grains, dans la structure même du minéral et/ou sous forme d’inclusions d’oxydes. La présence d’inclusions d’oxydes d’aluminium dans les grains est prédite par les théories de nucléation des grains (Sedlmayr, 1989, Kozasa & Hasegawa, 1987). L’oxyde d’aluminium a également été proposé pour expliquer la bande à  $13 \mu\text{m}$  observée dans les spectres d’étoiles riches en oxygène (Stencel et al., 1990, Bege-mann et al., 1997). Cette identification est remise en cause par Posch et al. (1999) mais ces derniers proposent que la bande soit toujours due à un oxyde d’aluminium, le spinelle,  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ . Les oxydes de fer tels que l’hématite ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) ou la magnétite

---

<sup>1</sup><http://www.astro.uni-jena.de/Group/Subgroups/Labor/Labor/odata.html>

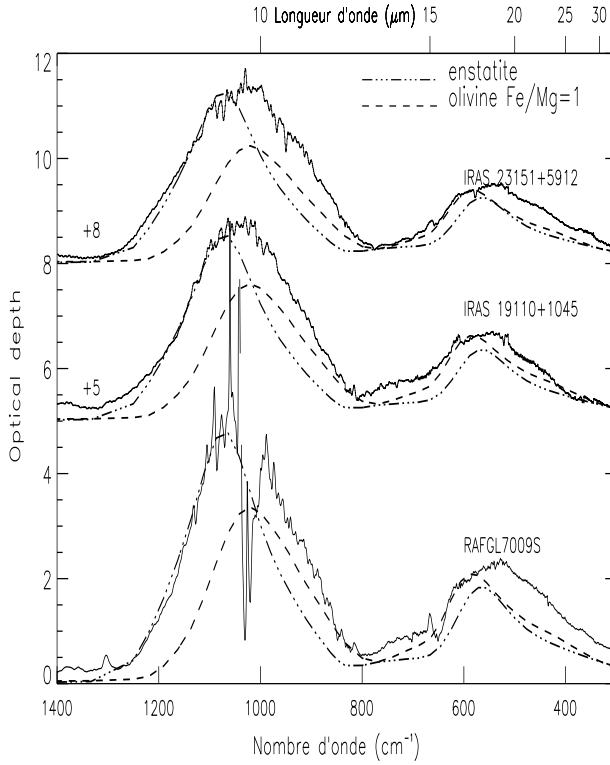


FIG. 4.2: Comparaison des bandes des silicates dans RAFGL7009S (en bas), IRAS 19110 (au milieu) et IRAS 23151 (en haut) avec des modèles de grains sphériques d'olivine ( $\text{MgFeSiO}_4$ , tirets) et d'enstatite ( $\text{MgSiO}_3$ , pointillé-tirets) amorphe. Le continuum et l'absorption des glaces ont été soustraits. Le fort bruit à  $\sim 9 \mu\text{m}$  dans RAFGL7009S est dû à la saturation de la bande d'élongation des silicates, la "bande" à  $650 \text{ cm}^{-1}$  est due à un léger décalage entre le spectre de laboratoire de  $\text{CO}_2$  et les observations. Les spectres ont été décalés par souci de clarté.

( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), formés autour des étoiles évoluées riches en oxygène, pourraient être incorporés dans les grains de silicate (Savage & Sembach, 1996). Nous avons utilisé, pour la modélisation des grains, l'oxyde de fer le plus simple,  $\text{FeO}$ , et l'oxyde d'aluminium  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

La comparaison de l'extinction des grains silicatés protostellaires, l'absorption des glaces étant soustraite, avec l'extinction calculée de grains sphériques, compacts et homogènes d'olivine et de pyroxène amorphes montre qu'il est impossible de reproduire les bandes observées (Figure 4.2). Si l'on considère des grains d'olivines, on constate que le mode d'élongation, à  $9.8 \mu\text{m}$ , est décalé de  $0.2 \mu\text{m}$  par rapport aux observations ( $9.6 \mu\text{m}$ ). De plus, l'aile rouge du mode de déformation à  $18 \mu\text{m}$  est mal reproduite et le rapport des deux bandes est trop faible ( $\tau_{9.6}/\tau_{18} \sim 1.6$ , à comparer à plus de 2.1 pour les observations). Concernant les grains de pyroxènes, il est possible de reproduire correctement l'aile bleue de la bande protostellaire à  $9.6 \mu\text{m}$  et de plus, le rapport des bandes du spectre simulé est semblable à celui des observations. La largeur des bandes n'est cependant pas correctement reproduite. Un mélange de grains d'olivine et de pyroxène amorphe permet de reproduire la bande à  $9.6 \mu\text{m}$ , mais pas celle à  $18 \mu\text{m}$  (le pic de la bande est à trop courte longueur d'onde, son aile à grande longueur d'onde n'est pas reproduite et le rapport  $\tau_{9.6}/\tau_{18} \sim$  est trop faible).

La comparaison des spectres observés avec les spectres de grains d’olivine (même si ceux-ci sont poreux et contiennent des inclusions), montre que l’olivine est une composante mineure de la poussière car aucun accord spectral satisfaisant ne peut être obtenu. Ceci est d’ailleurs en accord avec les études de Jäger et al. (1994) et Dorschner et al. (1995) qui montrent que la position et la forme des bandes des silicates autour des objets protostellaires sont compatibles avec des pyroxènes amorphes contenant du fer et des traces de calcium. Un autre type de verre de silicate contenant de l’aluminium en plus du fer et du magnésium, les aluminosilicates, a récemment été proposé par Mutschke et al. (1998) pour reproduire les spectres des deux étoiles Mira IK Tauri et EP Aquarii. La position des bandes de ces aluminosilicates est semblable à celle des observations. Nous avons donc par la suite utilisé des pyroxènes et des aluminosilicates amorphes. La quantité d’olivine maximale pouvant être présente dans la poussière autour des ces trois objets sera déterminée par la suite (Paragraphe 4.6.3).

Les écarts entre les spectres modélisés de grains compacts de composition homogène et les spectres observés, dus principalement au problème de largeur des bandes (Figure 4.2), peuvent être liés à plusieurs facteurs : la forme des particules, la porosité et la présence d’inclusions. Nous rappelons ci-dessous les effets sur l’extinction de chacun de ces paramètres.

#### Forme des grains

Nous avons utilisé dans cette étude des grains sphériques. Cependant, les grains interstellaires ne sont sûrement pas strictement sphériques mais ont plus probablement une distribution de formes quelconque. Or, nous avons vu au Paragraphe 2.6 que la forme des grains modifie leur extinction (forme des bandes) et cela, indépendamment de leur taille. Toutefois, les modifications des bandes induites si l’on utilise non plus des grains sphériques mais une distribution d’ellipsoïdes de type CDE, ne sont pas suffisantes pour changer les résultats de nos modélisations.

#### Effet de la porosité

Dans les nuages denses, similaires à ceux qui vont s’effondrer pour former de nouvelles étoiles, on s’attend à ce que les petits grains coagulent et forment des grains plus gros présentant une structure poreuse, voire fractale (Dominik & Tielens, 1997). Nous avons donc cherché à évaluer le rôle de la porosité en modélisant l’extinction de grains de porosité variable. Il existe plusieurs façons de calculer l’extinction d’un grain contenant une certaine fraction volumique de vide (par exemple Stognienko et al. (1995)). Ces méthodes peuvent conduire à des résultats différents, mais uniquement lorsque la fraction volumique de vide,  $f_{vide}$ , excède environ 50 % du volume

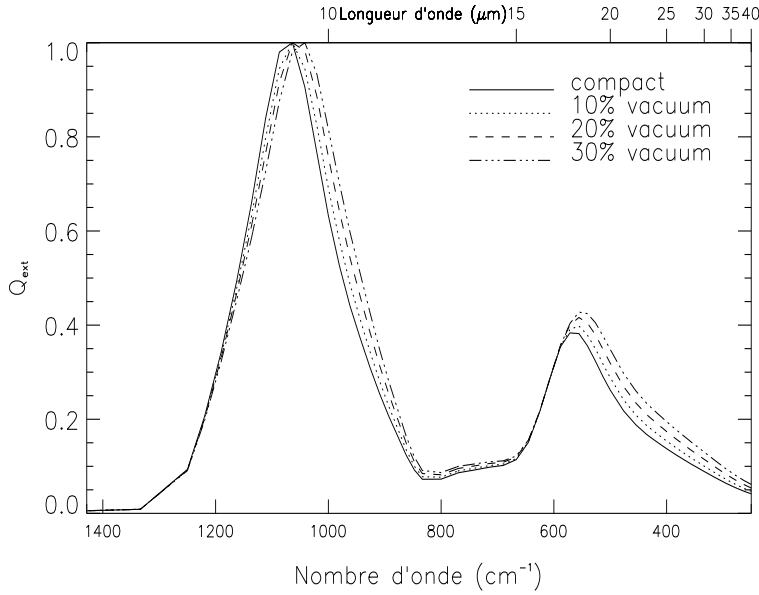


FIG. 4.3: Influence de la porosité sur l'extinction d'un grain d'enstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ) amorphe. Les spectres ont été normalisés à 1 pour la comparaison. La porosité décale la position des modes d'élongation et de déformation vers les grandes longueurs d'onde et élargit les bandes.

du grain (Ossenkopf, 1991). Dans cette étude, nous avons considéré des grains non fractals et relativement peu poreux ( $f_{vide} \leq 25\%$ ) dont l'extinction a été modélisée à l'aide du formalisme de Maxwell-Garnet (Paragraphe 2.8.2). Les résultats des calculs montrent que la porosité a les effets recherchés sur l'extinction : elle élargit les bandes, les décale vers les grandes longueurs d'onde et augmente le rapport  $\tau_{9.6}/\tau_{18}$  (Figure 4.3).

### Effets des inclusions

L'extinction d'un grain peut également être modifiée si celui-ci contient des inclusions de divers matériaux (Paragraphe 2.8.2). En particulier, la présence d'inclusions de  $\text{FeO}$  ou de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dans un grain de silicate amorphe élargit les bandes et modifie le rapport  $\tau_{9.6}/\tau_{18}$ . Les oxydes de fer décalent les bandes vers les courtes longueurs d'onde, alors que l'oxyde d'aluminium les décale vers les grandes longueurs d'onde (Figure 4.4). D'autre part, l'oxyde de fer élargit la bande à  $18\ \mu\text{m}$ .

On peut noter qu'il est possible, dans le cas du fer, de distinguer s'il est présent dans le grain dans la structure du silicate ou sous forme d'inclusions de  $\text{FeO}$ . En effet, l'extinction résultante n'est pas la même dans les deux cas. Pour le fer on constate que la bande due à la vibration de la liaison  $\text{Fe-O}$  dans les silicates est beaucoup moins prononcée que dans le cas d'inclusion de  $\text{FeO}$  dans le grain de silicate (voir Figure 4.4, en haut). De plus, la position du mode d'élongation des pyroxènes est décalée vers les courtes longueurs d'onde quand la teneur en fer augmente.

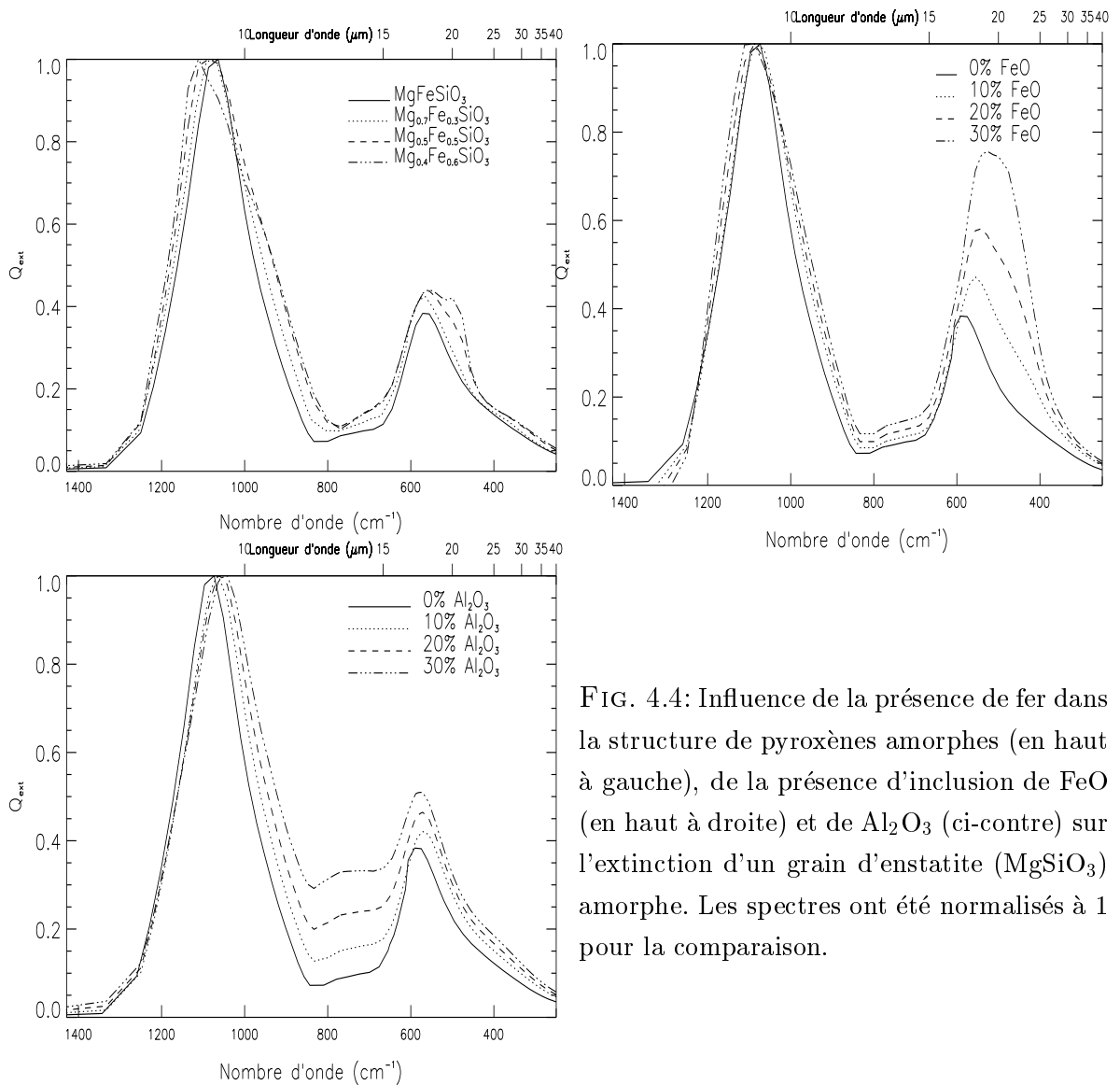


FIG. 4.4: Influence de la présence de fer dans la structure de pyroxènes amorphes (en haut à gauche), de la présence d'inclusion de FeO (en haut à droite) et de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (ci-contre) sur l'extinction d'un grain d'enstatite ( $\text{MgSiO}_3$ ) amorphe. Les spectres ont été normalisés à 1 pour la comparaison.

## 4.4 Résultats

La reproduction des bandes de vibration des minéraux amorphes, larges et sans structure, n'est en général pas univoque. Nous avons donc trouvé, pour chaque protoétoile étudiée, plusieurs ajustements possibles aux spectres. Il n'est possible de discriminer parmi les différentes populations de grains dont l'extinction permet de reproduire correctement les spectres, que si celles-ci ne satisfont pas les contraintes d'abondances cosmiques. Nous présentons dans ce paragraphe, pour chacun des objets, deux des meilleurs ajustements calculés, qui remplissent ces contraintes et qui représentent donc aussi bien l'un que l'autre la poussière silicatée de ceux-ci. La composition de la poussière de chacun de ces ajustement est présentée au Tableau 4.1.



Tableau 4.1: Composition de la poussière silicatée autour des trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912.

		composition des silicates	FeO (%)	porosité (%)
RAFGL7009S	a	pyroxène cosmique $\text{Mg}_4\text{Fe}_4\text{Al}_2\text{Si}_8\text{O}_{27}$	10 5	15 -
	b	pyroxène cosmique	5	15
IRAS 19110	c	pyroxène cosmique $\text{Mg}_2\text{Fe}_2\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{15}$	3 -	15 -
	d	pyroxène cosmique $\text{Mg}_4\text{Fe}_4\text{Al}_2\text{Si}_8\text{O}_{27}$	3 -	15 15
IRAS 23151	e	pyroxène cosmique $\text{Mg}_9\text{Fe}_9\text{Al}_2\text{Si}_{18}\text{O}_{57}$	5 5	25 10
	f	idem (d)		

Les modèles a, c, d, e et f sont constitués de deux populations de grains. Tous les modèles donnent le meilleur ajustement des spectres tout en satisfaisant aux contraintes sur les abondances cosmiques. Les pyroxènes “cosmiques” ont pour composition :Mg 28.1%, Fe 17.3%, Al 1.1%, Ca 2.2% et Si 51.3% . La quantité de FeO et la porosité sont exprimés en % du volume des grains.

#### 4.4.1 RAFGL7009S

Dans le spectre de RAFGL7009S , le mode d'élongation des silicates, à  $9.6 \mu\text{m}$ , est très large : la largeur à mi-hauteur, FWHM (Full Width at Half Maximum) est de  $\sim 2.35 \mu\text{m}$ , après soustraction de l'absorption des glaces. Cette bande étant saturée, on ne peut donner qu'une limite inférieure au rapport des deux bandes :  $\tau_{9.6}/\tau_{18} \geq 2.15$ .

Les bandes des silicates dans RAFGL7009S sont bien reproduites par des grains de pyroxènes riches en fer et en magnésium, avec un rapport Fe/Mg compris entre 0.4 et 0.65 et contenant  $\sim 5 \%$  (% volumique) de FeO et  $\sim 15 \%$  de vide (Figure 4.5). Les pyroxènes “cosmiques” (qualifiés de cosmiques car leur composition est proche des abondances élémentaires cosmiques : Mg 28.1%, Fe 17.3%, Al 1.1%, Ca 2.2% et Si 51.3%) permettent de très bien reproduire l'aile à courte longueur d'onde du mode d'élongation des silicates, mieux que des pyroxènes de type  $\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$  dont la bande est légèrement décalée vers les courtes longueurs d'onde. De plus la bande à

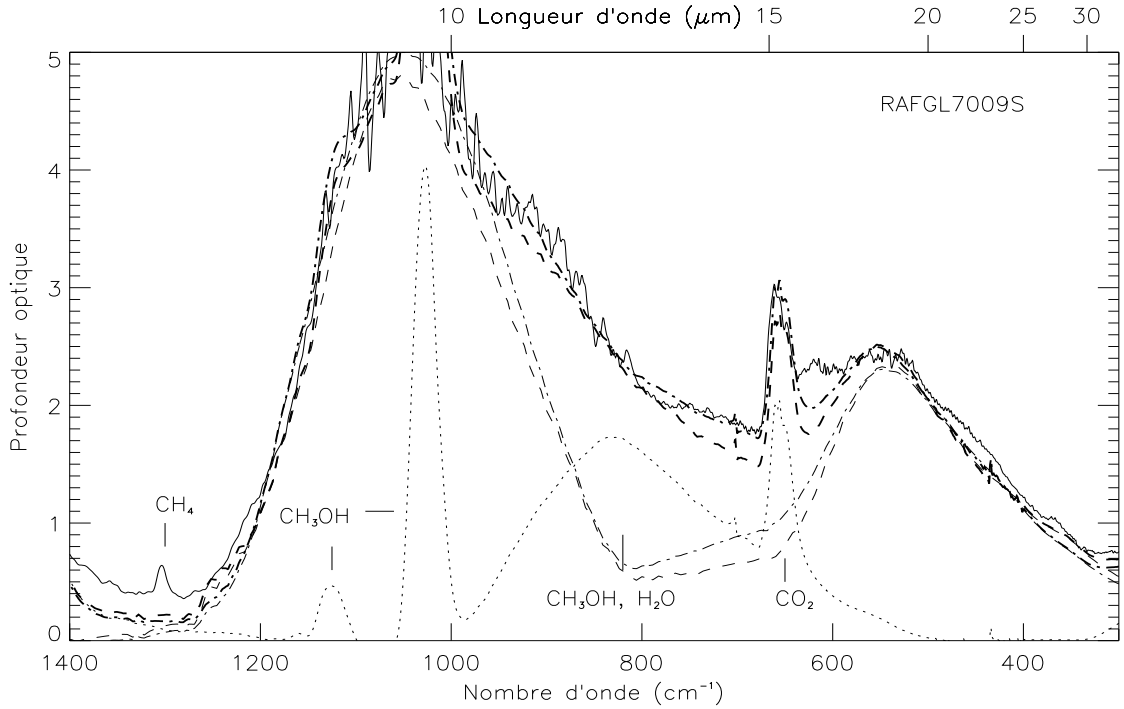


FIG. 4.5: Comparaison du spectre ISO-SWS de RAFGL7009S (le continuum a été soustrait) avec des modèles de grains de silicates sphériques et poreux contenant des oxydes. Pointillés-tirets : (modèle a) mélange de deux populations de grains, une de grains de pyroxène cosmique contenant 15 % de vide et 10 % de FeO et la seconde de grains d'aluminosilicate ( $\text{Mg}_4\text{Fe}_4\text{Al}_2\text{Si}_8\text{O}_{27}$ ) contenant 5 % de FeO. Tirets longs : (modèle b) grains de pyroxène cosmique contenant 15 % de vide et 5 % de FeO. Les lignes fines représentent les modèles des silicates et les lignes en gras ces mêmes modèles auxquels on a ajouté l'absorption des glaces. Pointillés : le spectre de glaces ajouté aux modèles des silicates.

9.6  $\mu\text{m}$  des pyroxènes cosmiques est plus large et permet donc de mieux reproduire les observations.

Un mélange de deux populations de grains poreux d'aluminosilicate et de pyroxène cosmique, contenant des inclusions d'oxyde de fer, constitue également un bon ajustement des observations. En effet, la présence d'aluminium dans les grains donne lieu à une absorption à  $\sim 14 \mu\text{m}$  ( $\sim 700 \text{ cm}^{-1}$ ) qui permet de reproduire la région entre les deux bandes (Figure 4.5). De meilleurs ajustements sont observés lorsque l'aluminium est incorporé dans la structure des silicates plutôt que sous la forme d'inclusions d'oxyde dans les grains de pyroxènes.

On remarque que la zone spectrale aux alentours de 16  $\mu\text{m}$  ( $\sim 600 \text{ cm}^{-1}$ ) est mal

reproduite par les modèles. C'est également le cas pour IRAS 19110 et IRAS 23151 (Figures 4.6 et 4.7). Cette zone correspond, dans les spectres ISO, à un changement de "bande", c'est-à-dire de détecteurs (Paragraphe 1.2.2). Or, il peut y avoir, d'une bande à l'autre, des variations de flux et il est alors délicat, lors de la réduction des données, de raccorder les bandes entre elles. Le désaccord entre les observations et les modèles observé à  $\sim 16 \mu\text{m}$  dans les trois sources, est dû à un problème de raccordement des bandes ISO-SWS.

#### 4.4.2 IRAS 19110+1045

Le mode d'élongation de la liaison Si-O des silicates dans IRAS 19110 est très semblable à celui de RAFGL7009S (même position et FWHM, une fois l'absorption des glaces soustraite). En revanche, le plateau entre les deux bandes à  $9.6$  et  $18 \mu\text{m}$  ainsi que le mode de déformation à  $18 \mu\text{m}$  sont différents dans les deux sources. Le plateau entre  $12$  et  $16 \mu\text{m}$  est plus prononcé, et la bande à  $18 \mu\text{m}$  est moins large dans IRAS 19110. Le rapport des bandes est  $\tau_{9.6}/\tau_{18} \sim 2.2$ , semblable à celui de RAFGL7009S.

Il est possible de trouver plusieurs ajustements au spectre de IRAS 19110 mais, afin de reproduire le plateau entre les deux bandes des silicates, la plupart contiennent trop d'aluminium par rapport aux abondances cosmiques. Le spectre est bien reproduit par deux modèles constitués chacun de deux populations de grains : la première comprenant, pour les deux modèles, des grains de "pyroxène cosmique" contenant 15 % de vide et  $\sim 3$  % de FeO, et la seconde constituée de grains d'aluminosilicate  $\text{Mg}_2\text{Fe}_2\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{15}$  pour le premier modèle et de  $\text{Mg}_4\text{Fe}_4\text{Al}_2\text{Si}_8\text{O}_{27}$  contenant  $\sim 15$  % de vide pour le second (Figure 4.6).

On remarque dans la Figure 4.6, en plus de la région à  $\sim 16 \mu\text{m}$  discutée au paragraphe précédent, deux zones, aux longueurs d'onde inférieures à  $\sim 8 \mu\text{m}$  et supérieures à  $\sim 20 \mu\text{m}$ , pour lesquelles l'accord entre les observations et les modèles n'est pas satisfaisant. Ceci est vraisemblablement dû à la détermination du continuum qui, comme on l'a vu au Paragraphe 4.2 induit une incertitude d'environ 10 % sur le flux à ces longueurs d'onde. Il se pourrait également que, pour les courtes longueurs d'onde, le désaccord puisse s'expliquer par la présence dans la poussière d'une espèce non considérée dans les modèles.  $\text{SiO}_2$  pourrait être candidat, mais son spectre présente, en plus d'une bande à  $\sim 9.3 \mu\text{m}$ , une bande à  $\sim 22 \mu\text{m}$  (Morioka et al., 1998) et une modélisation détaillée est nécessaire afin de déterminer si cette

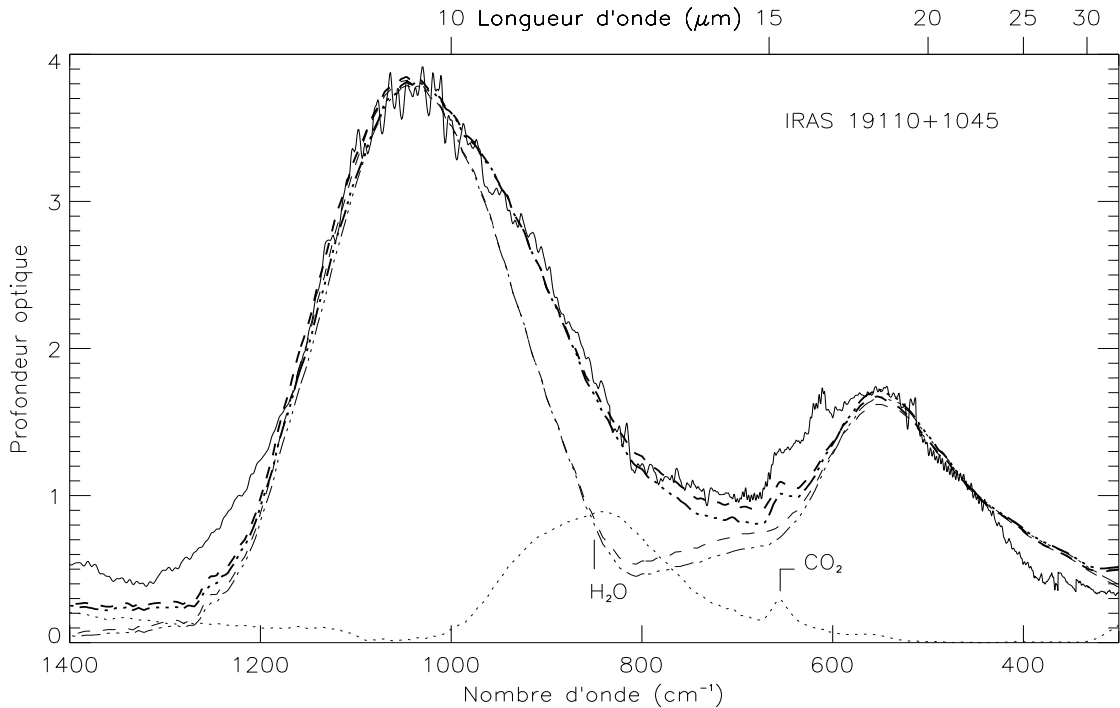


FIG. 4.6: Comparaison du spectre ISO-SWS de IRAS 19110+1045 (le continuum a été soustrait) avec des modèles de grains de silicates sphériques et poreux contenant des oxydes. Tirets longs : (modèle c) mélange de deux populations de grains, une de grains de pyroxène cosmique contenant 15 % de vide et 3 % de FeO et la seconde de grains d'aluminosilicate ( $\text{Mg}_2\text{Fe}_2\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{15}$ ). Pointillés-tirets : (modèle d) mélange de deux populations de grains, une de grains de pyroxène cosmique contenant 15 % de vide et 3 % de FeO et la seconde de grains d'aluminosilicate ( $\text{Mg}_4\text{Fe}_4\text{Al}_2\text{Si}_8\text{O}_{27}$ ) contenant 15 % de vide. Les lignes fines représentent les modèles des silicates et les lignes en gras ces mêmes modèles auxquels on a ajouté l'absorption des glaces. Pointillés : le spectre de glaces ajouté aux modèles des silicates.

espèce pourrait être présente dans la poussière.

#### 4.4.3 IRAS 23151+5912

Dans IRAS 23151, le rapport des bandes des silicates est  $\tau_{9.6}/\tau_{18} \sim 2.2$ , identique à celui de RAFGL7009S et IRAS 19110. La bande à  $9.6 \mu\text{m}$  est à la même position que dans les deux autres sources mais elle est plus large : sa FWHM est de  $2.65 \mu\text{m}$ , une fois l'absorption des glaces soustraite, à comparer à  $2.35 \mu\text{m}$  pour les deux autres sources. D'autre part, le plateau à  $12 - 16 \mu\text{m}$ , entre les deux bandes, est moins

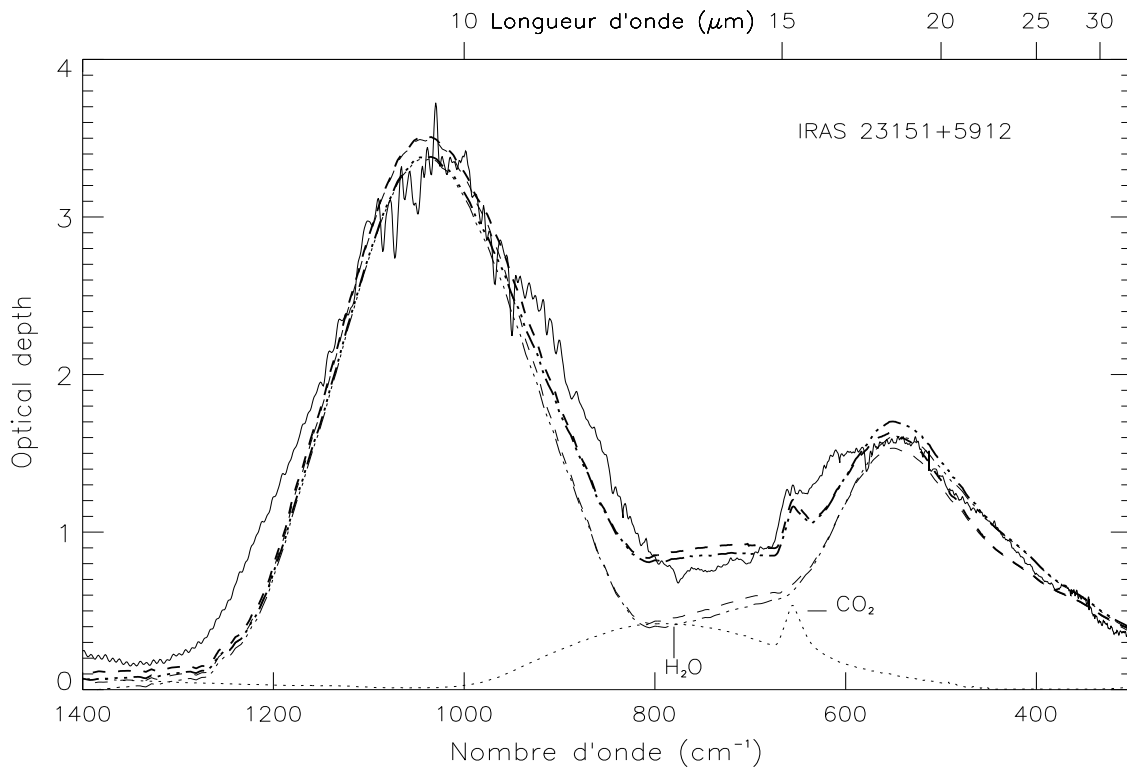


FIG. 4.7: Comparaison du spectre ISO-SWS de IRAS 23151+5912 (le continuum a été soustrait) avec des modèles de grains de silicates sphériques et poreux contenant des oxydes. Tirets longs : (modèle e) mélange de deux populations de grains, une de grains de pyroxène cosmique contenant 25 % de vide et 5 % de FeO et la seconde de grains d'aluminosilicate ( $\text{Mg}_9\text{Fe}_9\text{Al}_2\text{Si}_{18}\text{O}_{57}$ ) contenant 10 % de vide et 5 % de FeO. Pointillés-tirets : (modèle f, idem modèle (d)) mélange de deux populations de grains, une de grains de pyroxène cosmique contenant 15 % de vide et 3 % de FeO et la seconde de grains d'aluminosilicate ( $\text{Mg}_4\text{Fe}_4\text{Al}_2\text{Si}_8\text{O}_{27}$ ) contenant 15 % de vide. Les lignes fines représentent les modèles des silicates et les lignes en gras ces mêmes modèles auxquels on a ajouté l'absorption des glaces. Pointillés : le spectre de glaces ajouté aux modèles des silicates.

prononcé que dans les deux autres spectres et la largeur de la bande à  $18 \mu\text{m}$  est comprise entre celle de RAFGL7009S et de IRAS 19110. Il faut toutefois noter que l'absence de spectre LWS introduit une incertitude plus grande sur la détermination du continuum que pour IRAS 19110 et RAFGL7009S. Or, ceci pourrait entraîner une sous-estimation de l'importance du plateau entre les deux bandes, ainsi que de la largeur de la bande à  $18 \mu\text{m}$ . La bande à  $9.6 \mu\text{m}$  doit cependant moins souffrir de cette incertitude sur le continuum.

Du fait de la forte largeur de la bande à  $9.6 \mu\text{m}$  dans IRAS 23151, il est difficile de trouver un bon ajustement à cette source. La largeur de la bande est augmentée

par l'adjonction d'inclusions d'oxydes et par l'augmentation de la porosité mais simultanément le rapport  $\tau_{9.6}/\tau_{18}$  est réduit. Toutefois, si l'on considère que ce dernier est sous-estimé en raison des incertitudes sur le continuum, la contrainte est relâchée, et il est alors plus facile de reproduire le spectre.

Deux exemples d'ajustement sont montrés à la Figure 4.7. Il s'agit d'un mélange de grains de pyroxène cosmique contenant 25 % de vide et 5 % de FeO et de grains d'aluminosilicate ( $\text{Mg}_9\text{Fe}_9\text{Al}_2\text{Si}_{18}\text{O}_{57}$ ) contenant 10 % de vide et 5 % de FeO. Le deuxième modèle est le même que celui employé pour l'un des deux ajustements de IRAS 19110 (voir Tableau 4.1). On observe qu'à courte longueur d'onde, l'aile de la bande à 9.6  $\mu\text{m}$  est mal reproduite par les deux ajustements. Ce désaccord pourrait être dû à l'absorption d'une espèce non prise en compte dans le modèle, comme par exemple  $\text{SiO}_2$ . Cependant, comme pour le cas de IRAS 19110, seule une modélisation détaillée pourrait permettre de conclure sur la présence de cette espèce dans la poussière autour de cette protoétoile.

## 4.5 Abondances élémentaires de la phase solide réfractaire

Afin de vérifier la validité des ajustements par rapport aux contraintes imposées par le respect des abondances cosmiques, on peut calculer l'abondance du silicium et des autres éléments contenus dans chaque modèle reproduisant les observations. La densité de colonne d'une espèce  $i$  est donnée par :

$$N_i = \frac{\int_{\nu_2}^{\nu_1} \tau_\nu d\nu}{\mathcal{A}_i} \quad (4.1)$$

où  $\int_{\nu_2}^{\nu_1} \tau_\nu d\nu$  est l'intégrale de la profondeur optique d'une bande d'absorption de l'espèce  $i$  ( $\nu$  est le nombre d'onde en  $\text{cm}^{-1}$ ) et  $\mathcal{A}_x$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) est sa section efficace d'absorption intégrée. Cette dernière peut être calculée à partir des constantes optiques de l'espèce en question. Pour la bande à 9.6  $\mu\text{m}$  des silicates on a par exemple :

$$\mathcal{A}_i = \int_{9.6\mu\text{m}} \frac{M}{\mathcal{N}} \kappa d\lambda = \int_{9.6\mu\text{m}} \frac{3Q_{abs}}{4a\rho} \frac{M}{\mathcal{N}} d\lambda \quad (4.2)$$

où  $\mathcal{N}$  est le nombre d'Avogadro,  $M$  la masse molaire de l'espèce  $i$ ,  $\rho$  sa masse volumique,  $\kappa = \frac{3Q_{abs}}{4a\rho}$  le coefficient d'absorption de masse (en  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) et  $Q_{abs}$  est l'efficacité d'absorption calculée à partir des indices optiques. Dans notre cas où les grains sont hétérogènes (contenant des inclusions et de la porosité), on définit les propriétés

Tableau 4.2: Abondance des éléments de la poussière réfractaire dans RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912.

	Composition de la poussière			Résultats des modèles					
	déduite des observations			RAFGL		IRAS		IRAS	
	de la phase gazeuse			7009S		19110		23151	
	(1a)	(1b)	(2)	a	b	c	d	e	f
Si/ $10^6$ H	36	23	18.6	3-16	5-32	4	3.5		
Si	100	100	100	100	100	100	100	100	100
Fe	94	86	158	68	51	56	51	51	51
Mg	108	104	111	52	55	60	53	53	53
Al	$\sim 10^{(3)}$	$\sim 10^{(3)}$	$\sim 10^{(3)}$	13	0	17	10	8	10
O	1323	809	741	346	317	367	311	322	311
Ca	-	-	-	2	4	3	2	2	2

(1) : Savage & Sembach (1996) a : par rapport aux abondances solaires, b : par rapport aux abondances des étoiles B. (2) : Snow & Witt (1996). (3) : Mutschke et al. (1998). Voir le Tableau 4.1 pour la composition de la poussière des modèles (a) à (f).

moyennes d'un matériau fictif de densité  $\rho_{mol} = \rho_{sil}f_{sil} + \rho_{oxydes}f_{oxydes}$  et de masse molaire  $M = (1 - f_{vide} - f_{oxydes})M_{sil} + f_{oxydes}M_{oxydes}$ , où  $f_i$  est la fraction volumique occupée par le vide ou les oxydes et  $\rho_i$  et  $M_i$  sont respectivement la densité et la masse molaire des silicates et des oxydes composant le grain.

La densité de colonne du silicium des modèles reproduisant les observations, calculée à l'aide de la méthode décrite ci-dessus, est  $5.7-11.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  pour RAFGL7009S,  $5.1-5.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  pour IRAS 19110 et  $5.1-9.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  pour IRAS 23151. L'incertitude élevée pour RAFGL7009S est due à la saturation de la bande à  $9.6 \mu\text{m}$ .

Connaissant la densité de colonne de l'hydrogène moléculaire dans RAFGL7009S et IRAS 19110, il est possible, pour ces deux sources de calculer le rapport Si/H afin d'évaluer si la quantité de silicium des modèles reproduisant les bandes des silicates est en accord avec les modèles d'abondance de la phase solide. La densité de colonne de  $\text{H}_2$  dans IRAS 19110, déduite par la modélisation de sa distribution spectrale d'énergie, est  $N_{\text{H}_2} \sim 7.0 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  (Hunter, 1997, Hunter et al., 1997). Le rapport atomique Si/H des meilleurs ajustements est donc de l'ordre de  $4 \times 10^{-6}$ , bien inférieur aux valeurs prédites quelles que soient les abondances de référence adoptées (Tableau 4.2).

La situation est plus confuse pour RAFGL7009S car la densité de  $H_2$  est déterminée avec une plus grande incertitude :  $N_{H_2} \sim 1.7 - 9.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  (McCutcheon et al., 1995). Le rapport Si/H est donc compris entre 3 et  $32 \times 10^{-6}$ . La limite supérieure est en accord avec les abondances cosmiques si l'on choisit pour référence les abondances solaires mais elle est trop élevée si on prend comme référence les abondances des étoiles B ou celles de Snow & Witt (1996). Cependant ce désaccord disparaît si l'on prend la moyenne des densités de  $H_2$  données. Les modèles contiennent donc une quantité de silicium en accord avec les abondances de la phase solide présentées au Tableau 4.2.

Si on suppose que tout le silicium de la phase solide est sous forme de silicates, on peut comparer les abondances des autres éléments de la phase solide réfractaire à celle du silicium. On constate que, indépendamment des abondances de référence choisies, ces éléments (Mg, Fe, O, Al, Ca) respectent également les abondances cosmiques (Tableau 4.2). Le modèle (c) contient légèrement trop d'aluminium par rapport aux abondances de la phase solide et est, de ce point de vue moins satisfaisant que les autres. On note aussi que la poussière dans les modèles contient des quantités de fer et de magnésium plus faibles que ce qui est attendu pour la phase solide. Ceci suggère que ces éléments pourraient être présents sous une autre forme solide, sans transition observable dans l'infrarouge, comme par exemple des inclusions de fer métallique dans les grains.

## 4.6 Contraintes sur les abondances des silicates

Nous avons effectué, dans les trois protoétoiles, une étude détaillée de la composition des grains de silicates amorphes. Ceux-ci sont principalement constitués de pyroxènes et éventuellement d'aluminosilicates. Or les résultats du chapitre précédent montrent qu'à leur formation, les silicates sont essentiellement composés d'olivine et qu'une fraction de ces silicates est cristalline. Il est donc intéressant de déterminer la quantité de silicates cristallins et d'olivine amorphe qui pourraient être présents, autour des trois protoétoiles étudiées, tout en restant indétectables dans le spectre.

L'étude de la composition de la poussière silicatée des objets protostellaires, réalisée précédemment repose sur l'hypothèse que les grains dans ces objets sont suffisamment froids pour que l'on puisse négliger le transfert de rayonnement. Pour obtenir une information quantitative fiable, il est cependant préférable de tenir compte de la distribution de température des grains et donc de prendre en compte les effets



Tableau 4.3: Paramètres de la modélisation du transfert radiatif des trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS23151+5912.

	$T_*$ (K)	$T_{cav}$ (K)	$\beta$
RAFGL7009S	40000	600	1.4
IRAS 19110+1045	43000	600	0
IRAS23151+5912	43000	700	1.4

$T_*$  est la température de l'étoile centrale,  $T_{cav}$ , la température de la cavité interne et  $\beta$  détermine la loi de densité de l'enveloppe de poussière ( $\propto r^{-\beta}$ ). Pour RAFGL7009S,  $T_*$  et  $\beta$  sont en accord avec Dartois et al. (1998), pour IRAS 19110,  $T_*$  et  $\beta$  sont en accord avec Faison et al. (1998). Les valeurs de  $T_{cav}$  ont été déterminées de façon à ce que le flux observé aux courtes longueurs d'onde soit reproduit par les modèles.

du transfert de rayonnement. L'utilisation d'un programme de transfert radiatif pour modéliser les trois protoétoiles, qui nous permet de déterminer l'abondance relative des différentes composantes de la poussière, permet en outre de confirmer que l'approche utilisée au paragraphe précédent pour étudier la composition de la poussière est valide puisque les modèles de poussière déterminés permettent de reproduire correctement les spectres.

#### 4.6.1 Modélisation du transfert radiatif

Le modèle utilisé pour l'étude des trois protoétoiles est le même que celui utilisé pour l'étude des étoiles OH/IR, voir le Paragraphe 3.3.2 pour la description de celui-ci. Dans ce paragraphe, nous présentons la modélisation des spectres réalisée en utilisant un des jeux de constantes optiques déterminées précédemment pour chacune des protoétoiles. Cette démarche nous permet de vérifier que ces constantes optiques, qui ont été déterminées en négligeant le transfert de rayonnement, permettent néanmoins de reproduire correctement les bandes des silicates des trois objets. Les paramètres du modèle sont la température de l'étoile centrale,  $T_*$ , la température de la cavité interne de l'enveloppe de poussière,  $T_{cav}$ , et la loi de densité de l'enveloppe de poussière ( $\propto r^{-\beta}$ ) (Tableau 4.3).

La Figure 4.8 présente les résultats de la modélisation avec les paramètres indiqués au Tableau 4.3 pour chacune des sources, et les constantes optiques des modèles de silicates calculés précédemment (modèles (b), (c) et (f) pour, respectivement,

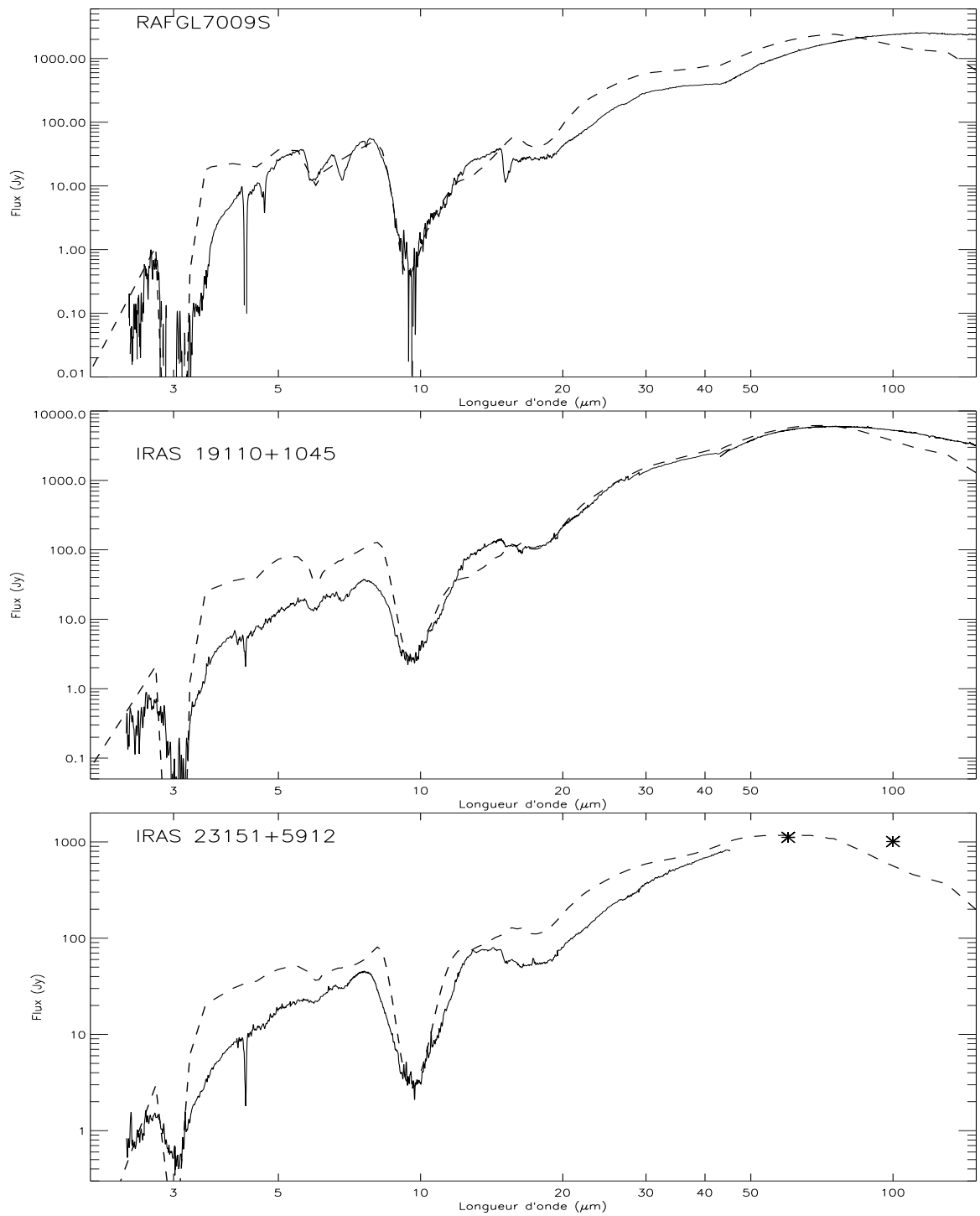


FIG. 4.8: Modélisation de la distribution spectrale d'énergie de RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912. Les constantes optiques utilisées pour la modélisation correspondent aux modèles du tableau 4.2 : (b) pour RAFGL7009S, (c) pour IRAS 19110 et (f) pour IRAS 23151. Tirets : résultats de la modélisation ; traits pleins : observations ISO, voir texte pour la comparaison des deux.

RAFGL7009S, IRAS 19110 et IRAS23151). Pour tenir compte de la composante de matière carbonée de la poussière interstellaire, environ 40 % de graphite (par rapport à la masse des silicates amorphes) ont été ajoutés aux silicates (les constantes optiques sont tirées de Draine & Lee (1984)). La comparaison des observations et des spectres modélisés montre que la forme des bandes des silicates est bien reproduite par le modèle. Il y a toutefois plusieurs zones de désaccords, notamment aux longueurs d'onde inférieures à  $8 \mu\text{m}$  et supérieures  $20 \mu\text{m}$ .

Tout d'abord on constate que le problème du flux entre 3 et  $8 \mu\text{m}$  rencontré pour les étoiles OH/IR se pose également pour les protoétoiles. Comme précédemment, ce problème pourrait être dû à la diffusion qui n'est pas prise en compte dans le calcul de transfert (Paragraphe 3.3.4). La diffusion est également en partie à l'origine de la mauvaise reproduction de l'aile rouge de la bande de la glace d'eau à  $\sim 3 \mu\text{m}$ . La forme de celle-ci est en effet due à la diffusion de la lumière par des grains de taille de l'ordre de  $0.5 \mu\text{m}$  ainsi qu'à la possible présence d'autres molécules absorbantes dans les manteaux (Dartois & d'Hendecourt, 2000). Or, dans les modèles, les grains ont une taille unique de  $0.1 \mu\text{m}$ .

Ce problème de l'opacité entre 3 et  $8 \mu\text{m}$  pourrait en partie expliquer la mauvaise reproduction de l'aile courte longueur d'onde du mode d'élongation des silicates dans IRAS 23151 et IRAS 19110. En effet pour RAFGL7009S il n'y a pas de problème entre 3 et  $8 \mu\text{m}$  et l'aile bleue de la bande des silicates est bien reproduite. Cependant, la comparaison des bandes dans les trois sources montre que la forme de l'aile bleue du mode d'élongation est différente dans RAFGL7009S et dans les deux autres sources. Ceci a déjà été remarqué lors de l'étude qualitative (Paragraphe 4.4) et il est donc également possible que la mauvaise reproduction de la bande soit due à une composante de la poussière non prise en compte dans la modélisation.

La reproduction des spectres aux longueurs d'onde supérieures à  $\sim 15 \mu\text{m}$  n'est pas satisfaisante : la forme des spectres est bien reproduite mais le flux des modèles est trop élevé. Il peut y avoir à cela plusieurs raisons. (i) : il est possible qu'un affinement des paramètres du modèle permette d'améliorer l'ajustement entre les spectres. (ii) : le problème pourrait aussi venir des constantes optiques déterminées au Paragraphe 4.4. En effet, dans la méthode décrite à ce paragraphe, une mauvaise détermination du continuum peut induire une sous-estimation de la profondeur de la bande à  $18 \mu\text{m}$  et donc une détermination faussée de la composition de la poussière, c'est-à-dire de ses constantes optiques. Cette explication semble d'autant plus valable pour IRAS 23151 car l'incertitude sur la détermination du continuum est plus importante que pour

les deux autres sources. *(iii)* : ce problème pourrait également provenir de la façon dont sont modélisés les manteaux de glaces. En effet, dans le modèle, les efficacités d'extinction sont simplement additionnées. Or, on a vu que cette méthode entraînait une sous-estimation du flux dans l'aile grande longueur d'onde de la bande à  $18 \mu\text{m}$  (Paragraphe 2.8.3, Figure 2.11). Il est donc possible que la modélisation des manteaux de glace avec des grains entourés d'un manteau permette de reproduire plus correctement les observations. *(iv)* : finalement, la forme des grains pourrait également expliquer le désaccord observé. En effet, adopter une distribution de formes de type CDE et non plus des grains sphériques aura pour effet d'élargir les deux bandes des silicates (Paragraphe 2.7) et pourrait donc améliorer la reproduction des bandes et de la région aux longueurs d'onde supérieures à  $\sim 15 \mu\text{m}$ .

La prise en compte du transfert de rayonnement, qui nécessite l'utilisation d'un modèle, dépend d'un certain nombre de paramètres intervenant dans la modélisation (température de l'étoile, de la cavité interne de la coquille de poussière, distribution de densité de la poussière, géométrie de la source). Ces paramètres s'ajoutent à ceux de l'étude de la composition de la poussière (taille, forme, hétérogénéité, porosité des grains). Du fait de l'augmentation du nombre de paramètres, la reproduction des spectres, obtenus en modélisant le transfert de rayonnement, paraît moins satisfaisante que lorsque l'on négligeait le transfert de rayonnement (Figures 4.8, 4.5, 4.6 et 4.7). D'autre part, l'augmentation du nombre de paramètres a aussi pour effet de relâcher les contraintes sur le choix de la forme des grains et des méthodes de modélisation des grains eux-mêmes (porosité, manteaux). En effet, on constate que les modifications introduites par chacun de ces paramètres restent compatibles avec, et pourraient même améliorer, l'accord entre les spectres modélisés en prenant en compte le transfert de rayonnement et les spectres observés. Or, ces modifications ne semblent pas compatibles au vu de l'accord entre les observations et les spectres modélisés en négligeant le transfert de rayonnement. Finalement, l'accord raisonnable entre les modèles et les observations confirme qu'il était bien justifié de négliger le transfert de rayonnement, et donc de réduire le nombre de paramètres libres, pour étudier la composition de la poussière.

#### 4.6.2 Composante cristalline de la poussière

Aucune bande caractéristique des silicates cristallins n'est détectée dans les spectres des trois protoétoiles, que ce soit en émission ou en absorption. Afin d'établir une limite supérieure de la quantité de silicates cristallins présents dans la poussière au-

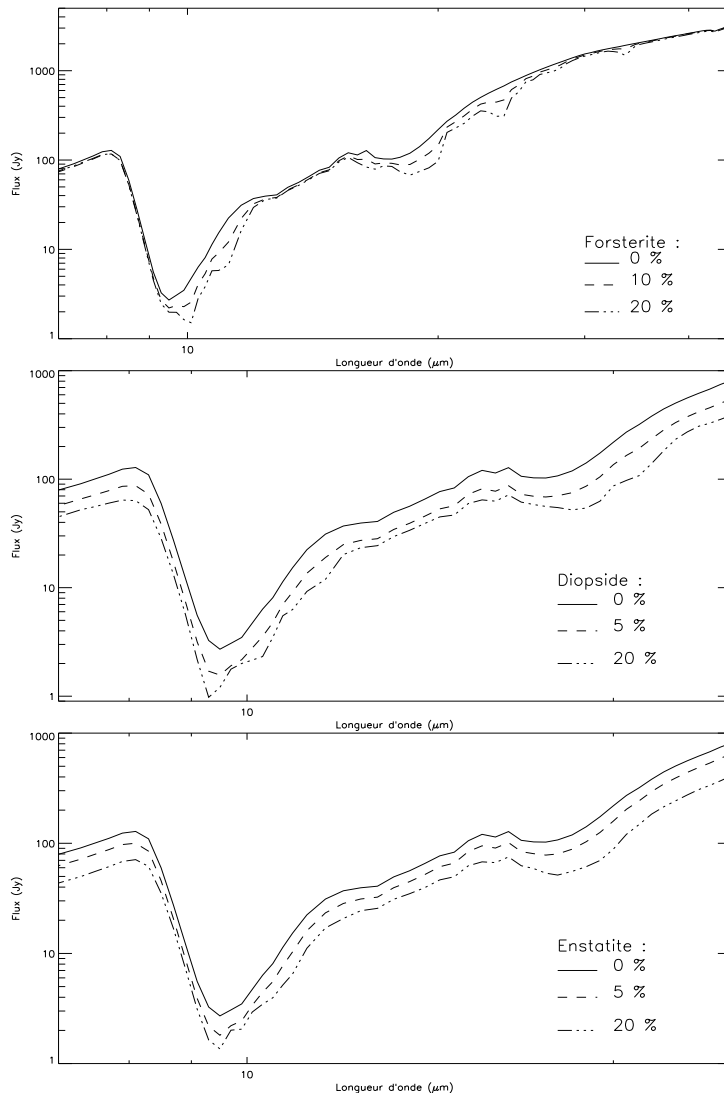


FIG. 4.9: Effet de la cristallinité de la poussière sur un spectre caractéristique des protoétoiles. Les paramètres du modèles sont ceux de IRAS 19110+1045. Pour le diopside et l'enstatite, les spectres ont été décalés par souci de clarté. La poussière autour des protoétoiles étant très froide, les bandes des espèces cristallines apparaissent dans les spectres en absorption entre 8 et 50  $\mu\text{m}$ .

tour de ces trois objets, les espèces cristallines identifiées autour des étoiles évoluées (forstérite, enstatite et diopside) ont été ajoutées à la poussière dans les modèles présentés à la Figure 4.8.

La Figure 4.9 montre de quelle manière les bandes des silicates cristallins apparaissent dans les spectres modélisés de protoétoiles massives (les paramètres du modèle sont ceux de IRAS 19110). On remarque que dans ce type d'environnement toutes les bandes des silicates apparaissent dans les spectres en absorption, et non en émission comme c'est le cas dans les spectres des étoiles OH/IR, traduisant ainsi le fait que la poussière silicatée est plus froide autour des protoétoiles qu' autour des étoiles OH/IR. Les bandes de la forstérite sont plus contrastées que celle des pyroxènes (diopside et

enstatite), ce qui permet de la détecter dans les spectres pour des abondances plus faibles que pour les pyroxènes. La quantité de forstérite est contrainte par l'apparition des bandes à  $\sim 10.0$  et  $23.8 \mu\text{m}$ . La quantité de pyroxènes (enstatite et diopside) est quant à elle contrainte par l'apparition de la bande à  $\sim 9.3 - 9.6 \mu\text{m}$ , présente dans les spectres des deux minéraux, et par le décalage du mode de déformation vers les grandes longueurs d'onde.

La comparaison des simulations avec les observations montre que la quantité maximale de silicates cristallins qui pourraient être présents dans les trois sources est de  $\sim 7 \%$  de la masse totale des silicates pour IRAS 19110 et de  $\sim 13 \%$  pour RAFGL7009S et IRAS 23151. Une quantité non négligeable de silicates cristallins pourrait donc être présente dans la poussière tout en restant indétectable. Ces quantités sont sensiblement supérieures aux estimations de  $\sim 1 - 2 \%$  réalisées sans prendre en compte le transfert de rayonnement (Demyk et al., 1999). Ceci souligne donc la nécessité de modéliser le transfert de rayonnement pour déterminer les abondances relatives des différentes composantes de la poussière.

### 4.6.3 Composante d'olivine amorphe

L'étude des silicates menée pour les étoiles OH/IR nous a permis de montrer que les silicates amorphes y sont majoritairement composés d'olivine (à plus de 90 %). Les résultats de la modélisation des grains pour les trois protoétoiles montrent que les pyroxènes et les aluminosilicates donnent un meilleur ajustement des bandes des silicates amorphes. Nous avons donc entrepris de quantifier la proportion d'olivine amorphe de la poussière autour des trois protoétoiles. Pour ce faire, de l'olivine amorphe ( $\text{MgFeSiO}_4$ ) a été ajoutée à la poussière dans le modèle.

La Figure 4.10 montre les résultats des modèles avec différentes quantités d'olivine amorphe. La présence de l'olivine se traduit par le décalage du mode d'élongation des silicates vers les grandes longueurs d'onde et la diminution du rapport  $\tau_{9.6}/\tau_{18}$ . Si la teneur en olivine est trop forte, le décalage de la bande à  $9.6 \mu\text{m}$  est tel qu'il ne permet plus de reproduire les observations. On peut ainsi estimer que la quantité d'olivine présente dans la poussière autour des trois protoétoiles n'excède pas  $\sim 20 \%$  de la masse des silicates amorphes.

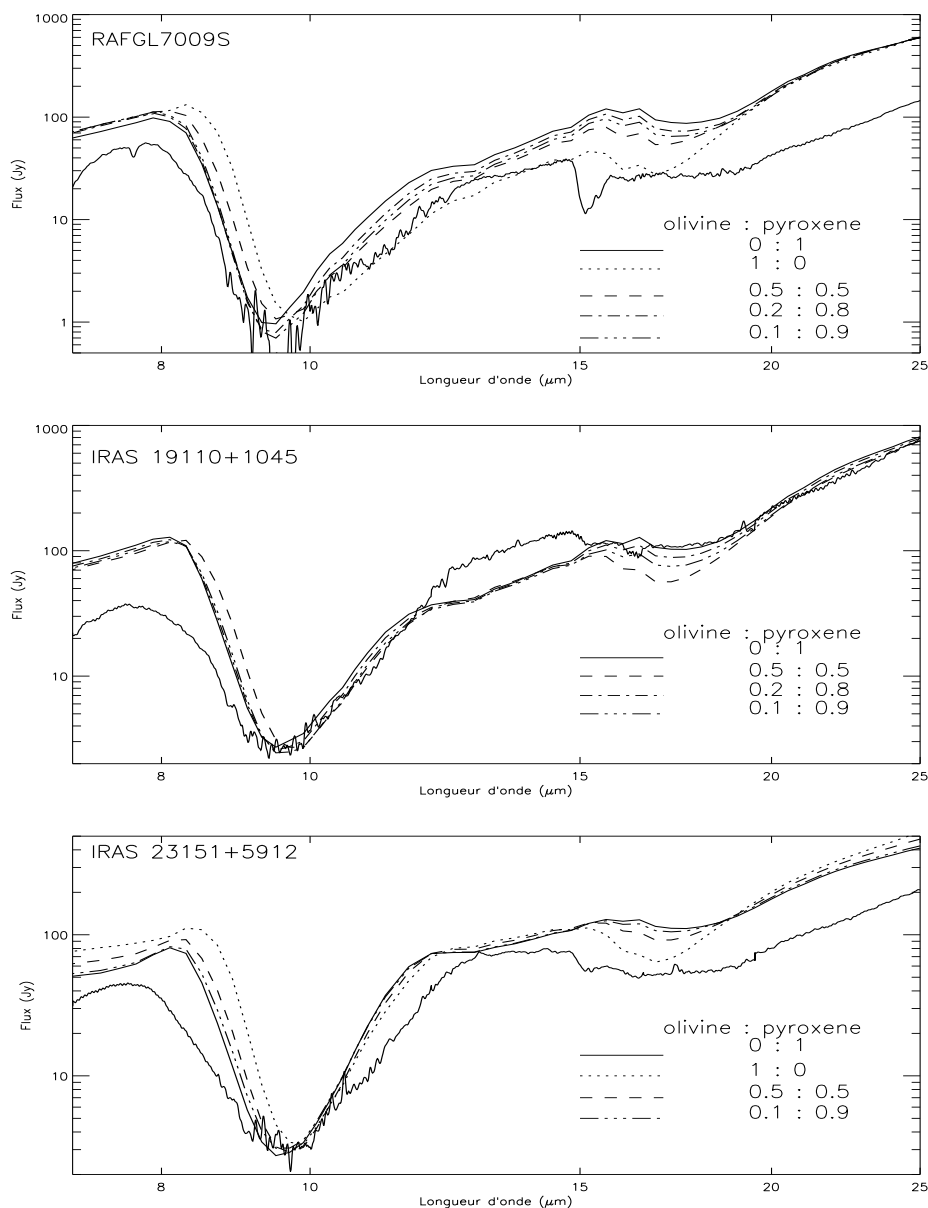


FIG. 4.10: Détermination de la quantité d'olivine amorphe présente dans la poussière autour des trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110 et IRAS 23151. Les modèles contiennent différentes quantités d'olivine. Trait plein : meilleur ajustement pour chaque source (voir légende Figure 4.8). Quantités respectives d'olivine et de pyroxène amorphe : 1 - 0 (pointillés), 0.5 - 0.5 (tirets), 0.2 - 0.8 (tirets- triple pointillés), 0.1 - 0.9 (pointillés-tirets).

## 4.7 Conclusion

Dans un premier temps nous avons déterminé la composition de la poussière autour des trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912 en

modélisant les bandes des silicates à 9.6 et 18  $\mu\text{m}$  et en faisant l'hypothèse que le transfert de rayonnement peut être négligé car les grains sont froids. Dans un deuxième temps, la distribution de température des grains a été prise en compte afin de déterminer quantitativement la proportion relative de différentes composantes des silicates (silicates cristallins, olivine amorphe) présents dans les sources.

La prise en compte du transfert de rayonnement montre que l'hypothèse, selon laquelle le transfert peut être négligé dans ces sources car les grains sont froids, est pertinente puisque les compositions qualitatives proposées pour chacune des sources ne sont pas remises en cause. D'autre part, l'utilisation du modèle de transfert, en augmentant le nombre de paramètres libres de la modélisation, relaxe les contraintes sur un certain nombre de paramètres de la modélisation de la poussière (forme des grains et méthode de modélisation des manteaux).

**L'étude de la composition de la poussière montre que les bandes observées sont, dans les trois sources, le mieux reproduites par des grains de pyroxènes et d'aluminosilicates amorphes plutôt que par des grains d'olivine amorphe. La quantité d'olivine amorphe maximale pouvant être présente dans la poussière, estimée à l'aide du modèle de transfert, est de  $\sim 20\%$  pour les trois protoétoiles. D'autre part, la grande largeur des bandes observée ne peut être reproduite qu'avec des grains poreux contenant des inclusions d'oxydes de fer (FeO). En particulier, la porosité des grains permet de reproduire la largeur du mode d'élongation à 9.6  $\mu\text{m}$  et l'oxyde de fer, FeO, l'aile à grande longueur d'onde du mode de déformation à  $\sim 18\ \mu\text{m}$ . L'aluminium présent dans les aluminosilicates permet de reproduire le plateau entre ces deux bandes.**

Dans ces trois sources protostellaires, les bandes des silicates sont parfaitement lisses et sans structure. D'autre part, les bandes à grandes longueurs d'onde caractéristiques des silicates cristallins ne sont pas détectées dans leurs spectres. **Les silicates dans ces trois sources sont donc principalement amorphes. La quantité maximale de silicates cristallins qui pourraient être présents dans les sources sans être détectables s'élèvent à  $\sim 7\%$ , par rapport à la masse totale des silicates, pour IRAS 19110 et  $\sim 13\%$  pour IRAS 23151 et RAFGL7009S.** Ces résultats indiquent que la composition chimique et la structure des grains silicatés sont différentes dans les objets protostellaires et dans les étoiles évoluées, où ils sont formés (Chapitre 3).





# Chapitre 5

## L'évolution des silicates dans le MIS

Nous avons, aux Chapitres 3 et 4, effectué une étude détaillée de la composition et de la structure de la poussière silicatée à sa formation, autour des étoiles évoluées et au terme de son séjour dans le MIS, dans les objets protostellaires. La comparaison des résultats de ces deux chapitres montre qu'il existe des différences sensibles de composition et de structure entre la poussière silicatée observée dans ces deux types d'environnements. Ces différences reflètent le vieillissement des grains dans le MIS, c'est-à-dire leur évolution physico-chimique résultant de différents mécanismes physiques : collisions gaz-grain et grain-grain, irradiation photonique, irradiation par les rayons cosmiques, des ions...

Dans ce chapitre, la composition et la structure des grains silicatés autour des étoiles évoluées et des protoétoiles sont comparées afin de mettre en évidence l'évolution physico-chimique de ceux-ci. Parmi les processus physiques susceptibles de modifier la nature des grains de poussière dans le MIS, nous considérons les effets de l'irradiation des grains silicatés par des ions énergétiques produits par la propagation des ondes de choc résultant de l'explosion des supernovae. Les résultats de

simulations expérimentales d'irradiation d'olivine cristalline par des ions  $\text{He}^+$  de 4 et 10 keV sont exposés. Ils montrent que les modifications physico-chimiques de l'olivine irradiée sont compatibles avec celles observées pour les grains silicatés interstellaires. Les implications astrophysiques sont ensuite discutées.

## 5.1 Les silicates, de leur formation à leur destruction

Les résultats des études sur la composition et la structure de la poussière silicatée menées aux Chapitres 3 et 4 sur les étoiles évoluées et sur les protoétoiles sont rappelés au Tableau 5.1. La comparaison de ces résultats met en évidence un changement dans la composition physico-chimique des silicates à leur formation (autour des étoiles en fin de vie) et à la fin de leur évolution (autour des protoétoiles). En ce qui concerne leur composition, on constate que les silicates sont, à leur formation, majoritairement composés d'olivines amorphes alors qu'au terme de leur évolution, ils sont principalement composés de pyroxènes, et éventuellement d'aluminosilicates, amorphes avec des inclusions d'oxyde. D'autre part, environ 25 à 35 % des silicates nouvellement formés sont cristallins, alors que dans les protoétoiles aucun silicate cristallin n'a été détecté. Enfin, les grains autour des protoétoiles sont poreux alors qu'ils sont compacts à leur formation. Notons toutefois que cette comparaison et le constat d'évolution qui peut en découler ne reposent que sur quelques sources, 2 étoiles OH/IR et 3 protoétoiles. Il est donc important de prendre en compte les résultats d'autres études similaires réalisées sur d'autres objets.

### 5.1.1 Evolution de la composition chimique

L'appréciation de la différence de composition entre les silicates observés autour des étoiles évoluées, dans le MIS et autour des objets protostellaires repose sur la comparaison de leurs caractéristiques spectrales dans ces différents environnements. On constate en effet que, de manière générale, le mode d'élongation des silicates amorphes, dont la position du maximum se situe à  $\sim 9.8 \mu\text{m}$  autour des étoiles AGB et dans le MIS, est observé à  $\sim 9.6 \mu\text{m}$  autour des protoétoiles (par exemple Dorschner et al. (1988)). Un tel décalage spectral, constaté aussi bien dans des sources en émission qu'en absorption ne peut être dû à des effets de transfert de rayonnement et s'explique naturellement par un changement de composition des silicates.

A partir de constantes optiques de divers silicates amorphes, Dorschner et al. (1988, 1995) identifient les silicates des étoiles en fin de vie à de l'olivine amorphe, et ceux des protoétoiles à des pyroxènes amorphes. Notre étude, qui porte sur des sources différentes, aboutit à la même conclusion. D'autre part, Bowey et al. (1998) observent que le mode d'élongation des silicates du milieu interstellaire diffus est bien reproduit avec de l'olivine amorphe alors que dans les objets protostellaires il l'est avec de l'enstatite amorphe. De plus, ces auteurs se basent sur des comparaisons des observations avec des spectres de laboratoire de silicates amorphes différents de ceux utilisés dans notre étude et celle de Dorschner et al. (1988). L'identification des silicates, avec de l'olivine amorphe dans le MIS et autour des étoiles évoluées, et avec des pyroxènes amorphes dans les protoétoiles, à laquelle aboutissent plusieurs études indépendantes semble donc être un résultat général.

Outre la différence de composition globale entre les silicates autour des étoiles évoluées et des protoétoiles, notre étude montre que les grains silicatés autour des objets protostellaires ont une composition hétérogène. Ils sont en effet composés de pyroxènes mais aussi d'un autre type de silicates, les aluminosilicates, et contiennent des inclusions d'oxydes. En revanche, à leur formation, les grains silicatés ont une composition homogène, principalement d'olivine amorphe. L'hétérogénéité de la composition des silicates présents dans le milieu interstellaire a également été proposée par divers auteurs afin de reproduire l'opacité observée dans l'infrarouge proche (Ossenkopf et al. (1992) et références citées) ou bien pour expliquer les différences d'abondance de la phase gazeuse en éléments réfractaires (Mg, Fe, Si...) observées entre les phases denses et diffuses du MIS (Savage & Sembach, 1996).

### 5.1.2 Evolution de la structure

Comme pour la composition, l'étude de l'évolution de la structure de la poussière est basée sur les caractéristiques spectrales des silicates cristallins entre 10 et 50  $\mu\text{m}$ . Les spectres ISO ont révélé la présence, autour des étoiles évoluées, d'une composante cristalline de la poussière. Plusieurs études quantitatives réalisées sur différents objets montrent que la proportion de silicates cristallins détectés varie entre 7 et 75 % de la masse totale des silicates (Waters et al., 1998, Molster et al., 1999a, Molster et al., 1999b). Les résultats de notre étude sur les deux étoiles OH/IR IRAS 17411-3154 et IRAS 17004-4119 indiquent la présence de 20 à 25 % de silicates cristallins (par rapport à la masse totale des silicates) autour de ces deux objets. Cependant, il est important de noter que les silicates cristallins ne sont pas observés dans les spectres

Tableau 5.1: Structure et composition des silicates à différents stades de leur évolution.

	Olivine		Pyroxène	
	amorphe	cristalline	amorphe	cristalline
Etoiles évoluées	$\geq 90 \%$	$\sim 5 - 15 \%$	$\leq 10 \%$	$\sim 20 \%$
MIS	oui	non ?	non ?	non ?
Protoétoiles	$\leq 20 \%$	$\leq 5 \%$	$\geq 90 \%$	$\leq 10 \%$

Les valeurs sont celles déterminées pour les étoiles évoluées OH/IR IRAS 17004-4119 et IRAS 17411-3154 et pour les trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912. Les pourcentages sont relatifs à la masse des silicates amorphes. Les points d'interrogation indiquent que ces composantes de la poussière n'ont, à ce jour, pas été détectées ou identifiées dans le MIS.

de toutes les étoiles évoluées (par exemple Sylvester et al. (1999)). D'autre part, ISO a mis en évidence la présence d'une composante cristalline de poussière autour des étoiles jeunes de type Herbig Ae, T Tauri (ces étoiles sont plus évoluées que les objets protostellaires et peuvent être entourées d'un disque), pouvant représenter jusqu'à  $\sim 10 \%$  de la masse des silicates (Malfait et al., 1998, Bouwman et al., 2000).

Dans le MIS et dans les sources protostellaires, les bandes des silicates cristallins sont absentes. Bowey et al. (1998) ont réalisé une étude des silicates dans le milieu interstellaire diffus et dense, basée sur des observations au sol du mode d'élongation des silicates. Ils ne trouvent dans les spectres aucune indication d'une possible présence de silicates cristallins. A partir d'une possible bande à  $10.4 \mu\text{m}$ , ils concluent cependant que de la serpentine cristalline pourrait être le seul silicate cristallin présent dans les spectres. Cette identification est pourtant peu probable, car la serpentine est un silicate hydraté présentant des bandes de vibration vers  $3 \mu\text{m}$  qui n'ont jamais été détectées dans le MIS. Cesarsky et al. (2000) suggèrent la présence de silicates cristallins d'origine interstellaire dans le spectre ISOCAM-CVF de  $\theta^2$  Ori A. Cependant, les spectres CVF ont une résolution spectrale faible et l'étude du spectre ISO-SWS et la modélisation de la bande sont nécessaires pour confirmer ce résultat et le considérer comme une détection. Une étude en cours placera une limite supérieure de  $1 \%$  à la quantité de silicates cristallins présents vers le Centre Galactique (Vriend et al., en préparation, Molster (2000)). Autour des trois protoétoiles RAFGL7009S, IRAS 19110+1045 et IRAS 23151+5912, nous n'avons pas détecté les bandes spectrales caractéristiques des silicates cristallins. La limite supérieure déterminée pour ces objets est assez élevée ( $7$  à  $13 \%$  de la masse totale des silicates). Toutefois, si la

limite de 1 % proposée pour le Centre Galactique (et donc représentative des nuages moléculaires au sein desquels naissent les étoiles), se confirme, alors la limite autour des protoétoiles, dans lesquelles on observe le nuage moléculaire en train de s’effondrer, pourrait être la même.

Plusieurs interrogations découlent de l’observation des silicates cristallins (Paragraphe 1.2.2). Parmi celles-ci, nous nous sommes attachés à comprendre les différences de structure et de composition des silicates observés autour des étoiles évoluées et des protoétoiles, et en particulier à comprendre pourquoi les signatures des silicates cristallins sont absentes des spectres du MIS et des protoétoiles.

Il peut y avoir à cela deux raisons simples : la structure cristalline des silicates peut être détruite dans le MIS ou bien les bandes spectrales des silicates cristallins deviennent invisibles dans les spectres. Si on observait les bandes des silicates cristallins dans le spectre de toutes les étoiles évoluées formant des silicates, la seule explication pour expliquer l’absence de ces bandes dans le MIS ou dans les protoétoiles serait la destruction, c’est-à-dire l’amorphisation, de la composante cristalline. Cependant, les spectres des étoiles évoluées de faible perte de masse ne présentent pas les bandes des silicates cristallins (Cami et al., 1998, Sylvester et al., 1999). Cette absence est mal comprise. Elle pourrait s’expliquer, soit si ces étoiles ne forment pas de silicates cristallins (Sogawa & Kozasa, 1999), soit si ceux-ci ne sont pas détectables en raison du transfert de rayonnement (Kemper et al., 2000) (Paragraphe 3.4.2). Il est donc possible que la composante cristalline des silicates nouvellement formés soit “diluée” dans le MIS avec les silicates amorphes formés autour des étoiles de faible et forte perte de masse. Si cette dilution est suffisamment forte, les silicates cristallins pourraient ne pas être assez abondants pour que leurs bandes soient détectables dans les spectres du MIS. Si, par contre, les étoiles de faible perte de masse synthétisent tout de même des silicates cristallins, indétectables, alors il devient à nouveau nécessaire de faire appel à la destruction (amorphisation) des silicates cristallins dans le MIS. D’autre part, si la limite supérieure sur la quantité de silicates cristallins dans le MIS de 1 % est confirmée (Vriend et al., en préparation, Molster (2000)), il est alors également nécessaire d’amorphiser les silicates cristallins pour expliquer les observations.

## 5.2 L'irradiation de la poussière silicatée

### 5.2.1 Pourquoi l'irradiation ?

Tout au long de son évolution, la poussière est constamment soumise à l'irradiation des photons, des rayons cosmiques ou des atomes ionisés et accélérés dans les chocs se propageant dans le MIS. De nombreux travaux expérimentaux ont montré que cette irradiation, qu'elle soit photonique ou ionique, joue un rôle important dans l'évolution des manteaux de glaces recouvrant les grains et dans celle de la matière carbonée. Elle induit en effet une riche chimie qui permet la fabrication de diverses molécules dont la formation dans la phase gazeuse est très peu efficace (Moore (1999), Schutte (1999), Dartois (1998) et références citées). D'autre part, l'irradiation des glaces est aussi importante pour expliquer la présence de certains composés dans les comètes et les surfaces planétaires (Strazzulla (1998) et références citées).

Les effets de l'irradiation ionique sur les silicates ont surtout été étudiés en planétologie pour l'étude du régolite lunaire et du vent solaire (Borg, 1982, Borg et al., 1982), et plus récemment pour l'étude des grains interplanétaires (Bradley, 1994, Dukes et al., 1999). Les seules études existantes appliquées aux grains interstellaires sont celles de Day (1977) et Kraetschmer & Huffman (1979). Si Day (1977) ne parvient pas à modifier la structure cristalline des grains lors d'expériences d'irradiation (avec des ions  $H^+$  de 1.5 MeV), les autres études montrent qu'il est possible de la détruire et de l'amorphiser à l'aide d'ions, d'énergie et de dose très variées (ions  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $Ne^+$  d'énergies allant du keV au MeV). D'autre part, les expériences de Bradley (1994) et Dukes et al. (1999) montrent que l'irradiation (par des ions  $H^+$  et  $He^+$  de 20 et 4 keV, respectivement) peut induire des modifications de la composition de divers matériaux silicatés (olivines, pyroxènes).

Ce sont ces résultats, et l'importance des phénomènes d'irradiation mise en évidence par les expériences sur les glaces interstellaires, qui nous ont amené à étudier les modifications structurales, mais aussi chimiques, induites par l'irradiation ionique, ceci afin de déterminer si un tel processus pourrait expliquer l'évolution observée des silicates dans le MIS.

### 5.2.2 Principes de l'irradiation ionique d'un solide

Lors de l'irradiation d'un solide, l'ion incident interagit avec la cible et est ralenti. Si celle-ci est suffisamment épaisse l'ion peut y rester implanté, sinon, il en ressort

avec une énergie cinétique plus faible. Ce ralentissement est dû à l'interaction de l'ion avec la cible par collision : par collisions nucléaires élastiques avec les atomes de la cible ou par collisions électroniques inélastiques avec le cortège électronique des atomes de la cible (Johnson, 1990). Les collisions nucléaires provoquent des cascades de collisions qui vont endommager l'arrangement cristallin de la cible, conduisant ainsi à une amorphisation progressive du matériau. Les atomes de la cible impliqués dans les cascades de collisions sont déplacés. Si leur énergie est suffisante, qu'ils sont proches de la surface et que leur recul est dirigé vers l'arrière, ils vont être éjectés de la cible, c'est la pulvérisation. D'autre part, les atomes de la cible peuvent être ionisés par collisions électroniques avec les ions incidents, et éjectés de leur position par répulsion électrostatique. La pulvérisation, l'implantation des ions et les collisions électroniques peuvent également entraîner des changements de stœchiométrie de la cible.

Le flux d'ions nécessaire pour amorphiser un solide,  $F_{am}$ , (en ions/cm<sup>2</sup>) est proportionnel à :

$$F_{am} \propto \frac{DPA_{am}}{DPA_{ion}} \quad (5.1)$$

où  $DPA_{am}$  (en atomes/cm<sup>2</sup>/Å) est le nombre d'atomes par unité de volume qu'il faut déplacer pour amorphiser un minéral donné et  $DPA_{ion}$  (en atomes/ions/Å) est le nombre d'atomes déplacés par un ion incident sur une profondeur de 1 Å.  $DPA_{am}$  est intrinsèque au minéral et est donc constant. Par contre,  $DPA_{ion}$  dépend de la nature de l'ion, de son énergie ainsi que de la composition de la cible.

Il est possible de modéliser ce  $DPA_{ion}$  en utilisant des codes simulant les cascades de collisions et donc de comparer les flux d'amorphisation en fonction du type d'ion et de son énergie (le  $DPA_{am}$  étant constant, il n'est pas nécessaire de le connaître pour effectuer la comparaison). Nous avons dans cette étude utilisé le programme TRIM (TRansport of Ions in Matter, Ziegler et al. (1996)). Ce programme utilise un algorithme de Monte Carlo pour simuler la trajectoire d'un ion dans une cible de matière et la cascade de collisions provoquée par cet ion. Il génère 4 nombres aléatoires déterminant, pour chaque ion incident, le paramètre d'impact, la nature de l'atome de la cible avec lequel la collision va avoir lieu, le libre parcours moyen de l'ion dans la cible et l'angle entre le plan de la trajectoire de l'ion et le plan défini par l'ion et l'atome après la collision. L'utilisateur choisit la nature de l'ion incident et son énergie ainsi que la composition et la densité de la cible. La principale limitation de TRIM vient du fait que les calculs ne tiennent pas compte de l'abrasion de la cible, qui a lieu pour les flux élevés ( $\geq 10^{17}$  ions/cm<sup>2</sup>) et les basses énergies ( $\leq 100$  keV),



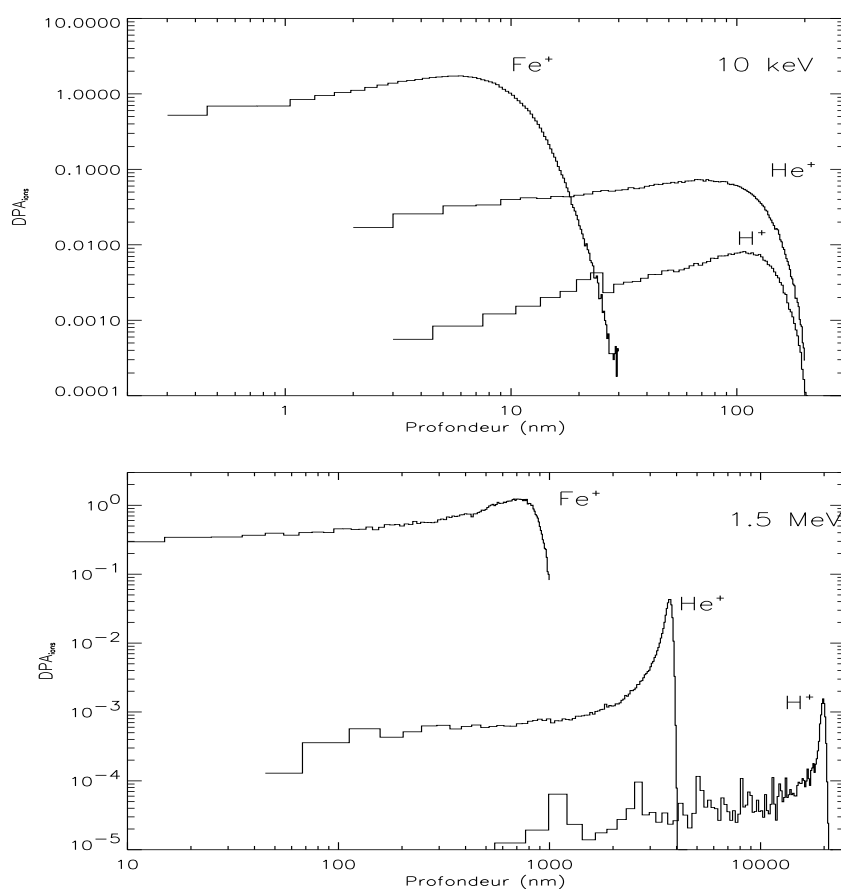


FIG. 5.1: Nombre d'atomes déplacés par ion/Å pour plusieurs types d'ions incidents ( $H^+$ ,  $He^+$  et  $Fe^+$ ) et plusieurs énergies (10 keV et 1.5 MeV).

et qui entraîne un changement de stœchiométrie et de densité de la cible.

Des simulations réalisées avec des ions  $H^+$ ,  $He^+$  et  $Fe^+$  d'énergie de 10 keV et 1.5 MeV, incidents sur une cible d'olivine de composition  $Mg_{1.8}Fe_{0.2}SiO_4$ , permettent de comparer les profondeurs d'implantation et la densité de dégâts induite en fonction de la nature et de l'énergie des ions (Figure 5.1). On remarque tout d'abord que le maximum de dégâts causés dans la cible, c'est-à-dire le maximum d'atomes déplacés par ion et par Å, n'est pas constant le long de la trajectoire de pénétration de l'ion mais est maximum à la profondeur où l'ion est stoppé. Cet effet est moins marqué pour les énergies les plus faibles car l'implantation des ions dans la cible a alors lieu près de la surface. On note également que, lorsque l'énergie des ions augmente, leur profondeur de pénétration augmente, mais la densité de dégâts par ion et par Å ( $DPA_{ion}$ ) diminue. Enfin, à une énergie donnée, la profondeur d'implantation des ions est d'autant plus faible, et la densité de dégâts d'autant plus élevée, que les ions sont lourds.

On peut appliquer ces remarques au problème de l'irradiation des grains interstellaires afin de déterminer les combinaisons (ion, énergie) les plus favorables pour altérer les grains. Les ions les plus efficaces pour amorphiser les grains interstellaires, sont ceux qui induisent le plus de dégâts par ion incident, à l'intérieur de ceux-ci, c'est-à-dire pour des profondeurs de pénétration inférieures à  $\sim 0.2 \mu\text{m}$ . **Ainsi, les ions légers de haute énergie (tel que les  $\text{H}^+$  de plus de 1 MeV), qui vont traverser les grains en n'induisant qu'une faible densité de dégâts, ou les ions lourds de faible énergie (tel que  $\text{Fe}^+$  à 10 keV), qui ne vont endommager qu'une couche superficielle de faible épaisseur (10 nm), ne sont pas favorables à l'altération des grains silicatés interstellaires. En revanche les ions lourds de haute énergie (comme par exemple  $\text{Fe}^+$  à 1.5 MeV) ou les ions légers de faible énergie (comme par exemple  $\text{H}^+$  ou  $\text{He}^+$  à 10 keV) constituent de bons candidats.** Ceci est d'ailleurs illustré par les expériences de Day (1977) qui ne parvient pas à amorphiser de l'olivine avec des protons de 1.5 MeV alors que Kraetschmer & Huffman (1979) y parviennent avec des ions de néon de même énergie et un flux d'ions plus faible et que Borg (1982), Borg et al. (1982) et Bradley (1994) parviennent à amorphiser divers silicates avec des ions légers (protons et  $\text{He}^+$ ) d'énergies de l'ordre de la dizaine de keV avec des flux comparables à ceux de Day (1977). Bien entendu, dans le cas astrophysique, l'efficacité des ions à amorphiser les grains, dépend, en plus de cette efficacité "intrinsèque", de l'abondance cosmique de chaque élément.

### 5.2.3 Les chocs interstellaires : choix de l'ion et de l'énergie

Le milieu interstellaire est parcouru par des ions de toute nature et de toute énergie. Les ions les plus énergétiques ( $E \geq 1\text{MeV}$ ), les rayons cosmiques, sont produits lors de l'explosion des supernovae par accélération du gaz ou des grains à des vitesses relativistes (Meyer et al. (1997), Ellison et al. (1997) et les références citées). D'un autre côté, dans les chocs qui se propagent dans le MIS suite à l'explosion des supernovae, les vitesses relatives des grains par rapport au gaz ionisé et atomique entraînent des collisions gaz-grains équivalentes à une irradiation avec des ions d'énergies de l'ordre du keV.

Nous avons choisi d'étudier les effets de l'irradiation des grains induite par la propagation des ondes de choc dans le MIS diffus pour différentes raisons. Tout d'abord, les chocs sont des événements relativement bien connus et modélisés (McKee & Hollenbach, 1980, McKee et al., 1987, Draine & McKee, 1993). D'autre part, leur importance

dans l'évolution du MIS est établie (par exemple McKee (1989)). Ainsi, l'observation des abondances élémentaires de la phase gazeuse dans les nuages chauds et froids du MIS montre que la propagation des chocs dans le milieu diffus érode les grains et réinjecte dans la phase gazeuse des éléments de la phase solide tels que Si, Mg, Ti, Fe, etc. (Jones (2000) et références citées). Les chocs sont aussi responsables de la fragmentation des grains (Jones et al., 1996, Kim et al., 1994, Borkowski & Dwek, 1995). Enfin, ils induisent des collisions entre les grains et le gaz (atomes et ions). Les ions tels que  $H^+$  et  $He^+$  impliqués dans ces collisions ont des énergies de l'ordre du keV, et constituent, d'après le paragraphe précédent, des candidats prometteurs pour induire efficacement des changements de structure dans les grains silicatés. Afin d'évaluer les énergies et les densités impliquées dans les chocs, nous décrivons ci-dessous la physique d'un choc interstellaire radiatif de type "J"<sup>1</sup>.

Lors de la propagation d'un choc de type J de vitesse  $v_s$ , le gaz est comprimé par l'onde de choc et accéléré à une vitesse égale à  $\frac{3}{4}v_s$ . Ce gaz accéléré est dissocié et ionisé, dans un premier temps par collisions, puis sous l'action ionisante des photons UV produits lors des collisions. Les grains sont progressivement accélérés jusqu'à la vitesse du gaz, par entraînement des grains par les collisions gaz-grains, ainsi que par accélération bêatron autour des lignes de champ magnétique (pour les grains chargés). La modélisation de la vitesse relative résultante des grains par rapport au gaz est indiquée Figure 5.2, pour des grains de graphite, en fonction de la densité de colonne d'hydrogène choqué, pour un choc de 100 km/s se propageant dans un milieu de densité initiale  $n_0 = 0.25 \text{ cm}^{-3}$  (Jones et al., 1997). La forme de la courbe est la même pour des grains de silicate. Seule la valeur de la vitesse relative change, elle est supérieure pour les grains de silicate qui sont plus denses et ont donc une quantité de mouvement plus importante.

Si l'on se place dans le référentiel du grain, la vitesse relative gaz-grain devient la vitesse des atomes et ions du gaz, et on peut considérer que, durant le choc, les grains sont irradiés par le gaz. Celui-ci est composé d'un mélange d'atomes et d'ions. L'abondance totale de chaque élément (neutre + ions) est déterminée par les abondances cosmiques tandis que la fraction ionisée de chacun de ces éléments évolue au cours du choc (Figure 5.3). La densité de colonne de matière choquée,

---

<sup>1</sup>On distingue deux types de chocs interstellaires. Les chocs "C" (pour "continuous") ont lieu dans le gaz moléculaire faiblement ionisé et ont des vitesses inférieures à  $\sim 40 - 50 \text{ km/s}$ . Les chocs "J" (pour "jump") ont lieu dans le gaz ionisé, neutre ou dans le gaz moléculaire (seulement aux vitesses supérieures à  $40 - 50 \text{ km/s}$ ). Ces derniers sont caractérisés par un changement brutal des conditions physiques dans les zones avant et après le choc, changement qui est plus continu dans les chocs de types "C". Voir Hollenbach & McKee (1989)

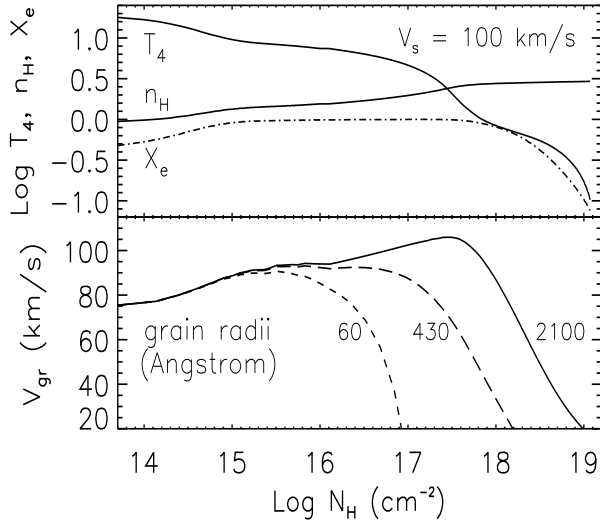
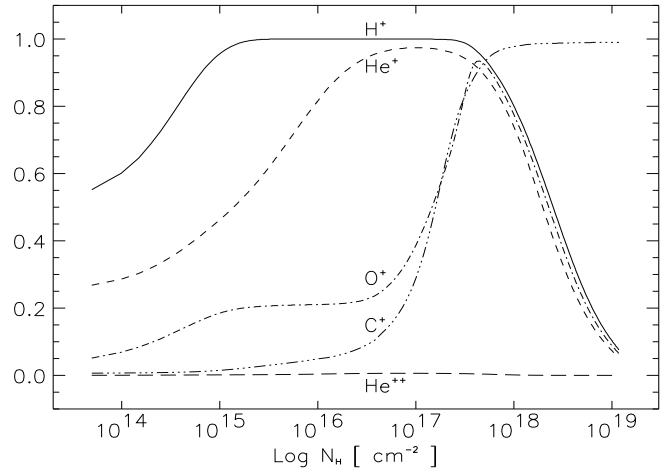


FIG. 5.2: Structure d'un choc de 100 km/s de type J (température  $T_4$ , densité d'hydrogène  $n_H$ , fraction électronique  $X_e$ ) et profil de la vitesse relative de grains de graphite  $V_{gr}$ , par rapport au gaz, en fonction de la densité de colonne de matière choquée  $N_H$ . La densité et le champ magnétique avant le choc sont, respectivement,  $n_0 = 0.25 \text{ cm}^{-3}$  et  $B_0 = 3 \mu\text{G}$ . La densité de colonne d'hydrogène choqué est proportionnelle au temps,  $t$ , par la relation  $N_H = n_0 v_s t$  :  $N_H = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  correspond à  $\sim 0.1$  an,  $N_H = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  à  $\sim 10^4$  ans. D'après Jones et al. (1997).

FIG. 5.3: Fraction d'éléments ionisés dans un choc de 100 km/s de type J en fonction de la densité de colonne de matière choquée. Après le choc, quand  $N_H \leq 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ , les éléments tels que O et C sont ionisés plusieurs fois. La densité et le champ magnétique avant le choc sont, respectivement,  $n_0 = 0.25 \text{ cm}^{-3}$  et  $B_0 = 3 \mu\text{G}$ . (A. Jones, communication personnelle).



$N_H$ , est équivalente à la dose d'irradiation des grains par les protons et les atomes d'hydrogène. La dose d'irradiation des grains par chaque espèce ionisée est égale à  $N_H \times (X(\text{ions})/X(\text{total})) \times (n_{\text{ion}}/n_H)$ , où  $(n_{\text{ion}}/n_H)$  est l'abondance cosmique de l'élément  $i$  et  $(X(\text{ions})/X(\text{total}))$  la fraction ionisée de cet élément. Cette dose d'irradiation des grains dépend de la taille de ceux-ci. En effet, la Figure 5.2 montre que les grains les plus petits atteignent plus rapidement la vitesse du gaz (c'est-à-dire une vitesse relative gaz-grain nulle), que les grains les plus gros. La dose d'irradiation sera donc d'autant plus forte que les grains seront gros. Ainsi, dans un choc de 100 km/s, les grains atteignent des vitesses de l'ordre de 100 km/s, c'est-à-dire que les grains sont soumis à une irradiation de protons, d'ions  $\text{He}^+$  ou d'ions  $\text{O}^+$  d'énergie maximale

respective de l'ordre de 50 eV, 200 eV, 830 eV avec une dose d'irradiation comprise entre  $\sim 10^{16}$  et  $\sim 10^{18}$  protons/cm<sup>2</sup>,  $10^{15}$  et  $\sim 10^{17}$  He<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> (l'hélium est  $\sim 10$  fois moins abondant que l'hydrogène),  $10^{13}$  et  $\sim 10^{14}$  O<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> (l'oxygène est  $\sim 10^4$  fois moins abondant que l'hydrogène) (Figures 5.2 et 5.3).

Plus généralement, dans les chocs de forte vitesse,  $v_s \geq 100$  km/s, les énergies auxquelles est accéléré le gaz (atomes et ions) sont supérieures à ou de l'ordre du keV. La densité de colonne de gaz choqué, équivalente à la dose d'irradiation, étant peu dépendante de la vitesse du choc, est comprise entre  $\sim (n_{ion}/n_H)10^{16}$  et  $\sim (n_{ion}/n_H)10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup>. Le flux des ions de composition différente dépend de la fraction d'ionisation de l'élément et de son abondance par rapport à l'hydrogène. Ces ordres de grandeurs sont valables pour une large gamme de vitesses du choc et de densités du milieu choqué.

**Nous avons choisi pour nos expériences de simulation des ions d'hélium qui est l'élément le plus abondant après l'hydrogène. De plus, étant plus gros que les protons, les ions d'hélium créent plus de dégâts que ces derniers (le DPA<sub>ion</sub> estimé à l'aide de TRIM est, à 10 keV et suivant la profondeur,  $\sim 10 - 20$  fois plus grand pour les ions He<sup>+</sup> que pour les protons). Afin d'obtenir une profondeur d'irradiation suffisamment grande pour pouvoir être analysée, nous avons choisi des énergies de 4 et 10 keV.**

## 5.3 Les expériences d'irradiation

### 5.3.1 Expériences et configuration expérimentale

Des échantillons d'olivine de San Carlos (Mg<sub>1.8</sub>Fe<sub>0.2</sub>SiO<sub>4</sub>) ont été irradiés avec des ions He<sup>+</sup> de 4 et 10 keV. A 4 keV, plusieurs échantillons ont été irradiés, à incidence normale, avec différentes doses :  $5 \times 10^{16}$ ,  $10^{17}$ ,  $5 \times 10^{17}$  and  $10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup>. A 10 keV, une seule dose de  $10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup> a été utilisée. Les expériences d'irradiation ont été réalisées au CSNSM (Centre de Spectrométrie National et de Spectrométrie de Masse), à l'Université Paris-Sud. Elles ont été réalisées sous vide ( $P \sim 10^{-7}$  mbar) et à température ambiante. Pour éviter l'échauffement des échantillons sous l'effet du faisceau d'ions, la densité de courant a été maintenue en dessous de  $\sim 9 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ , ce qui correspond à un flux instantané de  $\sim 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup>/s. Le faisceau d'ions a une section de 5 mm<sup>2</sup> et balaie de manière homogène les échantillons.

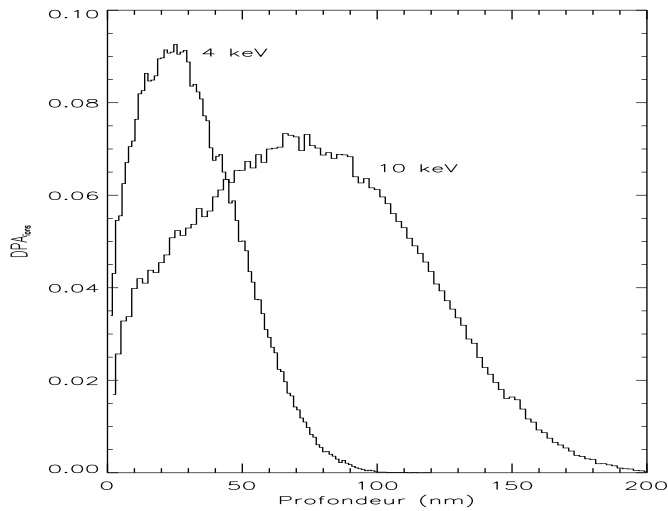


FIG. 5.4: Simulations de la répartition des dégâts dus à des ions  $\text{He}^+$  de 4 et 10 keV dans une olivine  $\text{Mg}_{1.8}\text{Fe}_{0.2}\text{SiO}_4$ . Les simulations ont été réalisées à l'aide de TRIM.

Les profondeurs d'implantation des ions  $\text{He}^+$  dans de l'olivine ont été estimées, à l'aide de TRIM, à  $\sim 25$  et  $70$  nm pour, respectivement, 4 et 10 keV (Figure 5.4). Du fait de ces profondeurs extrêmement faibles, les échantillons ont été analysés par microscopie électronique à transmission (MET). Pour éviter toute manipulation des échantillons après irradiation, ceux-ci ont été préparés pour l'analyse avant irradiation. Nous avons utilisé les techniques conventionnelles de préparation d'échantillon MET (Williams & Carter, 1996). Chaque échantillon est fabriqué à partir d'une lame d'olivine dont l'épaisseur est réduite à  $\sim 20$   $\mu\text{m}$  par polissage mécanique. Ensuite, l'échantillon est aminci par bombardement ionique à l'argon sous une incidence de  $\sim 15^\circ$  et une tension d'accélération de  $5$  keV<sup>2</sup>. Les échantillons sont donc des lames biseautées d'épaisseur transparente aux électrons du microscope, c'est-à-dire inférieure à  $\sim 500$  nm (Figure 5.5). **La pointe du biseau est caractérisée par un fort rapport surface/volume. Elle est donc tout à fait semblable aux grains interstellaires.**

L'analyse et la préparation des échantillons ont été réalisées au LSPES (Laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat Solide) à l'Université des Sciences et Technologies de Lille à l'aide d'un MET Philips CM 30 travaillant avec des électrons de 300 keV. Ce microscope est équipé pour les analyses de composition d'un spectromètre X à dispersion d'énergie, EDS Noran-Voyager, avec un détecteur Ge et une

<sup>2</sup>Il est important de noter que ce mode de préparation induit des défauts dans l'échantillon. Cependant, ceux-ci sont localisés dans une couche superficielle très fine ( $\sim 2 - 3$  nm d'après des simulations TRIM), petite devant l'épaisseur des zones analysées (typiquement  $\geq 20 - 30$  nm). Ceci est d'ailleurs confirmé par l'analyse des échantillons non irradiés qui montre que la structure et la composition de l'échantillon sont les mêmes aux fortes et fines épaisseurs (Figure 5.8).

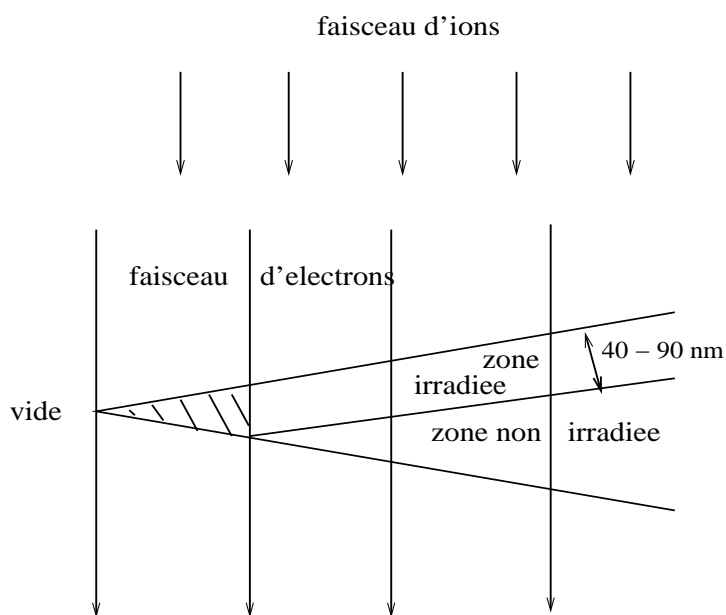


FIG. 5.5: Configuration expérimentale d'irradiation et d'analyse. La partie hachurée à la pointe du biseau est transparente aux ions et est donc irradiée sur toute son épaisseur. Les ions sont stoppés dans les zones de plus grande épaisseur (à  $\sim 40$  et  $90$  nm pour les ions  $\text{He}^+$  de 4 et 10 keV, respectivement) et l'échantillon n'est alors irradié que partiellement. L'échantillon est transparent aux électrons jusqu'à des épaisseurs de  $\sim 500$  nm.

fenêtre ultra fine permettant la détection d'éléments légers, comme l'oxygène, avec une bonne sensibilité.

La configuration expérimentale d'irradiation et d'analyse est représentée Figure 5.5. Excepté à la pointe du biseau, la profondeur d'implantation des ions est inférieure à l'épaisseur de l'échantillon. Ainsi, une couche en surface, d'épaisseur égale à la profondeur de pénétration des ions est irradiée de façon homogène. La zone située à l'extrémité la plus fine du biseau, transparente aux ions, est irradiée sur toute son épaisseur de façon homogène.

### 5.3.2 Analyse des échantillons

Les analyses que nous souhaitons effectuer sur les échantillons irradiés, et en particulier l'étude de l'évolution de la composition sous irradiation, ont pu être réalisées grâce au savoir faire et à l'expérience de nos collaborateurs du LPSES qui nous ont permis de surmonter deux difficultés auxquelles nous avons été confrontés lors de l'analyse des échantillons. Nous exposons brièvement ci-après ces deux difficultés. Les techniques qui ont permis de les contourner sont détaillées dans Carrez et al. (2000) et Carrez et al., en préparation.

La structure et la composition des échantillons analysés en MET peuvent évoluer

sous l'effet de l'irradiation électronique qu'ils subissent lors des analyses. Une étude récente menée par nos collaborateurs montre que c'est le cas de certains silicates et en particulier de l'olivine pour laquelle ils observent la volatilisation de MgO puis la réduction de SiO<sub>2</sub> (Carrez et al., 2000). La rapidité de l'évolution du matériau lors de l'analyse dépend du flux d'électrons et de l'épaisseur analysée. Plus le flux électronique est fort et l'épaisseur analysée fine, plus l'évolution est rapide. Afin de minimiser l'évolution des échantillons sous l'effet de l'irradiation électronique lors des analyses, et de tenir compte de l'évolution qui, malgré les précautions expérimentales prises, peut tout de même avoir lieu, Carrez et al. (en préparation) ont mis au point une procédure expérimentale d'analyse et de traitement des données. L'éventuelle altération de l'échantillon est suivie, pour chaque analyse, grâce à l'enregistrement de plusieurs spectres consécutifs, ce qui permet d'extrapoler la composition au temps "zéro", c'est-à-dire à une dose d'irradiation électronique nulle. De plus, la dose d'irradiation électronique de l'échantillon, durant l'analyse, est minimisée (en utilisant le MET en mode balayage avec un temps d'analyse court,  $\sim 60$  secondes). Cette méthodologie ayant été appliquée pour l'analyse des échantillons d'olivine irradiés, les résultats présentés ici sont affranchis de ce problème.

Un autre point délicat dans l'analyse de la composition en MET vient de la nécessité de déterminer l'épaisseur de la zone analysée. Généralement, la détermination de la composition et de l'épaisseur s'effectue par itération en se basant sur la stœchiométrie et l'électroneutralité du matériau analysé (pour les oxydes stœchiométriques, van Cappellen & Doukhan (1994)). Cependant, une telle méthode n'est plus utilisable dans notre cas car l'irradiation peut altérer la stœchiométrie ou induire des changements de valence des éléments de l'échantillon. Une autre méthode de détermination de l'épaisseur, élaborée par nos collaborateurs (Carrez et al., 2000), a donc été utilisée pour l'étude de la composition des échantillons. Dans notre cas, des analyses préliminaires nous ont montré que la variation chimique est assez limitée, et qu'elle est de plus localisée dans la région superficielle des échantillons irradiés. Pour les zones plus épaisses (typiquement  $\geq 50$  et  $90$  nm pour, respectivement, les échantillons irradiés à  $4$  keV et  $10$  keV), on peut considérer que le volume de matériau chimiquement affecté par l'irradiation ionique est faible devant le volume non affecté. Pour ces analyses en zones épaisses, la variation chimique est donc négligeable et on peut alors appliquer la méthode usuelle de détermination. D'autre part, l'intensité du signal X émis par tous les éléments de l'échantillon est proportionnel à l'épaisseur de ce dernier. Une courbe d'étalonnage, épaisseur - intensité du signal X, est donc réalisée pour des épaisseurs  $\geq 100$  nm. Elle est ensuite extrapolée aux épaisseurs fines et la détermination de l'épaisseur de ces zones consiste alors à mesurer l'émission X





FIG. 5.6: Cliché de diffraction de la zone d'olivine transparente aux ions  $\text{He}^+$  à 10 keV. Le halo diffus que l'on peut observer et l'absence de structure (point ou anneaux) sont caractéristiques d'une structure complètement amorphe. Des clichés semblables ont été obtenus pour les échantillons irradiés par des ions  $\text{He}^+$  de 4 keV pour toutes les doses (de  $5 \times 10^{16}$  à  $10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup>).

de tous les éléments.

## 5.4 Résultats des expériences

### 5.4.1 Amorphisation de l'olivine

La structure des échantillons irradiés a été étudiée par diffraction électronique. Les clichés de diffraction, enregistrés dans la zone transparente aux ions de chaque échantillon (pointe du biseau, Figure 5.5) montrent que l'olivine est amorphisée pour toutes les doses et toutes les énergies. La figure de diffraction est constituée d'un halo diffus caractéristique d'un matériau sans structure, complètement amorphe (Figure 5.6). **Le flux d'amorphisation de l'olivine par des ions  $\text{He}^+$  de 4 keV est donc inférieur à  $5 \times 10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup>.** A 10 keV, une seule expérience étant réalisée, la limite supérieure du flux d'amorphisation que l'on peut fixer est de  $10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup>.

**L'épaisseur des zones amorphes a été mesurée. Elle est de  $40 \pm 15$  nm pour les irradiations à 4 keV et de  $90 \pm 10$  nm pour l'irradiation à 10 keV, en accord avec les simulations effectuées à l'aide de TRIM (Figure 5.4).**

Deux images MET en champ clair d'échantillons irradiés à 4 keV et avec deux doses différentes sont présentées à la Figure 5.7. La zone transparente aux ions, et donc complètement amorphisée (la pointe du biseau sur la Figure 5.5), est indiquée. Dans les parties plus épaisses de l'échantillon, pour lesquelles seule une couche de quelques dizaines de nanomètres est amorphisée, le volume cristallin domine. Ces zones ap-

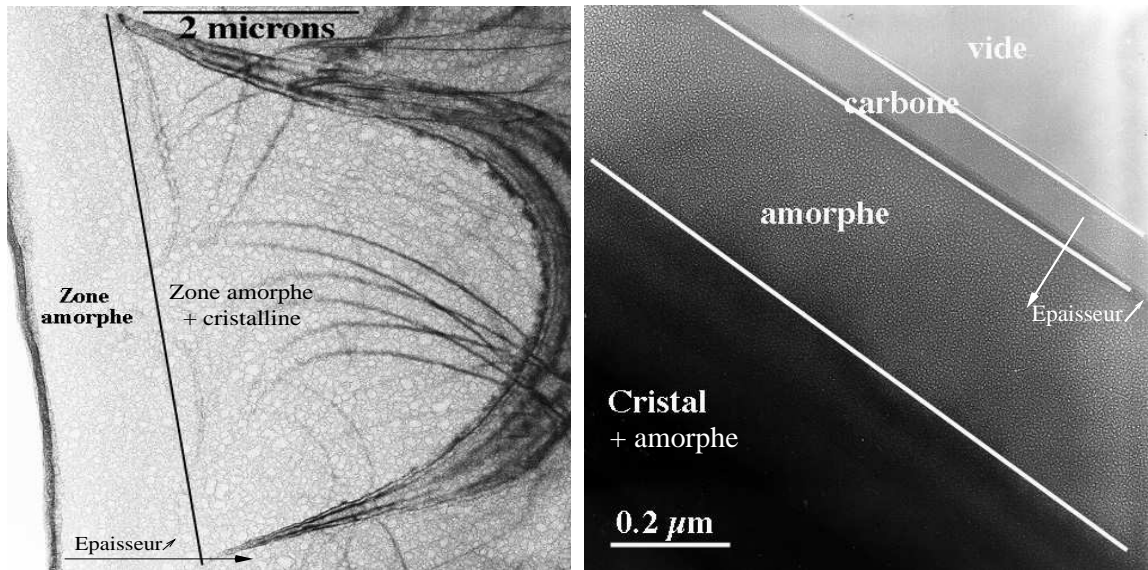


FIG. 5.7: Images MET en champ clair d'un échantillon d'olivine irradié avec des ions  $\text{He}^+$  de 4 keV et une dose de  $5 \times 10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup> (à droite) et de  $10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup> (à gauche). Les zones en noir, ou contenant des contours noirs, sont épaisses; elles sont constituées d'une couche amorphe et d'une couche non irradiée cristalline (responsables des structures en noir). Les zones sans contour noir sont les plus fines, transparentes aux ions; elles sont complètement amorphes. La fine bande noire à gauche de la zone amorphe sur la photo de gauche est due à la couche de carbone qui recouvre les échantillons afin de les rendre conducteurs aux électrons (elle est indiquée sur la photo de droite).

paraissent en noir (ou contiennent des contours noirs) sur les photos si l'échantillon (ou une partie) est en position de diffraction (les électrons diffractés par la structure cristalline n'atteignent pas le plan de l'image et les zones sont donc sombres). **On observe également sur les photos des bulles, probablement remplies d'hélium implanté dans le volume de l'échantillon.** A faible dose, les bulles sont très petites et donnent à l'échantillon un aspect semblable à celui d'une peau d'orange (Figure 5.7, à droite). La taille des bulles augmente avec la dose reçue (Figure 5.7, à gauche). Pour les échantillons irradiés à 4 keV avec une dose de  $10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup>, par exemple, leur taille varie entre 10 et 400 nm avec une majorité de bulles de taille de  $\sim 20 - 30$  nm.

#### 5.4.2 Evolution de la composition initiale

Afin d'étudier un éventuel changement de stœchiométrie lié à l'irradiation, nous avons analysé la composition en magnésium, oxygène et silicium des échantillons ir-

radiés. Du fait de sa faible teneur dans les échantillons, l'évolution du fer n'a pu être mesurée. Plusieurs points de mesure ont été enregistrés sur le même échantillon, à différentes épaisseurs. Ceci permet de suivre l'évolution de la composition de l'échantillon des zones de forte épaisseur, qui peuvent être considérées comme non irradiées car le volume irradié est faible devant le volume total analysé, aux zones les plus fines traversées par les ions.

Les profils de composition (rapports O/Si et Mg/Si) en fonction de l'épaisseur sont présentés pour chaque irradiation ainsi que pour un échantillon non-irradié à la Figure 5.8. Plusieurs points se dégagent de ces résultats. Tout d'abord, comme l'olivine non-irradiée n'a pas été altérée, les rapports O/Si et Mg/Si mesurés à différentes épaisseurs sont constants. Ils sont respectivement égaux à  $\sim 4$  et  $1.8$ , caractéristiques d'une olivine de San Carlos. **On observe par contre que, pour les échantillons irradiés, d'une part les rapports O/Si et Mg/Si diminuent avec l'épaisseur de la zone analysée et que d'autre part cette diminution est d'autant plus importante que la dose d'irradiation est forte.** Comme il a été indiqué précédemment, la variation des rapports O/Si et Mg/Si en fonction de l'épaisseur traduit la variation de ces rapports des zones non-irradiées aux zones irradiées. Ceci montre bien que **la composition de l'olivine est modifiée par l'irradiation et que cette modification est d'autant plus importante que la dose d'irradiation est forte.**

Il faut toutefois noter qu'il est probable que la composition de la couche irradiée ne soit pas homogène, mais plutôt que la surface (épaisseur  $\sim 30-40$  nm) soit très altérée alors que l'intérieur ne le serait que très peu, voire pas du tout. C'est d'ailleurs ce que semblent indiquer les résultats présentés à la Figure 5.8. En effet, la valeur des rapports O/Si et Mg/Si évolue de manière continue et ne suit pas une fonction "marche" comme on pourrait s'y attendre si la couche irradiée avait une composition homogène. Ceci est particulièrement visible pour l'irradiation à 10 keV pour laquelle la zone irradiée a une épaisseur de  $90 \pm 10$  nm, mais dont les rapports O/Si et Mg/Si ne semblent évoluer que pour les épaisseurs inférieures à  $\sim 50$  nm.

Nous avons reporté dans le Tableau 5.2 la valeur moyenne des rapports O/Si et Mg/Si de la zone complètement amorphisée en fonction de l'énergie des ions et de la dose d'irradiation. La moyenne des rapports a été effectuée sur les points de mesure situés dans la zone complètement amorphisée, c'est-à-dire pour les épaisseurs inférieures à 40 nm. Comme on peut l'observer sur la Figure 5.8 la valeur moyenne des rapports O/Si et Mg/Si diminue quand la dose d'irradiation augmente. Les valeurs

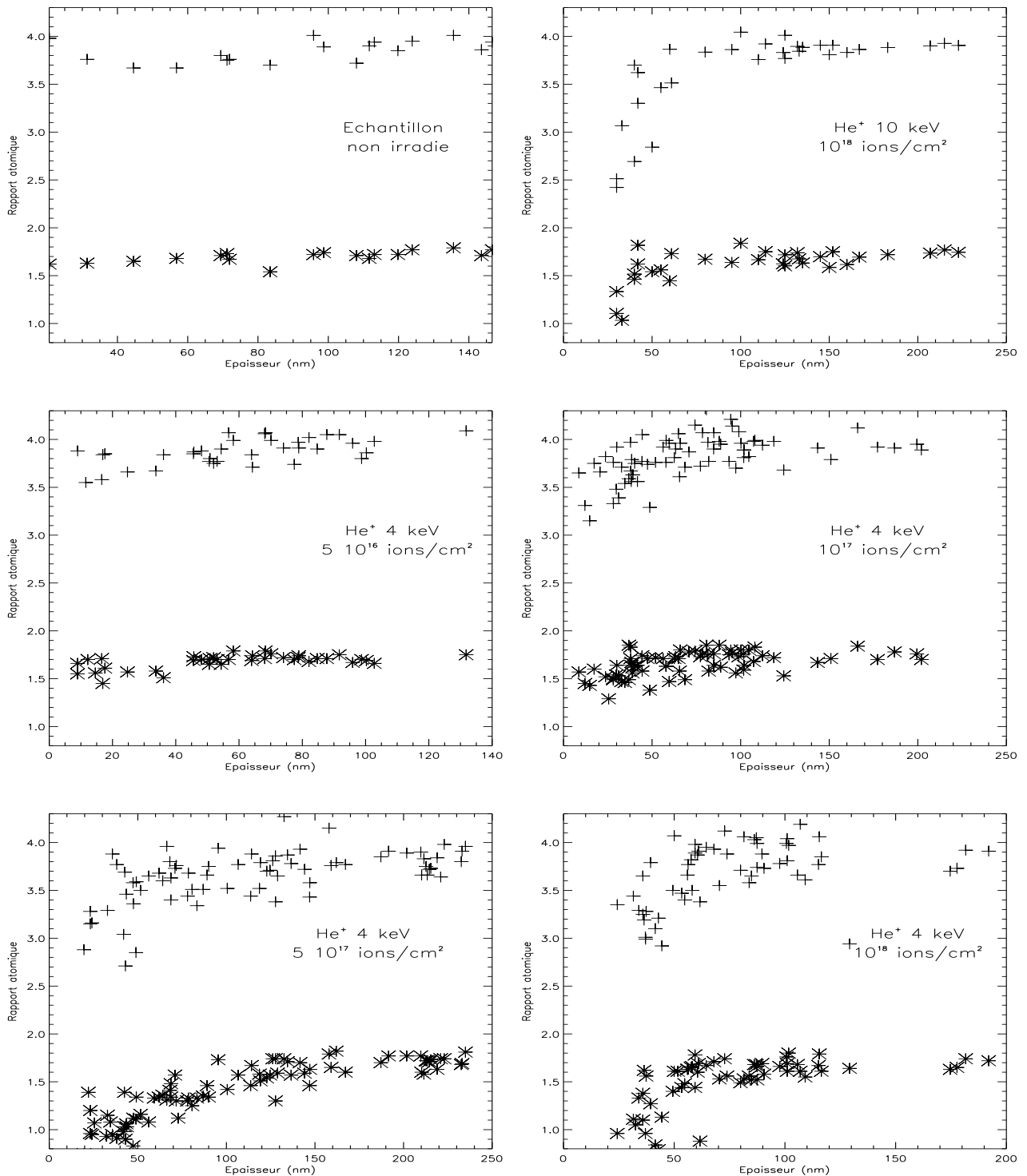


FIG. 5.8: Profil de composition de l'olivine en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour les différentes expériences d'irradiation. Un échantillon non irradié a été analysé de la même façon pour comparaison. **Croix : rapport O/Si, étoiles : rapport Mg/Si.** Par souci de clarté, les incertitudes sur l'épaisseur ne sont pas reportées sur les graphiques. L'incertitude sur chaque point de mesure (non représentée par souci de clarté) est assez bien représentée par la dispersion des points de mesure. Malgré la dispersion assez importante des points, on observe, pour les doses les plus fortes ( $\geq 10^{17}$  ions/cm<sup>2</sup>), un changement des rapports O/Si et Mg/Si aux épaisseurs faibles, traduisant une évolution de la composition des échantillons lors de l'irradiation

Tableau 5.2: Rapports atomiques O/Si et Mg/Si des olivines irradiées.

doses (He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> )	échantillon non irradié	4 keV				10 keV
		5 × 10 <sup>16</sup>	10 <sup>17</sup>	5 × 10 <sup>17</sup>	10 <sup>18</sup>	10 <sup>18</sup>
O/Si*	3.84 ± 0.11	3.73 ± 0.13	3.61 ± 0.20	3.34 ± 0.35	3.32 ± 0.25	3.04 ± 0.52
Mg/Si*	1.69 ± 0.06	1.59 ± 0.08	1.56 ± 0.13	1.03 ± 0.17	1.18 ± 0.27	1.41 ± 0.27

\*Valeur moyenne des mesures des rapports O/Si et Mg/Si ± la déviation des rapports, calculée dans la région complètement amorphisée. Pour la comparaison, l'épaisseur des régions amorphes sur lesquelles sont effectuées les moyennes (40 nm) est la même pour les expériences à 4 et 10 keV (la zone amorphe a une épaisseur de 90 nm dans l'expérience à 10 keV). On constate que les rapports O/Si et Mg/Si diminuent lorsque le flux d'ions incidents augmente. Il est important de noter que la composition des zones irradiées ne semble pas être homogène et qu'il est possible que la composition des échantillons soit plus altérée en surface (Figure 5.8). Dans ce cas, les valeurs du tableau relatives à l'échantillon irradié à 10 keV sont sous-estimées puisqu'elles ne prennent pas en compte les régions profondes (50 - 90 nm) de la couche amorphisée.

de ces rapports pour l'expérience à 10 keV doivent être considérées séparément car elles ne représentent que la partie superficielle de la région amorphisée, qui a pour épaisseur 90 ± 10 nm. Si, comme c'est peut-être le cas, la composition des régions irradiées n'est pas homogène et que l'altération de la composition est plus importante en surface, alors les valeurs du tableau pour les expériences à 10 keV sont sous-estimées puisqu'elles ne prennent pas en compte les régions profondes (50 - 90 nm) de la couche amorphisée.

**L'évolution de la composition de l'olivine sous irradiation se traduit par la perte d'oxygène et de magnésium.** Deux processus pourraient expliquer ces résultats : la pulvérisation et les effets d'ionisation. La pulvérisation est provoquée par la cascade de collisions nucléaires qui éjecte les atomes dans le vide si ceux-ci sont proches de la surface. Dans les zones d'épaisseur inférieure ou de l'ordre de la profondeur de pénétration des ions (c'est-à-dire à la pointe du biseau), la pulvérisation aura lieu aussi bien vers l'arrière que vers l'avant. La perte des éléments pourrait aussi être due aux effets d'ionisation. Lors des collisions électroniques entre les atomes de la cible et les ions incidents, les éléments ionisés peuvent être éjectés de leur site initial par répulsion électrostatique. Ils peuvent ensuite diffuser dans la cible, atteindre la surface et être désorbés. Ce mécanisme est responsable de l'évolution des échantillons

sous le faisceau électronique du MET (Carrez et al., 2000). On peut noter que ces deux mécanismes sont d'autant plus efficaces que le rapport surface/volume est élevé, et ceci pourrait expliquer pourquoi la composition des zones des échantillons d'épaisseurs les plus fines pourraient être plus altérées que celle des zones plus épaisses.

## 5.5 Implications astrophysiques

### 5.5.1 Structure

Les expériences réalisées montrent qu'il est possible d'amorphiser des silicates cristallins avec des ions d'hélium de basse énergie (4 et 10 keV) et avec des doses  $\leq 5 \times 10^{16} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . D'autre part des simulations réalisées à l'aide de TRIM indiquent que, entre 200 eV et 10 keV, ce qui correspond à des chocs de vitesse comprise entre  $\sim 100$  et  $\sim 600$  km/s, le flux d'ions  $\text{He}^+$  nécessaire pour amorphiser de l'olivine varie de moins de 50 % par rapport à la limite supérieure mesurée à 4 keV ( $5 \times 10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup>). De telles conditions de flux sont compatibles avec celles rencontrées lors de la propagation dans le MIS des chocs dus à l'explosion de supernovae. **Ces chocs représentent donc un outil potentiel efficace pour amorphiser dans le MIS les grains cristallins formés dans les enveloppes des étoiles évoluées.**

D'autre part, l'implantation des ions lors de l'irradiation forme des bulles d'hélium au sein du solide ce qui rend sa structure poreuse. Les expériences montrent que la taille des bulles, et donc la porosité du matériau, augmente avec la dose d'irradiation. Il est intéressant de noter que des bulles semblables, provenant de l'irradiation des grains par le vent solaire, ont été observées dans des grains interplanétaires (Brownlee et al., 1998). Plusieurs études indiquent que les grains interstellaires sont poreux. Par exemple, bien qu'elle soit contestée par Smith & Dwek (1998, 2000), l'analyse des observations X de la diffusion des grains pourrait suggérer que ceux-ci sont poreux (Clark et al., 1994, Mathis et al., 1995). D'un autre côté, Mathis (1998) ne parvient à modéliser les bandes des silicates à  $\sim 9.7$  et  $18 \mu\text{m}$  du MIS qu'avec des grains de plus 25 % de porosité. De même, nous avons été amené, lors de notre étude des grains silicatés autour des protoétoiles, à introduire environ 10 à 15 % de porosité dans les grains afin de reproduire la largeur de la bande à  $\sim 9.6 \mu\text{m}$  (Chapitre 4). La coagulation des grains dans le MIS, par collisions grain-grain de faibles vitesses est généralement proposée pour expliquer les fortes porosités ( $\geq 50$  %) (Jones et al., 1996). **Néanmoins, l'implantation d'espèces non réactives, tel que l'hélium, lors de l'irradiation des grains dans les chocs du MIS pourrait également**

expliquer en partie cette porosité.

### 5.5.2 Composition

Les expériences montrent que la composition de l'olivine est altérée par l'irradiation et que cette altération est d'autant plus prononcée que la dose d'irradiation est forte. On observe ainsi que la couche irradiée perd de l'oxygène et du magnésium de façon continue lorsque la dose d'ions augmente. **La composition de la couche irradiée semble évoluer vers une composition de type pyroxène avec  $O/Si = 3$  et  $Mg/Si = 1$ . Une telle évolution de la composition est compatible avec l'évolution chimique des silicates mise en évidence dans ce travail et observée dans différentes études indépendantes (Dorschner et al., 1988, Dorschner et al., 1995, Bowey et al., 1998).** Elle pourrait en effet expliquer comment les silicates nouvellement formés, principalement des olivines amorphes, sont transformés en silicates de type pyroxènes amorphes autour des protoétoiles.

Il est également possible que l'évolution de la couche irradiée se poursuive pour des doses supérieures à celles utilisées dans les expériences et que les valeurs des rapports  $O/Si$  et  $Mg/Si$  continuent de décroître avec l'augmentation de la dose d'irradiation. La perte de l'oxygène a pour conséquence de changer le niveau d'oxydation des éléments dans la couche irradiée. Ainsi, le silicium, initialement sous la forme  $SiO_4$  est réduit sous la forme  $SiO_3$  (si on forme des pyroxènes) et/ou  $SiO_2$ . Il est donc possible que le fer soit également réduit sous forme métallique. Or, la comparaison entre les modèles de composition de la poussière silicatée observée dans les objets protostellaires (Chapitre 4), et les abondances des éléments réfractaires "attendues" dans la phase solide, montrent que ceux-ci contiennent une quantité de fer et de magnésium inférieure aux abondances prévues pour la phase solide (Paragraphe 4.5). En ce qui concerne le fer, ce problème pourrait être résolu si des inclusions de fer métallique, qui n'a pas de signature spectrale observable dans l'infrarouge, sont présentes dans les grains suite à leur irradiation dans les chocs du MIS.

## 5.6 Conclusion et perspectives

Les résultats des expériences présentées dans ce chapitre montrent que les effets de l'irradiation de l'olivine par les ions  $He^+$  de basses énergies (4 et 10 keV), avec des doses d'irradiation comprises entre  $5 \times 10^{16}$  -  $10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup>, sont compatibles

avec les changements de structure et de composition observés entre les silicates circumstellaires nouvellement formés et ceux en fin de leur évolution. **On observe en effet l'amorphisation de la structure cristalline de l'olivine irradiée sur une couche superficielle d'épaisseur de  $40 \pm 15$  nm et  $90 \pm 10$  nm pour les ions  $\text{He}^+$  à 4 et 10 keV respectivement. Le flux d'amorphisation de l'olivine par des ions  $\text{He}^+$  de 4 keV est  $\leq 5 \times 10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup>. De plus, lors de l'irradiation, la pulvérisation et/ou les effets d'ionisation induisent une perte d'oxygène et de magnésium dans la couche irradiée qui augmente avec la dose d'irradiation. Ce changement de stœchiométrie est compatible avec la transformation de l'olivine en pyroxène, qui semble avoir lieu dans le MIS. Enfin, l'implantation des ions au sein de l'échantillon, qui forment des bulles d'hélium, pourrait en partie expliquer la porosité des grains dans le MIS et autour des protoétoiles. Les conditions expérimentales étant semblables à celles régnant dans les zones du MIS dans lesquelles les chocs dus aux explosions de supernovae se propagent, les processus d'irradiation induits par ces chocs constitueraient donc un mécanisme efficace pour expliquer l'évolution physico-chimique observée des grains dans le MIS.**

Afin d'évaluer l'importance des chocs dans l'évolution physico-chimique des grains silicatés interstellaires, plusieurs études doivent être entreprises. Il est nécessaire, dans un premier temps, d'obtenir le spectre des échantillons irradiés. **En effet, la signature spectrale des changements de structure et de composition induits par ces irradiations ioniques constitue, pour les astronomes, le seul effet observable pouvant être comparé avec les données spectroscopiques infrarouges, en particulier avec les données ISO<sup>3</sup>.** Dans un deuxième temps, les résultats de ces expériences en laboratoire doivent être appliqués aux conditions régnant dans le MIS. Pour cela il faut prendre en compte simultanément différents paramètres qui ne sont pas toujours bien contraints, tels que la fréquence et la vitesse des chocs et la taille des grains. En effet, la signature spectrale des effets de l'irradiation sera observable par les astronomes si le volume altéré des grains est suffisamment grand. Or ceci dépend de la taille des grains et de la vitesse des chocs (qui fixe l'énergie des ions, c'est-à-dire leur profondeur de pénétration dans les grains). D'autre part, pour que ces effets soient observables il est nécessaire que le plus grand nombre de grains (c'est-à-dire le plus grand volume du MIS) soit soumis à ces chocs, ce qui

---

<sup>3</sup>Ceci n'a pu être réalisé dans le cadre de ce travail car le volume des échantillons affecté par les irradiations est très faible et ne peut être analysé avec un spectromètre infrarouge classique. L'obtention du spectre infrarouge nécessite de changer la géométrie des échantillons et d'utiliser un spectromètre couplé à un microscope infrarouge, dont le faisceau infrarouge est très fin (micronique).



dépend de la vitesse des chocs (les chocs les plus rapides étant les moins fréquents). Une modélisation plus fine est donc nécessaire pour tenter de contraindre au mieux ces différents paramètres.

Une fois le spectre infrarouge des échantillons irradiés obtenu, il serait intéressant d'étudier la réaction de ces derniers à des processus physiques tel que le recuit. Il est en effet possible que ceux-ci recristallisent à plus basse température que des échantillons non altérés. D'autre part, la composition des échantillons étant modifiée par l'irradiation, il est probable que le spectre infrarouge de ces échantillons irradiés puis recristallisés ne soit pas le même que celui de l'échantillon cristallin initial. Ceci pourrait éventuellement apporter des éléments de réponse aux problèmes soulevés par la présence de silicates cristallins autour des étoiles jeunes et dans les comètes. En effet, des silicates cristallins sont observés autour des étoiles jeunes ( $\sim 10\%$  autour des étoiles de types T-Tauri, Herbig, Malfait et al. (1998), Bouwman et al. (2000)) et dans les comètes ( $\sim 30\%$  Crovisier et al. (1997), Crovisier et al. (1999), Wooden et al. (1999)). Or, les résultats de ce travail montrent d'une part que les silicates cristallins formés autour des étoiles évoluées pourraient être amorphisés dans les chocs du MIS et d'autre part que les silicates dans le MIS et dans les protoétoiles seraient essentiellement amorphes (à plus de 90 % dans ce travail, à plus de 99% selon Vriend et al, en préparation). Les silicates cristallins observés dans les étoiles jeunes et les comètes ne seraient donc pas "interstellaires". Si tel est le cas, ils auraient donc été recristallisés, dans les enveloppes ou dans les disques pour les étoiles jeunes, et reformés cristallins et/ou recristallisés dans la nébuleuse primitive solaire pour les comètes. Or, la cristallisation de silicates amorphes nécessite d'atteindre des températures élevées (Hallenbeck et al., 1998) qui ne sont pas toujours atteintes dans ces environnements (Waelkens et al., 1997, Wooden et al., 2000). La détermination de l'énergie de recristallisation des échantillons irradiés et l'obtention du spectre infrarouge de ceux-ci, une fois recristallisés pourraient permettre d'expliquer les observations et de contraindre les modèles d'évolution des disques et/ou de la nébuleuse solaire primitive.

Finalement, les effets de l'irradiation ionique de l'olivine mis en évidence dans ce chapitre sont prometteurs car les grains sont soumis dans le MIS à des irradiations d'ions de tous types. Il serait donc intéressant d'étendre ces expériences à d'autres types d'ions et d'énergies ainsi qu'à d'autres types de cible (SiC, matière carbonée, autres types de silicates) afin d'évaluer, compte-tenu des flux interstellaires des ions (en fonction de leur énergie), leur efficacité pour altérer la structure et la composition de la poussière interstellaire. Ceci est actuellement en cours à l'IAS, pour différents types de silicates comme par exemple, l'enstatite et la fayalite. De telles

études pourraient peut-être également permettre de comprendre pourquoi les grains présolaires (SiC, graphite) extraits des météorites primitives ne montrent aucune trace d'altération par irradiation (Bernatowicz, 1997). D'autre part, l'implantation d'ions "réactifs" ( $C^+$ ,  $O^+$ ,  $Fe^+$ , ...) dans les grains de poussière pourrait induire une chimie riche en leur sein et modifier leur composition de façon plus "marquée" que les ions d'hélium (Bibring et al., 1982).



# Conclusion et perspectives

Grâce aux nombreuses données spectroscopiques obtenues par l'instrument SWS (Short Wavelength Spectrometer) de ISO, dont la gamme et la résolution spectrale sont particulièrement bien adaptées pour l'étude des solides, nous avons pu étudier la "minéralogie" des silicates à différents stades de leur évolution. La poussière silicatée est formée dans les enveloppes entourant les étoiles en fin de vie riches en oxygène. Durant son séjour dans le milieu interstellaire, cette poussière est soumise à de nombreux processus susceptibles de modifier sa composition et sa structure : collisions gaz-grain et grain-grain, irradiations par les photons, les rayons cosmiques et le gaz accéléré par le passage d'ondes de choc provenant de l'explosion de supernovae. Elle est finalement partiellement détruite dans ces chocs, ou bien incorporée dans les étoiles jeunes lors de l'effondrement gravitationnel des nuages moléculaires donnant naissance à de nouvelles étoiles et éventuellement à des disques protoplanétaires puis à des planètes. L'étude de la nature physico-chimique des grains présents dans les enveloppes autour des étoiles évoluées, AGB et OH/IR, et dans les cocons de poussière au sein desquels les objets protostellaires sont enfouis nous a permis de mettre en évidence une évolution de la composition chimique et de la structure des grains de silicates qui reflète leur évolution chimique dans le MIS.

Les spectres de certaines étoiles évoluées présentent des bandes d'émission aux longueurs d'onde supérieures à  $\sim 20 \mu\text{m}$ . La comparaison directe de ces bandes, en termes de position et de largeur, avec des spectres de minéraux terrestres, analogues

de la poussière interstellaire a permis d'identifier les porteurs de ces bandes à des silicates cristallins riches en magnésium tels que la forstérite, l'enstatite et le diopside. Dans certains objets, la distribution de température de la poussière est telle que les bandes des silicates cristallins apparaissent simultanément en absorption à courtes longueurs d'ondes et en émission à plus grandes longueurs d'onde. Il est alors nécessaire, pour interpréter les spectres et pour obtenir une information quantitative sur les abondances relatives des différentes composantes de la poussière, de modéliser le transfert de rayonnement de ces objets. La poussière autour de deux étoiles OH/IR de forte perte de masse a ainsi été étudiée en détail. La composante cristalline de silicates détectée dans ces objets représente entre 20 et 25 % de la masse totale des silicates. La forstérite cristalline y est observée en émission à  $33.6 \mu\text{m}$  et en absorption à  $11.5 \mu\text{m}$ . C'est également le cas de la glace d'eau qui absorbe à  $3.09 \mu\text{m}$  et émet à  $43 \mu\text{m}$ . L'utilisation d'un modèle de transfert a aussi permis de montrer que l'épaule à  $11.5 \mu\text{m}$ , souvent attribué au mode de libration de la glace d'eau gelée à la surface des grains, est, dans ces sources, dû à la forstérite cristalline. Les données ISO permettent également d'étudier la composition des silicates amorphes malgré la grande largeur et l'absence de structure des bandes à  $\sim 9.8$  et  $18 \mu\text{m}$ . On a ainsi pu déterminer que plus de 90 % de la masse des silicates amorphes nouvellement formés a une composition moyenne d'olivine.

De telles études sur des étoiles évoluées fournissent une information qualitative et quantitative sur la nature physico-chimique des grains nouvellement formés. Elles apportent ainsi de nouvelles contraintes sur les modèles de formation de la poussière, notamment au sujet de la structure et des abondances relatives des différentes composantes formées. Les résultats présentés dans cette thèse pour deux étoiles OH/IR montrent la nécessité, afin d'expliquer ces résultats, de coupler la modélisation du transfert du rayonnement dans les objets étudiés avec les modèles de formation de la poussière, tout en tenant compte de la cinématique des enveloppes au sein desquelles est formée la poussière.

Les objets protostellaires sont encore profondément enfouis dans le nuage moléculaire qui s'est effondré pour donner naissance à l'étoile centrale. La poussière y est très froide et les bandes spectrales dont elle est responsable sont toutes observées en absorption. Il est alors possible de négliger le transfert de rayonnement et de se concentrer sur la modélisation des grains. Les spectres sont dominés par les bandes des silicates amorphes à  $\sim 9.6 \mu\text{m}$  et  $18 \mu\text{m}$ , auxquelles viennent s'ajouter les absorptions des molécules des manteaux de glaces entourant les grains de silicates. Une modélisation détaillée de la composition et de l'hétérogénéité des grains nous a per-

mis de montrer que, dans trois protoétoiles massives, quelle que soit la distribution de forme et de taille des grains, des grains compacts et de composition homogène d'olivines et/ou de pyroxènes ne peuvent reproduire les bandes. Du fait de la largeur des bandes, de leur absence de structure, et même s'il n'est pas possible de les reproduire avec un modèle univoque, notre étude montre que les grains autour de ces objets sont nécessairement légèrement poreux et contiennent des inclusions de divers oxydes.

Il est ensuite intéressant de prendre en compte le transfert de rayonnement dans ces objets protostellaires afin de déterminer de manière quantitative la composition de la matrice silicatée dans laquelle sont contenues les inclusions d'oxydes. Cela permet également de quantifier la présence éventuelle de silicates cristallins qui, bien que les bandes qui les caractérisent à grande longueur d'onde ne soient pas détectées, pourraient être présents dans la poussière. Nous avons ainsi déterminé que les silicates amorphes sont essentiellement composés de pyroxènes et d'aluminosilicates. L'olivine amorphe, s'il y en a, ne représente pas plus de 20 % de la masse des silicates amorphes. De même nous avons obtenu une limite supérieure de l'ordre de 7 - 13 % de la masse totale des silicates à la quantité de silicates cristallins qui pourraient être présents dans la poussière autour de ces objets.

On constate que la structure et la composition des silicates n'est pas la même suivant le type d'environnement observé. La quantité de silicates cristallins est nettement plus faible, et non détectée, autour des protoétoiles qu'autour des étoiles en fin de vie. Elle est également très faible, voire nulle, dans le milieu interstellaire. En termes de composition, autour des étoiles évoluées, les silicates sont essentiellement des olivines, alors qu'autour des objets protostellaires ce sont principalement des pyroxènes et des aluminosilicates. De plus, les grains autour des protoétoiles sont poreux et de composition hétérogène alors qu'ils sont plutôt compacts et homogènes autour des étoiles en fin de vie. Ces différences physico-chimiques peuvent s'interpréter en terme d'évolution des silicates depuis leur formation dans les enveloppes autour des étoiles évoluées jusqu'à leur destruction lors de l'effondrement de nuages moléculaires ou lors de l'incorporation dans des systèmes protoplanétaires. Durant leur vie, les grains sont soumis à divers processus physiques (collisions gaz-grain et grain-grain, ondes de chocs, interaction avec les rayons cosmiques et les photons, etc) qui peuvent engendrer les changements chimiques et structurels observés.

Parmi ces processus, nous avons étudié, à l'aide de simulations expérimentales, l'interaction de la poussière avec les ions accélérés dans les ondes de chocs se propageant dans le milieu interstellaire diffus. Cette étude montre que l'irradiation d'olivine

crystalline, analogue terrestre de la poussière, par des ions  $\text{He}^+$  d'énergies de 4 et 10 keV et avec des flux compatibles avec les flux interstellaires ( $5 \times 10^{16} - 10^{18}$  ions/cm<sup>2</sup>), modifie sa structure et sa composition. La structure cristalline des échantillons d'olivine irradiée est en effet détruite par l'interaction avec les ions. L'épaisseur de la couche de l'échantillon dont la structure est amorphisée par l'irradiation est de  $40 \pm 15$  nm et  $90 \pm 10$  nm pour, respectivement, des ions  $\text{He}^+$  d'énergie égale à 4 et 10 keV. D'autre part, du fait de l'implantation des ions  $\text{He}^+$  dans les échantillons, leur structure est poreuse. La composition moyenne de cette couche amorphisée est différente de la composition de l'olivine initiale. La couche irradiée est en effet moins riche en oxygène et en magnésium. Ces résultats sont cohérents avec l'évolution physico-chimique des grains que nous avons mise en évidence (amorphisation des grains, transformation de l'olivine en pyroxène, augmentation de la porosité dans le MIS).

Il serait intéressant, afin de mieux contraindre l'évolution des grains, de mener le travail de caractérisation de la poussière dans un plus grand nombre de sources évoluées et protostellaires, ainsi que dans les différentes phases du milieu interstellaire. D'autre part, ce travail pose un certain nombre de questions qui ouvrent plusieurs axes de recherche dont la formation des silicates et les effets des irradiations ioniques sur la poussière.

La découverte des silicates cristallins autour des étoiles en fin de vie a souligné l'incapacité des modèles actuels de formation de la poussière à expliquer et prédire toutes les observations. Or les données ISO permettent d'effectuer des études suffisamment détaillées pour poser de fortes contraintes sur ces modèles. De plus, les observations du sol en mode spectro-imagerie, qui se développent dans l'infrarouge proche et moyen, ouvrent de nouvelles possibilités pour l'étude des variations spatiales des caractéristiques de la poussière et donc pour accéder à la distribution spatiale de la composante cristalline observée par ISO.

Les expériences d'irradiation ont montré que c'est un processus efficace pour modifier la composition physico-chimique des silicates. Dans le milieu interstellaire, les ondes de choc atteignent aussi bien la poussière silicatée que la poussière carbonée. Il serait donc intéressant d'étendre ces expériences à d'autres types de poussière. De plus, l'irradiation avec des ions  $\text{He}^+$  change la composition du minéral observé car un certain nombre d'atomes de la cible en sont éjectés. On observe aussi que les ions d'hélium s'implantent dans le minéral en formant des bulles de gaz. Si l'irradiation a lieu avec des ions réactifs comme  $\text{O}^+$ ,  $\text{C}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ , celle-ci va initier des changements chimiques dans le grain irradié sûrement beaucoup plus riches que dans le cas de

l'hélium.

D'autre part, l'irradiation peut modifier le comportement d'un échantillon irradié soumis à certains processus physiques. Un silicate amorphisé par irradiation pourrait par exemple se recristalliser à plus basse température que la température de cristallisation d'un échantillon non altéré. A la lumière des résultats du satellite ISO, qui révèlent que les étoiles jeunes et les comètes contiennent des silicates cristallins alors que les protoétoiles ne semblent pas en contenir, il pourrait être intéressant d'étudier de tels comportements.

Les résultats du satellite ISO, qui ont révélé que le spectre infrarouge de la comète Hale-Bopp est similaire à ceux des étoiles jeunes, soulèvent le problème des liens entre la matière primitive et les grains interstellaires. Rechercher des grains interstellaires piégés dans les météorites est extrêmement important car de tels grains constituent une contrainte unique sur la validation des identifications faites par la comparaison entre les spectres de laboratoire d'analogues terrestres et les spectres astronomiques. Les grains présolaires (SiC, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, graphite, nanodiamants) détectés dans les météorites et certains IDPs sont les seuls grains interstellaires dont on dispose actuellement. Aucun grain de silicate n'a encore été identifié de façon certaine comme interstellaire. L'analyse des GEMs est de ce point de vu particulièrement prometteuse car leur étude pourrait permettre d'acquérir une bonne connaissance de la structure, de la composition et de l'évolution des silicates amorphes interstellaires.

La bonne qualité des données ISO (résolution et couverture spectrale) et les modélisations détaillées qu'elle permet d'effectuer mettent en valeur l'importance du travail expérimental, qui s'avère être un puissant outil pour l'étude de la poussière interstellaire. Ce travail montre que la comparaison des spectres observés avec des spectres de laboratoire d'analogues de poussière permet en effet d'identifier les différentes composantes de la poussière silicatée. Ceci est aussi vrai pour la poussière carbonée et la matière volatile. En outre, les études en laboratoire permettent de simuler les différents processus physiques auxquels sont soumis les grains au cours de leur évolution et ainsi d'étudier leur impact sur la poussière, afin de tenter de comprendre, non seulement l'évolution de la poussière, mais aussi le rôle de celle-ci dans l'évolution chimique de notre Galaxie.





## Références

- Anders, E. & Grevesse, N. "Abundances of the elements - meteoritic and solar", 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **53**, 197–214.
- Anders, E. & Zinner, E. "Interstellar grains in primitive meteorites - diamond, silicon carbide, and graphite", 1993, *Meteoritics*, **28**, 490–514.
- Barlow, M. J. "ISO LWS observations of cool evolved stars and post-agn objects", 1998, *Ap&SS*, **255**, 315–323.
- Bedijn, P. J. "Dust shells around miras and OH/IR stars - interpretation of IRAS and other infrared measurements", 1987, *A&A*, **186**, 136–152.
- Begemann, B., Dorschner, J., Henning, T., Mutschke, H. & Thamm, E. "A laboratory approach to the interstellar sulfide dust problem", 1994, *ApJ*, **423**, L71–L74.
- Begemann, B., Dorschner, J., Henning, T., Mutschke, H., Guertler, J., Koempe, C. & Nass, R. "Aluminum oxide and the opacity of oxygen-rich circumstellar dust in the 12–17  $\mu\text{m}$  range", 1997, *ApJ*, **476**, 199.
- Bernatowicz, T. J. *Presolar grains from meteorites*, Dans *ASP Conf. Ser. 122 : From Stardust to Planetesimals*, page 227, 1997.
- Berry, L. G. & Mason, B. 1959, "Mineralogy". San Francisco and London : W.H. Freeman and Company, 1959.
- Bibring, J. P., Langevin, Y. & Rocard, F. "Synthesis of molecules by irradiation in silicates", 1982, *Journal Geophysical Research Supplement*, **88**, 446.
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, "Absorption and scattering of light by small particles". New York : Wiley, 1983.
- Borg, J., Bibring, J. P., Cowsik, R., Langevin, Y. & Maurette, M. "A model for the accumulation of solar wind radiation damage effects in lunar dust grains", Dans *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 13, pages 59–60, 1982.
- Borg, J. 1982, "Contribution à l'étude des flux d'ions de faible énergie ( $\leq 1$  MeV) dans le rayonnement solaire contemporain et ancien". Thèse, Université Paris-Sud.
- Borkowski, K. J. & Dwek, E. "The fragmentation and vaporization of dust in grain-grain collisions", 1995, *ApJ*, **454**, 254.
- Bouwman, J., de Koter, A., van den Ancker, M. E. & Waters, L. B. F. M. "The composition of the circumstellar dust around the Herbig AE stars AB Aur and HD 163296", 2000, *A&A*, **360**, 213–226.
- Bowey, J. E., Adamson, A. J. & Whittet, D. C. B. "The 10- $\mu\text{m}$  profile of molecular-cloud and diffuse ISM silicate dust", 1998, *MNRAS*, **298**, 131–138.

- Bowey, J. E., Hofmeister, A. M., Lee, C., Tucker, C. & Ade, P. A. R. "16-100  $\mu\text{m}$  spectra of crystalline silicates at 2 K and 295 K", Dans *ISO beyond the peaks : The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy, held 2-4 February 2000, at VILSPA.*, 2000.
- Bradley, J. P., Keller, L. P., Snow, T. P., Hanner, M. S., Flynn, G. J., Gezo, J. C., Clemett, S. J., Brownlee, D. E. & Bowey, J. E. "An infrared spectral match between GEMS and interstellar grains", 1999, *Science*, **285**, 1716–1718.
- Bradley, J. P. "Chemically anomalous, preaccretionally irradiated grains in interplanetary dust from comets", 1994, *Science*, **265**, 925–929.
- Brownlee, D. E., Joswiak, D. J., Bradley, J. P., Schlutter, D. J. & Pepin, R. O. *Tiny bubbles : Direct observation of He in IDPs*, Dans *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 29, page 1869, 1998.
- Brucato, J. R., Colangeli, L., Mennella, V., Palumbo, P. & Bussoletti, E. "Mid-infrared spectral evolution of thermally annealed amorphous pyroxene", 1999, *A&A*, **348**, 1012–1019.
- Cami, J., de Jong, T., Justannont, K., Yamamura, I. & L.B.F.M., W. "ISO-SWS spectra of OH/IR stars", 1998, *Ap&SS*, **255**, 339–340.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C. & Mathis, J. S. "The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction", 1989, *ApJ*, **345**, 245–256.
- Carrez, P., Leroux, H., Cordier, P. & Guyot, F. "Electron irradiation-induced phase transformation and fractional volatilisation in thin olivine (Mg,Fe)<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> film", 2000, soumis à *Philos. Mag. A*.
- Cesarsky, D., Jones, A. P., Lequeux, J. & Verstraete, L. "Silicate emission in Orion", 2000, *A&A*, **358**, 708–716.
- Clark, G. W., Woo, J. W. & Nagase, F. "Properties of a B0 I stellar wind and interstellar grains derived from GINGA observations of the binary X-ray pulsar 4U 1538-52", 1994, *ApJ*, **422**, 336–350.
- Cohen, M., Barlow, M. J., Sylvester, R. J., Liu, X. ., Cox, P., Lim, T., Schmitt, B. & Speck, A. K. "Water ice, silicate, and polycyclic aromatic hydrocarbon emission features in the infrared space observatory spectrum of the carbon-rich planetary nebula CPD -56 ° 8032", 1999, *ApJ*, **513**, L135–L138.
- Colangeli, L., Mennella, V., di Marino, C., Rotundi, A. & Bussoletti, E. "Simulation of the cometary 10 $\mu\text{m}$  band by means of laboratory results on silicatic grains.", 1995, *A&A*, **293**, 927–934.
- Cowie, L. L. "Refractory grain destruction in low-velocity shocks", 1978, *ApJ*, **225**, 887–892.

- Crovisier, J., Leech, K., Bockelée-Morvan, D., Brooke, T. Y., Hanner, M. S., Altieri, B., Keller, H. U. & Lellouch, E. "The spectrum of comet Hale-Bopp (C/1995 01) observed with the infrared space observatory at 2.9 AU from the sun", 1997, *Science*, **275**, 1904–1907.
- Crovisier, J., Leech, K., Bockelée-Morvan, D., Lellouch, E., Brooke, T. Y., Hanner, M. S., Altieri, B., Keller, H. U. & Lim, T. "The spectrum of comet hale-bopp as seen by ISO", 1999, ESA SP-427 : The Universe as Seen by ISO, **427**, 137.
- Dartois, E. & d'Hendecourt, L. "Search for NH<sub>3</sub> ice in cold dust envelopes around YSOs", 2000, *A&A*, sous presse, pages 833–839.
- Dartois, E., Cox, P., Roelfsema, P. R., Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., d'Hendecourt, L., Jourdain de Muizon, M., Schmitt, B., Lim, T., Swinyard, B. & Heras, A. M. "Detection of the "44 μm" band of water ice in absorption in combined ISO SWS-LWS spectra", 1998, *A&A*, **338**, L21–L24.
- Dartois, E., Schutte, W., Geballe, T. R., Demyk, K., Ehrenfreund, P. & d'Hendecourt, L. "Methanol : The second most abundant ice species towards the high-mass protostars RAFGL7009S and W 33A", 1999, *A&A*, **342**, L32–L35.
- Dartois, E. 1998, "Les glaces interstellaires : interprétation par simulations en laboratoire des observations du satellite ISO.". Thèse, Université Paris-Sud.
- David, P. & Pegourie, B. "The complex dielectric function for circumstellar silicate grains based on the IRAS data.", 1995, *A&A*, **293**, 833–839.
- Day, K. L. "Further measurements of amorphous silicates", 1976, *ApJ*, **210**, 614–617.
- Day, K. L. "Irradiation of magnesium silicates with MeV protons", 1977, *MNRAS*, **178**, 49–51.
- Day, K. L. "Mid-infrared optical properties of vapor-condensed magnesium silicates", 1979, *ApJ*, **234**, 158–161.
- Demyk, K., Jones, A. P., Dartois, E., Cox, P. & d'Hendecourt, L. "The chemical composition of the silicate dust around RAFGL7009S and IRAS 19110+1045", 1999, *A&A*, **349**, 267–275.
- Demyk, K., Dartois, E., Wiesemeyer, H., Jones, A. & d'Hendecourt, L. "Composition of the silicate dust around evolved stars and protostars", Dans *ISO beyond the peaks : The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy*, 2-4 février 2000, VILSPA., 2000.
- d'Hendecourt, L., Jourdain de Muizon, M., Dartois, E., Breittellner, M., Ehrenfreund, P., Benit, J., Boulanger, F., Puget, J. L. & Habing, H. J. "ISO-SWS observations of solid state features towards RAFGL 7009S.", 1996, *A&A*, **315**, L365–L368.
- Dominik, C. & Tielens, A. G. G. M. *The physics of dust coagulation and the structure of dust aggregates in space*, 1997, *ApJ*, **480**, 647.

- Dominik, C., Sedlmayr, E. & Gail, H. . "Dust formation in stellar winds. VI. Moment equations for the formation of heterogeneous and core-mantle grains", 1993, A&A, **277**, 578.
- Dominik, C., Jones, A. P. & Tielens, A. G. G. M. "Disintegration of dust aggregates in interstellar shocks and the lifetime of dust grains in the ISM", 1995, Ap&SS, **233**, 155–159.
- Dorschner, J., Friedemann, C., Guertler, J. & Henning, T. "Optical properties of glassy bronzite and the interstellar silicate bands", 1988, A&A, **198**, 223–232.
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C. & Mutschke, H. "Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition.", 1995, A&A, **300**, 503.
- Draine, B. T. & Lee, H. M. "Optical properties of interstellar graphite and silicate grains", 1984, ApJ, **285**, 89–108.
- Draine, B. T. & McKee, C. F. "Theory of interstellar shocks", 1993, ARA&A, **31**, 373–432.
- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. "Destruction mechanisms for interstellar dust", 1979, ApJ, **231**, 438–455.
- Draine, B. T. "Time-dependent nucleation theory and the formation of interstellar grains", 1979, Ap&SS, **65**, 313–335.
- Duari, D., Cherchneff, I. & Willacy, K. "Carbon molecules in the inner wind of the oxygen-rich Mira IK Tauri", 1999, A&A, **341**, L47–L50.
- Dukes, C. A., Baragiola, R. A. & McFadden, L. A. "Surface modification of olivine by  $H^+$  and  $He^+$  bombardment", 1999, JGR, **104**, 1865–1872.
- Dwek, E. "The evolution of the elemental abundances in the gas and dust phases of the Galaxy", 1998, ApJ, **501**, 643.
- Ellison, D. C., Drury, L. O. & Meyer, J. "Galactic cosmic rays from supernova remnants. II. Shock acceleration of gas and dust", 1997, ApJ, **487**, 197.
- Fadeyev, Y. A. "Winds from red giants", Dans *IAU Colloq. 108 : Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution*, page 174, 1988.
- Faison, M., Churchwell, E., Hofner, P., Hackwell, J., Lynch, D. K. & Russell, R. W. "Infrared spectroscopy of Ultracompact H II regions", 1998, ApJ, **500**, 280.
- Fix, J. D. & Mutel, R. L. "Radio and infrared observations of optically invisible type II Hydroxyl Masers", 1984, AJ, **89**, 406–410.
- Forrest, W. J., Gillett, F. C. & Stein, W. A. "Circumstellar grains and the intrinsic polarization of starlight", 1975, ApJ, **195**, 423–440.

- Gail, H. . & Sedlmayr, E. "*The primary condensation process for dust around late M-type stars*", 1986, A&A, **166**, 225–236.
- Gail, H. . & Sedlmayr, E. "*Dust formation in stellar winds*", Dans *Physical Processes in Interstellar Clouds*, pages 275–303, 1987.
- Gail, H. . & Sedlmayr, E. "*Mineral formation in stellar winds. I. Condensation sequence of silicate and iron grains in stationary oxygen rich outflows*", 1999, A&A, **347**, 594–616.
- Gammon, R. H., Gaustad, J. E. & Treffers, R. R. "*Ten-micron spectroscopy of circumstellar shells*", 1972, ApJ, **175**, 687.
- Gerakines, P. A., Schutte, W. A., Greenberg, J. M. & van Dishoeck, E. F. "*The infrared band strengths of H<sub>2</sub>O, CO and CO<sub>2</sub> in laboratory simulations of astrophysical ice mixtures.*", 1995, A&A, **296**, 810.
- Gilman, R. C. "*On the composition of circumstellar grains*", 1969, ApJ, **155**, L185.
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. "*Standard solar composition*", 1998, Space Science Reviews, **85**, 161–174.
- Grossman, L. & Larimer, J. W. 1974, Rev. Geophys. Spa. Phys., **12**, 71.
- Guertler, J. & Henning, T. "*Circumstellar dust shells around very young and massive stars*", 1986, Ap&SS, **128**, 163–175.
- Habing, H. J. "*Circumstellar envelopes and Asymptotic Giant Branch stars.*", 1996, A&AR, **7**, 97–207.
- Hallenbeck, S. L., Nuth, J. A. & Daukantus, P. L. "*Mid-infrared spectral evolution of amorphous magnesium silicate smokes annealed in vacuum : Comparison to cometary spectra*", 1998, Icarus, **131**, 198–209.
- Henning, T., Guertler, J. & Dorschner, J. "*Observationally-based infrared efficiencies and Planck means for circumstellar dust grains*", 1983, Ap&SS, **94**, 333–349.
- Henning, T., Il'In, V. B., Krivova, N. A., Michel, B. & Voshchinnikov, N. V. "*WWW database of optical constants for astronomy*", 1999, A&AS, **136**, 405–406.
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. "*Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. III - Results for J shocks in molecular clouds*", 1989, ApJ, **342**, 306–336.
- Hoyle, F. & Wickramasinghe, N. C. "*On graphite particles as interstellar grains*", 1962, MNRAS, **124**, 417.
- Huffman, D. R. 1977, Adv. Phys., **26**, 129.
- Hunter, T. R., Phillips, T. G. & Menten, K. M. "*Active star formation toward the Ultracompact H II regions G45.12+0.13 and G45.07+0.13*", 1997, ApJ, **478**, 283.

- Hunter, T. "", 1997.
- Jäger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J. & Henning, T. "*Steps toward interstellar silicate mineralogy. I : Laboratory results of a silicate glass of mean cosmic composition*", 1994, A&A, **292**, 641–655.
- Johnson, R. E. 1990, "*Energetic Charged Particle Interactions with Atmosphere and Surfaces*". Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., Hollenbach, D. J. & McKee, C. F. "*Grain destruction in shocks in the interstellar medium*", 1994, ApJ, **433**, 797–810.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. J. "*Grain shattering in shocks : The interstellar grain size distribution*", 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 *Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*, page 595, 1997.
- Jones, A. P. "*The lifecycle of interstellar dust*", Dans *ASP Conf. Ser. 122 : From Stardust to Planetesimals*, page 97, 1997.
- Jones, A. P. "*Depletion patterns and dust evolution in the interstellar medium*", 2000, JGR, **105**, 10257–10268.
- Kemper, C., Waters, R., de Jong, T. & Tielens, X. "*Dust shells of OH/IR stars*", Dans *ISO beyond the peaks : The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy*, 2-4 février 2000, VILSPA., 2000.
- Kim, S., Martin, P. G. & Hendry, P. D. "*The size distribution of interstellar dust particles as determined from extinction*", 1994, ApJ, **422**, 164–175.
- Klöck, W., Thomas, K. L., McKay, D. S. & Palme, H. "*Unusual olivine and pyroxene composition in interplanetary dust and unequilibrated ordinary chondrites*", 1989, Nature, **339**, 126–128.
- Koehler, T. M., Gail, H. . & Sedlmayr, E. "*MgO dust nucleation in M-stars : calculation of cluster properties and nucleation rates.*", 1997, A&A, **320**, 553–567.
- Koike, C., Shibai, H. & Tsuchiyama, A. "*Extinction of olivine and pyroxene in the mid infrared and far infrared*", 1993, MNRAS, **264**, 654.
- Kozasa, T. & Hasegawa, H. 1987, Prog. Theor. Phys., **77**, 1402.
- Kozasa, T. & Sogawa, H. "*Formation of  $Al_2O_3$  grains and the 13  $\mu m$  feature in circumstellar envelopes of oxygen-rich AGB stars*", 1998, Ap&SS, **255**, 437–443.
- Kozasa, T., Hasegawa, H. & Seki, J. "*Grain formation in the expanding gas flow around cool luminous stars*", 1984, Ap&SS, **98**, 61–79.

- Kozasa, T., Hasegawa, H. & Nomoto, K. "Formation of dust grains in the ejecta of SN 1987 A", 1989, ApJ, **344**, 325–331.
- Kozasa, T., Hasegawa, H. & Nomoto, K. "Formation of dust grains in the ejecta of SN 1987 A. II", 1991, A&A, **249**, 474–482.
- Kraetschmer, W. & Huffman, D. R. "Infrared extinction of heavy ion irradiated and amorphous olivine, with applications to interstellar dust", 1979, Ap&SS, **61**, 195–203.
- Lenzuni, P., Gail, H. & Henning, T. "Dust evaporation in protostellar cores", 1995, ApJ, **447**, 848.
- Lindblad, B. 1935, Nature, **135**, 133.
- Little-Marenin, I. R. & Price, S. D. "The shapes of the circumstellar silicate features", Dans *Interstellar Processes : Abstracts of Contributed Papers*, pages 137–138, 1986.
- Lorenz-Martins, S. & de Araujo, F. X. "OH/IR objects : modelling of circumstellar dust envelopes by a Monte Carlo method", 1997, MNRAS, **291**, 296–304.
- Lutz, D., Feuchtgruber, H., Genzel, R., Kunze, D., Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Wright, C. M., Egami, E., Katterloher, R., Sturm, E., Wieprecht, E., Sternberg, A., Moorwood, A. F. M. & de Graauw, T. "SWS observations of the Galactic Center.", 1996, A&A, **315**, L269–L272.
- Malfait, K., Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., Vandenbussche, B., Huygen, E. & de Graauw, M. S. "The spectrum of the young star HD 100546 observed with the Infrared Space Observatory", 1998, A&A, **332**, L25–L28.
- Malfait, K., Waelkens, C., Bouwman, J., de Koter, A. & Waters, L. B. F. M. "The ISO spectrum of the young star HD 142527", 1999, A&A, **345**, 181–186.
- Mathis, J. S., Rumpl, W. & Nordsieck, K. H. "The size distribution of interstellar grains", 1977, ApJ, **217**, 425–433.
- Mathis, J. S., Cohen, D., Finley, J. P. & Krautter, J. "The X-ray Halo of Nova V1974 Cygni (Nova Cygni 1992) and the Nature of Interstellar Dust", 1995, ApJ, **449**, 320.
- Mathis, J. S. *The near-infrared interstellar silicate bands and grain theories*, 1998, ApJ, **497**, 824.
- Mauron, N. & Huggins, P. J. "Multiple shells in the circumstellar envelope of IRC+10216", 1999, A&A, **349**, 203–208.
- McCarthy, J. F., Forrest, W. J., Briotta, D. A. & Houck, J. R. "The Galactic Center - 16-30  $\mu$ m observations and the 18  $\mu$ m extinction", 1980, ApJ, **242**, 965–975.



- McCutcheon, W. H., Sato, T., Purton, C. R., Matthews, H. E. & Dewdney, P. E. "Millimeter and submillimeter wavelength continuum observations of massive young stellar objects", 1995, *AJ*, **110**, 1762.
- McKee, C. F. & Hollenbach, D. J. "Interstellar shock waves", 1980, *ARA&A*, **18**, 219–262.
- McKee, C. F., Hollenbach, D. J., Seab, G. C. & Tielens, A. G. G. M. *The structure of the time-dependent interstellar shocks and grain destruction in the interstellar medium*, 1987, *ApJ*, **318**, 674–701.
- McKee, C. "Dust destruction in the interstellar medium", Dans *IAU Symp. 135 : Interstellar Dust*, volume 135, page 431, 1989.
- Mennella, V., Brucato, J. R., Colangeli, L., Palumbo, P., Rotundi, A. & Bussoletti, E. "Temperature dependence of the absorption coefficient of cosmic analog grains in the wavelength range 20 microns to 2 millimeters", 1998, *ApJ*, **496**, 1058.
- Meyer, J., Drury, L. O. & Ellison, D. C. "Galactic cosmic rays from supernova remnants. I. A cosmic-ray composition controlled by volatility and mass-to-charge ratio", 1997, *ApJ*, **487**, 182.
- Mie, G. 1908, "Beiträge zur Optik Trüber Medien speziell kolloidaler Metallösungen", volume 25.
- Molster, F. J., Waters, L. B. F. M., Trams, N. R., Van Winckel, H., Decin, L., van Loon, J. T., Jäger, C., Henning, T., Käuff, H. ., de Koter, A. & Bouwman, J. "The composition and nature of the dust shell surrounding the binary *AFGL 4106*", 1999a, *A&A*, **350**, 163–180.
- Molster, F. J., Yamamura, I., Waters, L. B. F. M., Tielens, A. G. G. M., de Graauw, T., de Jong, T., de Koter, A., Malfait, K., van den Ancker, M. E., Van Winckel, H., Voors, R. H. M. & Waelkens, C. "Low-temperature crystallization of silicate dust in circumstellar disks", 1999b, *Nature*, **401**, 563.
- Molster, F. 2000, "Crystalline silicates in circumstellar dust shells". Ph.D. Thesis, Universiteit van Amsterdam.
- Moore, M. H. "The physics and chemistry of ices in the interstellar medium", Dans *Solid Interstellar Matter : The ISO Revolution*, Les Houches Workshop, 2-6 février 1998. Edité par L. d'Hendecourt, C. Joblin, et A. Jones. EDP Sciences and Springer-Verlag, p.199, 1999.
- Morioka, T., Kimura, S., Tsuda, N., Kaito, C., Saito, Y. & Koike, C. "Study of the structure of silica film by infrared spectroscopy and electron diffraction analyses", 1998, *MNRAS*, **299**, 78–82.

- Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., Guertler, J., Gustafson, B., Henning, T. & Stognienko, R. "*Steps toward interstellar silicate mineralogy. III. The role of aluminium in circumstellar amorphous silicates*", 1998, *A&A*, **333**, 188–198.
- Nitler, L. 1996, "*Quantitative isotopic ratio ion imaging and its application to studies of preserved stardust in meteorites*", Ph.D. Thesis, Washington University.
- Normandeau, M., Taylor, A. R. & Dewdney, P. E. "*A galactic chimney in the Perseus arm of the Milky Way.*", 1996, *Nature*, **380**, 687–689.
- Nuth, J. A. & Donn, B. "*Laboratory measurements of amorphous silicate smokes and the infrared spectra of oxygen-rich stars*", 1982, *ApJ*, **257**, L103–L105.
- Nuth, J. A., Rietmeijer, F. J. M., Hallenbeck, S. L., Withey, P. A. & Ferguson, F. "*Nucleation, growth, annealing and coagulation of refractory oxides and metals : Recent experimental progress and applications to astrophysical systems*", Dans *ASP Conf. Ser. 196 : Thermal Emission Spectroscopy and Analysis of Dust, Disks, and Regoliths*, pages 313–332, 2000.
- O'Donnell, J. E. & Mathis, J. S. "*Dust grain size distributions and the abundance of refractory elements in the diffuse interstellar medium*", 1997, *ApJ*, **479**, 806.
- Omont, A., Forveille, T., Moseley, S. H., Glaccum, W. J., Harvey, P. M., Likkell, L., Loewenstein, R. F. & Lisse, C. M. "*Observations of 40-70  $\mu\text{m}$  bands of ice in IRAS 09371 + 1212 and other stars*", 1990, *ApJ*, **355**, L27–L30.
- Ossenkopf, V., Henning, T. & Mathis, J. S. "*Constraints on cosmic silicates*", 1992, *A&A*, **261**, 567–578.
- Ossenkopf, V. "*Effective-medium theories for cosmic dust grains*", 1991, *A&A*, **251**, 210–219.
- Patzer, A. B. C., Gauger, A. & Sedlmayr, E. "*Dust formation in stellar winds. VII. Kinetic nucleation theory for chemical non-equilibrium in the gas phase*", 1998, *A&A*, **337**, 847–858.
- Pegourie, B. & Papoular, R. "*The optical properties of dust in the MID-IR silicate bands*", 1985, *A&A*, **142**, 451–460.
- Posch, T., Kerschbaum, F., Mutschke, H., Fabian, D., Dorschner, J. & Hron, J. "*On the origin of the 13  $\mu\text{m}$  feature. a study of ISO-SWS spectra of oxygen-rich AGB stars*", 1999, *A&A*, **352**, 609–618.
- Poulet, H. & Mathieu, J. 1970, "*Spectres de vibration et symétrie des cristaux*". Gordon and Breach, Science Publisher, Inc.
- Putnis, A. 1992, "*Introduction to mineral science*". eds. Cambridge University Press.
- Rietmeijer, F. J. "*Interplanetary dust particle*", Dans *Planetary Materials*, 1998.

- Roche, P. F. & Aitken, D. K. "OH 32.8 - 0.3 - a second source with absorption features of pure water ice", 1984, MNRAS, **209**, 33–36.
- Rowan-Robinson, M. "On the nature of interstellar grains and the interpretation of the iras background radiation", 1986, MNRAS, **219**, 737–749.
- Salpeter, E. E. "Formation and destruction of dust grains", 1977, ARA&A, **15**, 267–293.
- Sapar, A. & Kuusik, I. 1978, Publ. Tartu Astrophys. Obs., **46**, 71.
- Savage, B. D. & Sembach, K. R. "Interstellar abundances from absorption-line observations with the hubble space telescope", 1996, ARA&A, **34**, 279–330.
- Schmitt, B., Quirico, E., Trotta, F. & Grundy, W. M. "Optical properties of ices from UV to Infrared", Dans *Solar System Ices*, page 199, 1998.
- Schutte, W. A., van der Hucht, K. A., Whittet, D. C. B., Boogert, A. C. A., Tielens, A. G. G. M., Morris, P. W., Greenberg, J. M., Williams, P. M., van Dishoeck, E. F., Chiar, J. E. & de Graauw, T. "ISO-SWS observations of infrared absorption bands of the diffuse interstellar medium : The 6.2  $\mu\text{m}$  feature of aromatic compounds", 1998, A&A, **337**, 261–274.
- Schutte, W. A. "Ice evolution in the interstellar medium", Dans *Solid Interstellar Matter : The ISO Revolution*, Les Houches Workshop, 2-6 février, 1998. Edité par L. d'Hendecourt, C. Joblin, et A. Jones. EDP Sciences and Springer-Verlag, p.183, 1999.
- Sedlmayr, E. "Dust condensation in stellar outflows", Dans *IAU Symp. 135 : Interstellar Dust*, volume 135, page 467, 1989.
- Sembach, K. R. & Savage, B. D. "The gas and dust abundances of diffuse halo clouds in the milky way", 1996, ApJ, **457**, 211.
- Smith, R. K. & Dwek, E. *Soft X-ray scattering and halos from dust*, 1998, ApJ, **503**, 831.
- Smith, R. K. & Dwek, W. *Erratum : Soft X-ray scattering and halos from dust*, 2000, ApJ, **541**, 512–512.
- Smith, R. G. & Herman, J. "Absorption features in the infrared spectra of OH/IR stars - 3- and 10- $\mu\text{m}$  spectroscopy of OH 138.0 + 7.3", 1990, A&A, **227**, 147–150.
- Smith, R. G., Sellgren, K. & Tokunaga, A. T. "A study of H<sub>2</sub>O ice in the 3  $\mu\text{m}$  spectrum of OH 231.8+4.2 (OH 0739-14)", 1988, ApJ, **334**, 209–219.
- Snow, T. P. & Witt, A. N. "Interstellar depletions updated : Where all the atoms went", 1996, ApJ, **468**, L65.
- Sogawa, H. & Kozasa, T. "On the origin of crystalline silicate in circumstellar envelopes of oxygen-rich Asymptotic Giant Branch stars", 1999, ApJ, **516**, L33–L36.

- Soifer, B. T., Willner, S. P., Rudy, R. J. & Capps, R. W. "4-8  $\mu\text{m}$  spectrophotometry of OH 0739-14", 1981, ApJ, **250**, 631–635.
- Somsikov, V. V. & Voshchinnikov, N. V. "On the applicability of the Rayleigh approximation for coated spheroids in the near-infrared", 1999, A&A, **345**, 315–320.
- Stebbins, J., Huffer, C. H. & Whitford, A. 1934, Publ. Washburn. Obs., **15**, Part V.
- Stebbins, J., Huffer, C. H. & Whitford, A. 1935, ApJ, **90**, 209.
- Stencel, R. E., Nuth, J. A., Little-Marenin, I. R. & Little, S. J. "The formation and annealing of circumstellar dust, as gauged by IRAS low-resolution spectra and the microwave maser chronology", 1990, ApJ, **350**, L45–L48.
- Stognienko, R., Henning, T. & Ossenkopf, V. "Optical properties of coagulated particles.", 1995, A&A, **296**, 797.
- Strazzulla, G. "Chemistry of ice induced by bombardment with energetic charged particles", Dans *Solar System Ices*, page 281, 1998.
- Struve, F. G. W. 1847, Etude d'astronomie stellaire.
- Sylvester, R. J., Kemper, F., Barlow, M. J., de Jong, T., Waters, L. B. F. M., Tielens, A. G. G. M. & Omont, A. "2.4-197  $\mu\text{m}$  spectroscopy of OH/IR stars : The IR characteristics of circumstellar dust in O-rich environments", 1999, A&A, **352**, 587–599.
- Tielens, A. G. G. M. & Allamandola, L. J. "Composition, structure, and chemistry of interstellar dust", Dans *Interstellar Processes*, pages 397–469, 1987.
- Tielens, A. G. G. M., Wooden, D. H., Allamandola, L. J., Bregman, J. & Witteborn, F. C. "The infrared spectrum of the Galactic Center and the composition of interstellar dust", 1996, ApJ, **461**, 210.
- Tielens, A. G. G. M., Waters, L. B. F. M., Molster, F. J. & Justtanont, K. "Circumstellar silicate mineralogy", 1998, Ap&SS, **255**, 415–426.
- Tielens, A. G. G. M. "Towards a circumstellar silicate mineralogy", Dans *From Miras to Planetary Nebulae : Which Path for Stellar Evolution ?*, pages 186–200, 1990.
- Trumpler, R. J. 1930a, Lick Obs. Bull., **14**, 54.
- Trumpler, R. J. 1930b, Publ, Astron. Soc. Pacific, **42**, 214.
- Trumpler, R. J. 1930c, Publ, Astron. Soc. Pacific, **42**, 267.
- van Cappellen, E. & Doukhan, J. "Quantitative X-rays microanalysis of ionic compounds.", 1994, Ultramicroscopy, **53**, 343–349.
- van der Veen, W. E. C. J. & Habing, H. J. "The IRAS two-colour diagram as a tool for studying late stages of stellar evolution", 1988, A&A, **194**, 125–134.

- Volk, K. & Cohen, M. "New LRS spectra for 356 bright IRAS sources", 1989, *Astron. Jour.*, **98**, 931–975.
- Volk, K. & Kwok, S. "On the contribution of interstellar extinction to the 10  $\mu\text{m}$  dust feature in OH/IR stars", 1987, *ApJ*, **315**, 654–665.
- Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., de Graauw, M. S., Huygen, E., Malfait, K., Plets, H., Vandenbussche, B., Beintema, D. A., Boxhoorn, D. R., Habing, H. J., Heras, A. M., Kester, D. J. M., Lahuis, F., Morris, P. W., Roelfsema, P. R., Salama, A., Siebenmorgen, R., Trams, N. R., van der Bliek, N. R., Valentijn, E. A. & Wesselius, P. R. "SWS observations of young main-sequence stars with dusty circumstellar disks.", 1996, *A&A*, **315**, L245–L248.
- Waelkens, C., Malfait, K. & Waters, L. B. F. M. "Comet Hale-Bopp, circumstellar dust, and the interstellar medium", 1997, *Earth Moon and Planets*, **79**, 265–274.
- Waters, L. B. F. M., Molster, F. J., de Jong, T., Beintema, D. A., Waelkens, C., Boogert, A. C. A., Boxhoorn, D. R., de Graauw, T., Drapatz, S., Feuchtgruber, H., Genzel, R., Helmich, F. P., Heras, A. M., Huygen, R., Izumiura, H., Justtanont, K., Kester, D. J. M., Kunze, D., Lahuis, F., Lamers, H. J. G. L. M., Leech, K. J., Loup, C., Lutz, D., Morris, P. W., Price, S. D., Roelfsema, P. R., Salama, A., Schaeidt, S. G., Tielens, A. G. G. M., Trams, N. R., Valentijn, E. A., Vandenbussche, B., van den Ancker, M. E., van Dishoeck, E. F., Van Winckel, H., Wesselius, P. R. & Young, E. T. "Mineralogy of oxygen-rich dust shells.", 1996, *A&A*, **315**, L361–L364.
- Waters, L. B. F. M., Beintema, D. A., Zijlstra, A. A., de Koter, A., Molster, F. J., Bouwman, J., de Jong, T., Pottasch, S. R. & de Graauw, T. "Crystalline silicates in planetary nebulae with [WC] central stars", 1998, *A&A*, **331**, L61–L64.
- Whittet, D. C. B., Schutte, W. A., Tielens, A. G. G. M., Boogert, A. C. A., de Graauw, T., Ehrenfreund, P., Gerakines, P. A., Helmich, F. P., Prusti, T. & van Dishoeck, E. F. "An ISO SWS view of interstellar ices : first results.", 1996, *A&A*, **315**, L357–L360.
- Whittet, D. C. B. 1992, "Dust in the Galactic Environment". Dust in the galactic environment Institute of Physics Publishing, 306 p.
- Williams, D. B. & Carter, C. B. 1996, "Transmission Electron Microscopy". Chap10 : specimen preparation, pp 157-173, Plenum Press, New York.
- Wooden, D. H., Rank, D. M., Bregman, J. D., Witteborn, F. C., Tielens, A. G. G. M., Cohen, M., Pinto, P. A. & Axelrod, T. S. "Airborne spectrophotometry of SN 1987 A from 1.7 to 12.6  $\mu\text{m}$  - time history of the dust continuum and line emission", 1993, *ApJS*, **88**, 477–507.

- Wooden, D. H., Harker, D. E., Woodward, C. E., Butner, H. M., Koike, C., Witteborn, F. C. & McMurtry, C. W. "*Silicate mineralogy of the dust in the inner coma of comet C/1995 01 (Hale-Bopp) pre- and postperihelion*", 1999, ApJ, **517**, 1034–1058.
- Wooden, D. H., Butner, H. M., Harker, D. E. & Woodward, C. E. "*Mg-rich silicate crystals in comet hale-bopp : ISM relics or solar nebula condensates ?*", 2000, Icarus, **143**, 126–137.
- Ziegler, J. F., Biersack, J. P. & Littmark, U. 1996, "*The stopping and Range of Ions in Solids*". Pergamon Press, New York.
- Zinner, E. "*Presolar material in meteorites : an overview*", Dans *Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*, page 3, 1997.



Article 1 :

**Laboratory identification of the 4.62  $\mu\text{m}$  solid state absorption band in the ISO-SWS spectrum of RAFGL 7009S**





Article 2 :

**The chemical composition of the silicate dust  
around RAFGL7009S and IRAS 19110+1045**



Article 3 :

**Structure and chemical composition of the silicate  
dust around OH/IR stars**



# Liste de publications

## Journaux à comité de lecture :

- Structural and chemical alteration of crystalline olivine under low energy He<sup>+</sup> irradiation, **Demyk K.**, Carrez Ph., Leroux H., Cordier P., Jones A. P., Borg J., Raynal P.I., d’Hendecourt L., 2001, A&A 368, L38
- Disk around Hot Stars in the Trifid Nebula, Lefloch B., Cernicharo D., **Demyk K.**, Rodriguez L.F., 2001, A&A 368, L13
- Structure and chemical composition of the silicates dust around OH/IR stars, **Demyk K.**, Dartois E., Wiesemeyer H., Jones A. P., d’Hendecourt L., 2000, A&A 364, 170
- Carbon dioxide-methanol intermolecular complexes in interstellar grain mantles, Dartois E., **Demyk K.**, d’Hendecourt L., Ehrenfreund P., 1999, A&A 351, 1066
- The chemical composition of the silicate dust around RAFGL7009S and IRAS 19110+1045, **Demyk K.**, Jones A. P., Dartois E. ; Cox P., D’Hendecourt L., 1999, A&A 349, 267
- Methanol : The second most abundant ice species towards the high-mass protostars RAFGL7009S and W 33A, Dartois E., Schutte W., Geballe T. R., **Demyk K.**, Ehrenfreund P., D’Hendecourt L., 1999, A&A 342, L32
- Laboratory identification of the 4.62  $\mu\text{m}$  solid state absorption band in the ISO-SWS spectrum of RAFGL7009S, **Demyk, K.**, Dartois E., D’Hendecourt L., Jourdain de Muizon M., Heras A. M., Breitfellner M., 1998, A&A 339, 553
- Ice segregation toward massive protostars, Ehrenfreund P., Dartois E., **Demyk K.**, D’Hendecourt L., 1998, A&A 339, L17

## Articles de conférence :

- The question of the 6.8  $\mu\text{m}$  band in the IR spectra of 5 IDPs, Quirico E., Raynal P-I., Borg J., **Demyk K.**, Dartois E., Aubert D., Aiouaz T., Deboffle D., d’Hendecourt L., “31th Lunar and Planetary Space Science”, Houston, Texas, 13-17 Mars 2000

- Composition of the silicate dust around evolved stars and protostars, **Demyk K.**, Dartois E., Wiesemeyer H., Jones A.P., d’Hendecourt L., workshop ”ISO beyond the peaks : The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy”, Vilspa, Espagne, 2-4 Février 2000
- Molecules in the Gas and Solid State Towards the Young Massive Protostar RAFGL7009S, Dartois E., **Demyk K.**, Gerin M., d’Hendecourt L., “Solid Interstellar Matter : The ISO Revolution”, Ecoles de physique des Houches, 2-6 Février, 1998. Eds. : L. d’Hendecourt, C. Joblin, et A. Jones. EDP Sciences and Springer-Verlag, 1999., p.162
- Interstellar Matrices, the view from ISO, D’Hendecourt L., **Demyk K.**, Dartois E., et al., Conférence “H<sub>2</sub> in Space”, Paris, France, 28 Septembre - 1<sup>er</sup> Octobre, 1999. Eds. : F. Combes, G. Pineau des Forêts. Cambridge University Press, Astrophysics Series
- ISO-SWS observations of protostars : the relevance of laboratory ices simulations, d’Hendecourt L., Jourdain de Muizon M., Dartois E., **Demyk K.**, Ehrenfreund P., Heras A., 1999, Conférence “The Universe as seen by ISO, Unesco, Paris, France, 20-23 Octobre 1998, P. Cox & M. Kessler Ed., ESA SP 427, p587
- The infrared emission from dust in the M17-SW HII region, Jones, A., Frey V., Verstraete L., Cox P., **Demyk K.**, 1999, Conférence “The Universe as seen by ISO, Unesco, Paris, France, 20-23 Octobre 1998, P. Cox & M. Kessler Ed., ESA SP 427, p679

## Evaluation de la conduite du projet de recherche

J'ai rédigé ce chapitre à la demande de l'Ecole Doctorale d'Astronomie - Astrophysique d'Ile de France. C'est la deuxième année que celle-ci demande à quelques doctorants d'effectuer cette évaluation, à titre expérimental, dans le but de la rendre par la suite obligatoire pour tous les doctorants de l'Ecole Doctorale. Ce chapitre est, selon l'Ecole Doctorale, destiné aux "acteurs de monde socio-économique". Il a pour but d'amener le doctorant à réfléchir sur son travail de thèse en termes scientifiques, mais aussi financiers, économiques, relationnels, ainsi qu'à le présenter et à le valoriser vis-à-vis de futurs employeurs, qu'ils soient privés ou publics. Un canevas et des indications à suivre nous ont été proposés par un consultant privé que nous avons rencontré une fois l'évaluation achevée afin d'en discuter.



# Evaluation de la conduite du projet de recherche :

Les silicates interstellaires : composition physico-chimique et évolution

## Présentation du projet et de son contexte

J'ai effectué ma thèse à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), sur le campus de l'université Paris XI, entre les mois de septembre 1997 et 2000. Mon travail a été encadré par Louis d'Hendecourt, directeur de recherche et responsable de l'équipe Astrochimie Expérimentale.

Mon travail de thèse a été consacré à l'étude de la structure, de la composition et de l'évolution de la matière solide interstellaire. Cette étude a été réalisée à partir des observations spectroscopiques infrarouges du satellite ISO (Infrared Space Observatory). Le traitement des données satellitaires a permis de pouvoir extraire de l'information scientifiquement exploitable. L'analyse de ces données par modélisation et à l'aide de simulations expérimentales permet de mettre en évidence l'évolution de la nature physico-chimique de la poussière réfractaire silicatée dans le milieu interstellaire. Les silicates nouvellement formés sont en effet en partie cristallins et principalement composés d'olivines alors que les silicates en fin de vie sont essentiellement amorphes et composés de pyroxènes. Cette évolution de la physico-chimie des grains de silicate a lieu dans le milieu interstellaire sous l'effet des collisions entre grains, avec le gaz, avec des rayons cosmiques, et/ou par interaction avec des photons. La possibilité que la propagation dans le milieu interstellaire des ondes de chocs résultant de l'explosion des supernovae puisse être, au moins en partie, responsable du remaniement des grains de silicates dans le milieu interstellaire a été étudiée expérimentalement.

L'IAS est composée de quatre équipes de recherche regroupant une quarantaine de chercheurs : Physique des Galaxies, Physique du Système Solaire, Physique Solaire et Stellaire et Astrochimie Expérimentale. Cette dernière est composée de cinq chercheurs et d'un ingénieur de recherche ainsi que deux thésitifs et d'un post-doctorant. Mon travail de thèse sur la poussière réfractaire constitue un des trois grands axes de recherche de l'équipe avec l'étude de la matière volatile, centrée sur les glaces interstellaires, et de la matière primitive qui s'intéresse à l'analyse en laboratoire de grains cométaires et météoritiques. Mon travail, qui s'inscrit dans la problématique

de la compréhension de l'évolution du milieu interstellaire, est aussi lié à l'activité du groupe Physique des Galaxies pour lequel l'analyse et l'interprétation des données ISO est une des priorités.

Le satellite ISO est un projet de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) réalisé avec la participation de l'ISAS (Institute of Space and Astronautical Science) au Japon et de la NASA (National Aeronautic and Space Administration) aux Etats-Unis. Lancé le 17 novembre 1995 de Kourou par une fusée Ariane 4, ISO a été opérationnel jusqu'en mai 1998. Ma thèse a débuté peu après la publication des premiers résultats issus des observations du satellite et alors que leur analyse scientifique débutait à peine. Les résultats d'ISO, attendus par la communauté européenne et internationale depuis une quinzaine d'années, constituent un jeu de données de qualité exceptionnelle touchant un très grand nombre de domaines de l'astrophysique tels que l'évolution stellaire, l'étude du milieu interstellaire, des galaxies, du système solaire. Ces résultats ont soulevé de nombreuses questions concernant la compréhension de la matière solide interstellaire et mon travail de recherche a consisté à tenter d'apporter des éléments de réponse à certaines de ces questions.

Le financement de mon allocation de thèse a été assuré par le Ministère de l'Education Nationale, de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (MENESR). Les allocations de recherche du Ministère sont attribuées à des sujets jugés prioritaires par l'Ecole Doctorale. Un cahier regroupant des propositions de sujets de thèse est à la disposition des étudiants de DEA. Aucun sujet ne comportant de travail expérimental, j'ai pris contact avec mon futur directeur de thèse afin de lui proposer de travailler avec lui.

## **Ressources affectées au projet**

Le coût total de ce travail de thèse est d'environ 3,1 MFF (voir tableau). L'ensemble de ces dépenses a été couvert par le CNRS ( $\sim 77\%$  : salaire), le MENESR ( $\sim 17\%$  : allocation de recherche), l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) ( $\sim 1\%$  : missions) et le PCMI (programme national de Physique et Chimie du Milieu Interstellaire) ( $\sim 2\%$  : fonctionnement).

### **Coûts salariaux :**

La réalisation de mon projet de recherche m'a permis d'entrer en contact avec un grand nombre de personnes, au sein de l'IAS bien sûr mais aussi dans d'autres laboratoires français et internationaux. Si l'ensemble de ces participations a été bénéfique

au projet de recherche, chaque participation a le plus souvent été ponctuelle et le temps que chacun a consacré au projet est difficile à évaluer. Parmi les personnes qui se sont le plus investies on peut distinguer les membres de l'équipe Astrochimie à l'IAS ainsi que deux personnes au LSPES à Lille. Le salaire d'un directeur de recherche affecté à temps plein au projet de recherche pendant trois ans a été pris pour rendre compte des contributions de ces diverses personnes au projet. Ce n'est bien entendu qu'une estimation. Les salaires bruts ont été multipliés par 2 afin de tenir compte des charges patronales et du coût des infrastructures.

Coûts :

Coûts salariaux			
Personel	temps dédié	Salaire brut mensuel (FF)	Coût (FF)
Doctorant	100 %	7 400	532 800
Equivalent			
Directeur de recherche	100 %	25 000	1 800 000
Ingénieur de recherche	50 %	17 030	613 080
Fonctionnement équipe			40 000
Equipements lourds			80 000
Missions			25 000

#### Equipement expérimental :

Le budget de l'équipe Astrochimie est essentiellement consacré à la maintenance du système expérimental (spectromètre à TF, évaporateur, spectromètre de masse, cryostat). La part attribuée à mon travail est calculée en divisant le budget de l'équipe par le nombre de personnes de l'équipe. Mon travail m'a conduit vers des expériences qui n'étaient pas réalisables à l'IAS car elles nécessitaient l'utilisation d'équipements lourds qu'il n'était pas envisageable d'acheter et dont personne au laboratoire ne maîtrisait l'utilisation. L'utilisation de ces équipements (accélérateur d'ions, microscope électronique à transmission) n'a pas entraîné de coûts supplémentaires directs car leur utilisation a eu lieu dans le cadre de collaborations ou parce que les équipements étaient ouverts à la communauté scientifique. Ils ont tout de même été inclus dans le coût de cette thèse dont ils représentent  $\sim 3$  %.

## Conduite et gestion du projet

On peut distinguer, a posteriori, trois grandes étapes dans mon travail de recherche : le travail sur le projet initial, la redéfinition du projet de recherche et finalement sa réalisation. Le sujet de recherche initial était l'étude des solides volatiles

et froids, les glaces interstellaires, par l'interprétation des données ISO et avec une approche expérimentale. La redondance du sujet avec celui d'un autre étudiant (E. Dartois) finissant sa thèse avec mon directeur m'a incité à le réorienter, en accord avec ce dernier. Environ six mois après le début de ma thèse et après avoir fini un premier travail sur les glaces (voir article 1, p173) j'ai commencé à étudier un autre type de poussière, la poussière réfractaire de type silicates/oxydes. Un travail exploratoire de traitement et d'analyse des données du satellite ISO a permis de définir les axes de recherche à suivre. Ce travail s'est en fait déroulé pendant tout le reste de ma thèse et a permis de préciser les axes à suivre ainsi que de mettre en évidence de nouvelles problématiques. Parallèlement, la réalisation des buts scientifiques fixés a été entreprise avec le travail de modélisation théorique et surtout la recherche et la mise en place d'une collaboration avec le LSPES de l'Université de Lille ainsi que deux chercheurs à l'IPG et à Lyon afin de réaliser les objectifs expérimentaux.

D'un point de vue pratique, l'avancement du projet et le choix des axes à développer ont été discutés lors de réunions internes à l'équipe Astrochimie. Ces réunions, de fréquence variable (environ 4 par an), étaient programmées à mon initiative aussi bien qu'à celle de mon directeur de thèse ou de tout autre chercheur impliqué dans le projet. Parallèlement, plusieurs réunions ont été organisées pour établir, faire le point et poursuivre la collaboration engagée.

D'autre part, j'ai pu, durant ma thèse participer à 5 conférences internationales et 2 écoles du CNRS, ce qui a été très bénéfique pour mon travail et le déroulement de ma thèse. En effet, cela m'a permis de confronter mes résultats (grâce à des interventions orales ou des posters) à ceux de la communauté internationale et ainsi de les évaluer d'un œil plus critique. Cela m'a également aidé pour déterminer les axes de recherche à développer dans le cadre de ma thèse.

## **Bilan**

### **Bilan scientifique**

Au terme de ces trois années de recherche un état des lieux du sujet, des connaissances acquises grâce aux récentes données du satellite ISO et des problématiques qui s'en dégagent a été effectué. Comme beaucoup de travaux de recherche fondamentale cette étude pose plus de questions qu'elle n'apporte de réponses. Cependant un certain nombre de résultats ont été acquis et publiés dans des revues spécialisées internationales à comité de lecture (quatre publications à ce jour) et exposées dans des conférences internationales (posters et interventions orales). Ces résultats ont permis de choisir un thème de recherche expérimental prometteur à développer, les

effets de l'irradiation ionique sur la structure et la composition de la poussière, dont les premiers résultats ont été obtenus. Ce thème est relativement nouveau pour la communauté astrophysique étudiant le milieu interstellaire. Il est d'autre part applicable à d'autres domaines astrophysiques tels que la planétologie pour l'étude de la nébuleuse présolaire. Enfin le développement de ce projet de recherche a permis de créer une nouvelle thématique d'intérêt scientifique international au sein de l'équipe Astrochimie Expérimentale, l'étude de la poussière réfractaire, ainsi que de mettre en place une collaboration fructueuse qui va se poursuivre au delà de ce travail de thèse.

### **Bilan personnel**

Ce travail de thèse a été très enrichissant pour de nombreuses raisons. Tout d'abord l'attrait, et l'atout, principal de ce projet de recherche est la diversité des méthodes qu'il impliquait, et qu'il a en effet nécessité : traitement informatique des données satellitaires, travail de modélisation de ces données ainsi que de nombreux travaux expérimentaux.

En plus de me spécialiser sur la physique du Milieu Interstellaire, la modélisation et le travail expérimental, la pluridisciplinarité de mon sujet de thèse m'a permis d'acquérir des bases en minéralogie et en physico-chimie des solides. J'ai également acquis pendant ces trois années de recherche une bonne culture scientifique sur l'astrophysique en général. L'IAS étant un laboratoire spatial qui participe à l'élaboration de divers satellite européens, j'ai aussi eu la possibilité de me familiariser avec le monde du spatial, français et international.

Les principales compétences techniques acquises pendant ma thèse sont les suivantes :

- expérience en informatique : programmation en Fortran 77, IDL, traitement de données, utilisation du système UNIX
- compétences expérimentales : spectroscopie infrarouge à Transformé de Fourier, techniques du vide et de la cryogénie, microscopie électronique, gestion d'une expérience (maintenance, commandes)
- maîtrise de l'anglais : lu, parlé et écrit

Enfin cette thèse m'a permis de développer un certain nombre de compétences personnelles et humaines. Un travail de recherche est avant tout un travail d'équipe. Rechercher et établir des collaborations a donc été pour moi très important et cela a constitué une expérience nouvelle et extrêmement intéressante nécessitant des qualités humaines de communication et d'écoute. Cela m'a donné l'occasion de faire preuve

d'initiative pour la recherche des interlocuteurs, d'un esprit de synthèse pour leur présenter mon projet et d'autonomie pour l'orientation des expériences.

La définition initiale très large de mon sujet de thèse m'a donné l'occasion de faire preuve d'initiative afin de le préciser et de l'orienter tout au long de mon travail en fonction de mes résultats et de ceux parus sur le sujet, en collaboration avec mon directeur de thèse en début de thèse et de façon autonome en fin de thèse, notamment pour la mise en place de la collaboration avec le LPSES. La réorientation du sujet en début de thèse m'a été bénéfique car elle m'a permis d'explorer plusieurs sujets de recherche et de ne pas me cantonner à un domaine d'étude trop étroit. Elle a aussi permis à l'équipe d'étendre ses activités de recherche à l'étude des poussières réfractaires. De plus cette nécessité de prendre des initiatives est très formatrice car elle impose de prendre du recul et d'avoir un œil critique à l'égard de son travail.

## **Et si c'était à refaire ?**

Ma réponse serait sans hésiter : oui ! Et cela essentiellement parce que j'ai pu effectuer ma thèse dans de bonnes conditions, c'est-à-dire dans un laboratoire jeune et dynamique, avec tous les moyens nécessaires à ma disposition, sur un sujet d'intérêt international. Malheureusement, au début de leur thèse, la plupart des étudiants ne savent pas si tous ces éléments, qui vont contribuer à la réussite de leur travail, sont réunis. Il faut donc leur conseiller de faire tout leur possible pour se renseigner sur le laboratoire d'accueil et sur l'impact scientifique du sujet, auprès des enseignants de DEA par exemple. Le stage de DEA est un très bon moyen d'évaluer les paramètres humains et matériels de l'encadrement de la recherche. La curiosité et le contact avec l'ensemble du personnel du laboratoire sont également essentiels.

La recherche fondamentale est un espace de travail libre de toute contrainte, du moins lorsque l'on est en thèse. De telles conditions de travail sont exceptionnelles mais elles peuvent aussi s'avérer dangereuses s'il n'y a pas un cadre de travail défini dans les grandes lignes. C'est pourquoi, en ce qui concerne la gestion et le déroulement de la thèse, on ne peut que conseiller aux étudiants d'être curieux et organisés.

La question des débouchés est problématique pour les scientifiques effectuant une thèse dans un domaine fondamental tel que l'astrophysique. Il est clair qu'une thèse comme celle que j'ai effectuée ne prépare pas à chercher du travail hormis dans l'enseignement supérieur ou la recherche publique. C'est pourtant ce que font la majorité des doctorants. Le problème me semble être plus au niveau de la mise en valeur des compétences acquises que des compétences elles-mêmes. Néanmoins la faible

fréquentation des doctoriales en astrophysique (dont le but est de mettre en contact doctorants et entreprises) montre que les doctorants sont peu enclins à envisager une reconversion après la thèse. Il faudrait, pour que ceux-ci soient plus réceptifs à l'idée d'une reconversion, que la formation doctorale affiche plus clairement dans ses objectifs et ses programmes sa volonté de "former par la recherche" des étudiants pour le secteur public mais aussi privé (peut-être par la mise en place de cours ou de discussions à ce sujet, par la mise en place d'annuaires des anciens...). Il serait également souhaitable que les laboratoires accueillant des doctorants s'impliquent d'avantage dans le suivi et l'avenir professionnel des étudiants. Finalement il serait évidemment bénéfique que la thèse soit mieux reconnue, hors de la sphère publique, qu'elle ne l'est actuellement.

Annexes

Catalogue des spectres infrarouges réalisés :



échantillon	formule	groupe minéralogique	domaine spectral (cm <sup>-1</sup> )
nésolsilicates (tétraèdres isolés)			
olivine de la Réunion		olivine	4500-200
forstérite	Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	-	5000-200 et 240-20
olivine 80 % forstérite		-	5000-200 et 550-125
fayalite (≤ 12 μm)	Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	-	5000-200
fayalite (≤ 3 μm)	Fe <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	-	5000-200
forstérite*	Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	-	4000-200
olivine 80 % forstérite*	Mg <sub>1.6</sub> Fe <sup>0.4</sup> SiO <sub>4</sub>	-	4000-200
olivine 60 % forstérite*	Mg <sub>1.2</sub> Fe <sup>0.8</sup> SiO <sub>4</sub>	-	4000-200
olivine 40 % forstérite*	Mg <sub>0.8</sub> Fe <sup>1.2</sup> SiO <sub>4</sub>	-	4000-200
almandin	Fe <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> (SiO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub>	grenat	4500-200
grossulaire	Ca <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> (SiO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub>	grenat	4500-200
inolsilicates (tétraèdres en chaînes)			
augite (≤ 40 μm)	Ca(Mg,Fe,Al)(Al,Si) <sub>2</sub> O <sub>6</sub>	pyroxènes	5000-200 et 550-125
clinopyroxène 300 et 77 K		-	5000-200
diopside	CaMgSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub>	-	5000 - 200 et 550-125
enstatite	MgSiO <sub>3</sub>	-	8000 - 200 250-20
hedenbergite	CaFeSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub>	-	4000-200 250-20
wollastonite	CaSiO <sub>3</sub>	pyroxénoïde	5000-200 et 250-20
hornblende (≤ 40 μm)	NaCa <sub>2</sub> (Mg,Fe,Al) <sub>5</sub> (Si,Al) <sub>8</sub> O <sub>22</sub> (OH) <sub>2</sub>	amphibole	5000-200
phyllosilicates (tétraèdres en couches)			
kaolinite	Al <sub>4</sub> Si <sub>4</sub> O <sub>10</sub> (OH) <sub>8</sub>	serpentine	
biotite	K(Mg,Fe) <sub>3</sub> (AlSi <sub>3</sub> O <sub>10</sub> )(OH) <sub>2</sub>	micas	5000-200
montmorillonite	Al <sub>2</sub> Si <sub>4</sub> O <sub>10</sub> .xH <sub>2</sub> O	smectite	5000-200
nontronite	Fe <sub>2</sub> Si <sub>4</sub> O <sub>10</sub> .xH <sub>2</sub> O	smectite	5000 - 200
tektosilicates			
labradorite	CaNa(Al,Si)AlSi <sub>2</sub> O <sub>8</sub>	feldspath	5000-200
orthose (≤ 40 μm)	K(AlSi <sub>3</sub> O <sub>8</sub> )	-	5000-200
oxydes			
hématite (≤ 40 μm)	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	hématite	7500-350
ilménite	FeTiO <sub>3</sub>	-	4000-200
magnétite	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	spinelle	8000-200
spinelle	MgAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	-	5000-200
rutile	TiO <sub>2</sub>	rutile	

carbonates			
calcite	$\text{CaCO}_3$	calcite	4500-200
sidérite	$\text{FeCO}_3$	calcite	4500-200
dolomite	$\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$	dolomite	4500-200



## Catalogues des sources étudiées

Les informations ci-dessous sont tirées de la base de données Simbad : <http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

### Protoétoiles :

#### RAFGL 7009S :

Autres noms : IRAS 18316-0602, Mol62, [KCW] 025.650+0.1.050  
Coordonnées 2000 : 18 34 19.7 -05 59 44  
Coordonnées 1950 : 18 31 38.9 -06 02 08  
Coordonnées galactiques : 25.65 +1.05

Flux IRAS :	12	25	60	100	$\mu\text{m}$
	22.75	137.6	958.2	2136.0	Jy
	6	5	12	12	% erreur

#### IRAS 19110+1045 :

Autres noms : NVSS J191320+105054, [TFT] G045.066+0.138  
Coordonnées 2000 : 19 13 22.0 +10 50 53  
Coordonnées 1950 : 19 11 00.3 +10 45 42  
Coordonnées galactiques : 45.07 +0.13

Flux IRAS :	12	25	60	100	$\mu\text{m}$
	57.62	494.30	5913.00	7497.00	Jy
	6	6	-	-	% erreur

#### IRAS 23151+5912 :

Autres noms : WB89 267  
Coordonnées 2000 : 23 17 21.0 +59 28 49  
Coordonnées 1950 : 23 15 08.6 +59 12 25  
Coordonnées galactiques : 111.24 -1.24

Flux IRAS :	12	25	60	100	$\mu\text{m}$
	50.82	203.30	1115.00	1009.00	Jy
	4	9	7	14	% erreur

## Etoiles évoluées :

### IRAS 17004-4119 :

Autres noms : V\* V1008 Sco, OH 344.93 +.01, SCHD 168  
Coordonnées 2000 : 17 03 56.2 -41 24 00  
Coordonnées 1950 : 17 00 25.4 -41 19 50  
Coordonnées galactiques : 344.93 +0.01

Flux IRAS :

12	25	60	100	$\mu\text{m}$
128.10	322.6	373.1	199.7	Jy
7	11	21	-	% erreur

### IRAS 17411-3154 :

Autres noms : RAFGL 5379, OH 357.31 -1.33, SCHB 153, GLMP 624  
Coordonnées 2000 : 17 44 22.7 -31 55 39  
Coordonnées 1950 : 17 41 07.4 -31 54 24  
Coordonnées galactiques : 357.31 -1.33

Flux IRAS :

12	25	60	100	$\mu\text{m}$
1262.1	2723.0	1365.0	405.7	Jy
4	4	9	11	% erreur

### IRAS 09425-6040 :

Autres noms : GLMP 260  
Coordonnées 2000 : 09 44 01.8 -60 54 23  
Coordonnées 1950 : 09 42 35.2 -60 40 34  
Coordonnées galactiques : 282.04 -5.88

Flux IRAS :

12	25	60	100	$\mu\text{m}$
26.82	55.53	21.18	5.05	Jy
4	5	6	10	% erreur

**IRAS 18184-1302 :**

Autres noms : RAFGL 2132, EM\* MWC 922

Coordonnées 2000 : 18 21 15.9 -13 01 27

Coordonnées 1950 : 18 18 26.7 -13 02 54

Coordonnées galactiques : 17.93 +0.63

Flux IRAS :

12	25	60	100	$\mu\text{m}$
336.0	597.5	253.2	436.0	Jy
7	6	14	-	% erreur

**CPD-56 8032 :**

Autres noms : IRAS 17047-5650, V\* V837 Ara, PN G332.9-09.9

Coordonnées 2000 : 17 09 00.8714 -56 54 47.966

Coordonnées 1950 : 17 04 47.76 -56 50 56.7

Coordonnées galactiques : 332.92 -9.91

Flux IRAS :

12	25	60	100	$\mu\text{m}$
143.7	257.9	199.1	91.69	Jy
4	4	9	15	% erreur

