



HAL
open science

Étude Multi-Longueurs d'Onde de Galaxies Naines Proches: Propriétés des Milieux Interstellaires de Faible Métallicité

Frédéric Galliano

► **To cite this version:**

Frédéric Galliano. Étude Multi-Longueurs d'Onde de Galaxies Naines Proches: Propriétés des Milieux Interstellaires de Faible Métallicité. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT: . tel-00122609

HAL Id: tel-00122609

<https://theses.hal.science/tel-00122609>

Submitted on 3 Jan 2007

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

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

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France

Thèse de doctorat

Présentée pour obtenir le

Grade de docteur ès sciences de l'Université Paris XI Orsay

Spécialité : Astrophysique

par

Frédéric GALLIANO

Étude Multi-Longueurs d'Onde de Galaxies Naines Proches : Propriétés des Milieux Interstellaires de Faible Métallicité

Soutenue le 5 avril 2004

Devant la commission d'examen composée de :

M. François BOULANGER Examineur
M. Eli DWEK Rapporteur
M. Jay GALLAGHER Examineur
M. Daniel KUNTH Rapporteur
Mme Suzanne MADDEN Directrice
M. Guillaume PINEAU DES FORÊTS Président

Préparée au
Service d'Astrophysique du CEA/Saclay

À propos de poussières...

*Si je vous disais qu'il y a quelques temps, je suis redevenu poussière,
vous vous diriez: « il a un grain! »*

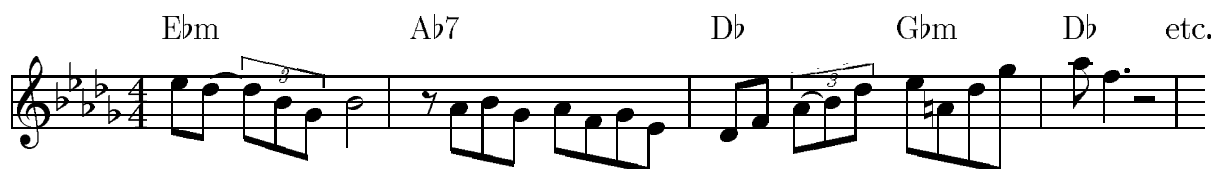
Raymond DEVOS, *L'état de poussière*

*Les sabliers ne nous rappellent point seulement le rapide cours du temps,
mais à la fois la poussière où nous tomberons un jour.*

Georg Christoph LICHTENBERG, *Le miroir de l'âme*

*And yet, to me, what is this quintessence of dust?
Man delights not me, (no,) nor woman neither, though by your smiling you seem to say so.*

William SHAKESPEARE, *Hamlet II,2*



Django REINHARDT, *Stardust (Carmichael/Parish)*

Table des matières

Table des figures	vii
Liste des tableaux	xi
Contents (<i>in English</i>)	xiii
Résumé	xvii
Mots-clés	xviii
Abstract (<i>in English</i>)	xix
Key words (<i>in English</i>)	xx
Introduction	1
Partie I Les distributions spectrales d'énergie de galaxies	5
A Le milieu interstellaire, des galaxies proches aux galaxies lointaines	7
A.1 Le milieu interstellaire des galaxies	7
A.1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire	8
A.1.1.1 La phase ionisée	8
A.1.1.2 La phase atomique	9
A.1.1.3 La phase moléculaire	10
A.1.2 Les régions de photodissociation	10
A.1.3 L'enrichissement du milieu interstellaire	12
A.1.3.1 Les mesures de métallicité	12
A.1.3.2 Les déficiences en éléments lourds	13
A.1.3.3 Le cycle de la poussière interstellaire	14
A.2 Des distributions spectrales d'énergie aux conditions physiques	16
A.2.1 Le champ de rayonnement interstellaire	16
A.2.1.1 Les composantes du champ de rayonnement	16
A.2.1.2 L'extinction interstellaire	18
A.2.2 La distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie	22
A.3 Des galaxies proches aux galaxies lointaines	25
A.3.1 La diversité des distributions spectrales d'énergie de galaxies	25
A.3.2 Les galaxies lointaines	27
A.3.3 L'intérêt des galaxies naines	27
A.3.3.1 Nomenclature et caractéristiques physiques	27
A.3.3.2 Pourquoi étudier les galaxies naines ?	29

B	La poussière interstellaire face au rayonnement	31
B.1	Les principes de la modélisation des poussières	31
B.1.1	La théorie de Mie	31
B.1.2	Les propriétés optiques des grains	34
B.1.3	Les grains à l'équilibre thermodynamique	37
B.1.4	Le chauffage stochastique	39
B.1.5	L'effet de la distribution de taille	43
B.2	La confrontation aux observations	44
B.2.1	Silicates et grains carbonés	46
B.2.2	Les hydrocarbures aromatiques polycycliques	46
B.2.3	Vers un modèle global de poussières	48
 Partie II Spectroscopie de galaxies en infrarouge moyen		 51
C	Les observations avec ISOCAM	53
C.1	L'importance de l'infrarouge en astrophysique	53
C.1.1	Phénomènes physiques ayant une contrepartie infrarouge	53
C.1.2	L'opacité de l'atmosphère	54
C.2	La caméra ISOCAM	54
C.2.1	L'optique d'ISOCAM	55
C.2.2	Le détecteur LW	56
C.3	La réduction des données ISOCAM	58
C.3.1	La correction des effets instrumentaux	58
C.3.1.1	Les données brutes	58
C.3.1.2	Les principales étapes de la réduction des données	59
C.3.2	Obtenir des quantités astrophysiques	61
C.3.2.1	Soustraction de l'avant-plan zodiacal	62
C.3.2.2	Estimation des incertitudes	62
C.3.2.3	Filtrage et déconvolution	65
C.3.3	Un exemple de session	65
D	L'effet de la métallicité sur les spectres infrarouges	71
D.1	L'analyse des spectres pris par ISO	72
D.1.1	Les spectres en infrarouge moyen	72
D.1.1.1	Les composantes spectrales	72
D.1.1.2	La diversité des spectres selon les environnements	73
D.1.2	Choix d'une méthode de décomposition	75
D.1.2.1	Motivations	75
D.1.2.2	Description de la méthode	76
D.1.2.3	Variation spatiale des composantes spectrales	78
D.2	Étude spectroscopique de galaxies naines	79
D.2.1	Présentation	79
D.2.2	Publication : le papier I (<i>in English</i>)	79
D.2.3	Synthèse : caractéristiques spectrales des environnements de faible métallicité	95
D.3	Prolongation de l'étude à un échantillon plus varié	95
D.3.1	Présentation de l'échantillon	95
D.3.1.1	Motivations	95

D.3.1.2	Problèmes dus à l'hétérogénéité des observations	97
D.3.2	Corrélations entre composantes spectrales	98
D.3.2.1	Corrélations globales	98
D.3.2.2	Corrélations spatiales	100
D.3.3	Tentatives d'interprétation et perspectives	100
E	Étude de galaxies elliptiques en infrarouge moyen	107
E.1	Présentation	107
E.2	Publication (<i>in English</i>)	107
Partie III Modéliser les distributions spectrales d'énergie d'environnements de faible métallicité		133
F	Les observations aux longueurs d'onde submillimétriques/millimétriques	135
F.1	L'importance du domaine submillimétrique, en astrophysique	136
F.1.1	Phénomènes physiques ayant une contrepartie submillimétrique	136
F.1.2	Les difficultés intrinsèques au submillimétrique	136
F.2	Les réseaux de bolomètres	137
F.2.1	SCUBA	137
F.2.2	MAMBO	138
F.3	L'observation sur un télescope submillimétrique	139
F.3.1	Les données de calibration	139
F.3.1.1	Mesure de bruit des bolomètres	139
F.3.1.2	Pointage et mise au point	140
F.3.1.3	Mesure de l'opacité de l'atmosphère	140
F.3.1.4	Observation de sources de référence	141
F.3.2	L'observation de la source étudiée	141
F.4	Les principales étapes de la réduction des données	142
F.4.1	La correction des effets instrumentaux	142
F.4.2	La calibration	143
F.4.2.1	Variation des facteurs de conversion de flux	143
F.4.2.2	Calibration de sources ponctuelles	144
F.4.2.3	Calibration de sources étendues	145
F.4.3	Estimation des incertitudes	145
F.4.4	Les contributions non poussiéreuses	148
G	Distributions spectrales d'énergie globales de galaxies naines	151
G.1	À la recherche d'un modèle simple de distribution spectrale d'énergie globale	151
G.1.1	Obtenir un ensemble de données cohérent	152
G.1.2	La modélisation des distributions spectrales d'énergie	153
G.1.2.1	Les différentes approches possibles	153
G.1.2.2	La stratégie adoptée	154
G.2	Publications : les papiers II et III (<i>in English</i>)	157
G.3	Discussion	196
G.3.1	Synthèse	196
G.3.2	Les études similaires	199

Conclusion	201
H Conclusion générale et perspectives	203
H.1 L'apport de cette étude à la connaissance des environnements de faible métallicité	203
H.1.1 Le point de vue de l'infrarouge moyen	203
H.1.2 Les propriétés globales des grains	204
H.2 Perspectives : les ramifications futures de ce projet	205
H.2.1 Exploitation des spectres ISO	205
H.2.2 Sophistication de l'approche théorique	205
H.2.3 Préparation et mise à profit des missions à venir	206
Le résumé de mon activité scientifique	209
Les observations	209
Les observations au sol	209
L'analyse des données d'archive	209
La construction d'un ensemble cohérent d'observations	210
L'interprétation	210
L'analyse spectrale	210
La modélisation	210
La publication	210
Annexes	213
I Intensités des bandes aromatiques dans notre échantillon	215
II Spectres ISO ajustés	217
II.1 Galaxies naines	217
II.2 Nuages de Magellan	220
II.3 Galaxies spirales	222
II.4 Galaxies à flambée de formation d'étoiles et noyaux actifs	227
II.5 Régions H II	236
III Calculs d'ordres de grandeurs relatifs aux poussières	241
III.1 Masse de poussière froide à partir d'observations submillimétriques	241
III.2 Extinction produite par un écran de poussière	242
Bibliographie	245
Documentation électronique	265
The english speaker corner (<i>in English</i>)	267
Remerciements	269

Table des figures

Partie I	Les distributions spectrales d'énergie de galaxies	5
A.1	Schéma d'une région de photodissociation	11
A.2	Cycle de vie de la poussière interstellaire	14
A.3	Le champ de rayonnement interstellaire dans la Galaxie	16
A.4	Courbe d'extinction interstellaire de l'ultraviolet lointain au millimétrique	18
A.5	Courbes d'extinctions dans le domaine optique/ultraviolet	19
A.6	Courbes d'extinctions dans le domaine infrarouge	20
A.7	Schéma de l'extinction par un nuage	20
A.8	Courbes d'extinction interstellaire ultraviolet-optique	22
A.9	Décomposition schématique de la distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie	23
A.10	Exemples de distributions spectrales d'énergie de galaxies	26
B.1	Schéma représentant l'absorption, la diffusion et l'émission	32
B.2	Une solution de la théorie de Mie	33
B.3	Efficacités d'extinction	35
B.4	Efficacités d'absorption et de diffusion	36
B.5	Albédos	37
B.6	Température de grains	38
B.7	Évolution temporelle de la température d'un grain	39
B.8	Capacités calorifiques	40
B.9	Taux de refroidissement et d'absorption	41
B.10	Fluctuations de température	42
B.11	Spectres émis par des grains	43
B.12	Effet de la distribution de taille	45
B.13	Bandes aromatiques en infrarouge moyen	47
B.14	Structure moléculaire typique d'un PAH	48
B.15	Émission et extinction par le modèle de <i>Désert et al. (1990)</i>	50
Partie II	Spectroscopie de galaxies en infrarouge moyen	51
C.1	Transmission atmosphérique en infrarouge moyen	55
C.2	Schéma de principe de la caméra ISOCAM	56
C.3	Bandes larges et spectre avec ISOCAM-LW	57
C.4	Largeurs à mi-hauteur de la PSF en mode CVF	58
C.5	Coupe temporelle d'un pixel d'ISOCAM	59
C.6	Correction du courant d'obscurité	60
C.7	Effet d'un rayon cosmique sur la coupe temporelle et sur la trame	60

C.8	Correction des effets de mémoire	61
C.9	L'avant-plan zodiacal et la distribution des points du fond	62
C.10	La distribution des points de l'avant-plan zodiacal, en fonction de la longueur d'onde	63
C.11	Courbes de croissance, pour NGC 1569	65
C.12	Images de NGC 1569, avant et après déconvolution	66
C.13	Images finales de NGC 1569, à travers LW3 et LW6	67
C.14	Procédure de réduction des données ISOCAM	70
D.1	Composantes d'un spectre en infrarouge moyen	72
D.2	Diversité des spectres en infrarouge moyen	74
D.3	Les deux principales méthodes de décomposition spectrales	75
D.4	La méthode de décomposition spectrale choisie	77
D.5	Construction de la carte d'une composante spectrale	79
D.6	Effet du manque de contraintes sur le continuum	97
D.7	Procédure appliquée sur les spectres ISOPHOT	98
D.8	Corrélation globale des rapports de bandes	99
D.9	Détails de la figure D.8	101
D.10	Corrélation spatiale des rapports de bandes	102
D.11	Détails de la figure D.10	103
D.12	Spectres de PAHs neutres et ionisés	105

Partie III Modéliser les distributions spectrales d'énergie d'environnements de faible métallicité **133**

F.1	Transmission atmosphérique dans le submillimétrique/millimétrique	137
F.2	Disposition des cornets de SCUBA	138
F.3	Mesure de bruit de SCUBA	140
F.4	Modulation par le miroir secondaire	142
F.5	Le lobe principal et les lobes d'erreur	143
F.6	Variation des facteurs de conversion de flux	144
F.7	Variation des rapports pic-sur-ouverture	146
F.8	Test de la méthode de calibration	147
F.9	Une image et sa carte RMS	148
F.10	Courbes de croissance de NGC 1569	149
G.1	Décomposition des données	152
G.2	Ajustement de la distribution spectrale d'énergie par le champ de rayonnement	154
G.3	Ajustement de la distribution spectrale d'énergie par la distribution de taille	155
G.4	Distributions spectrales d'énergie globales de NGC 1140 et NGC 1569	197
G.5	Distributions spectrales d'énergie globales de II Zw 40 et He 2-10	198

Conclusion **201**

H.1	Limite de détection de nos galaxies naines en fonction de la distance.	207
-----	--------------------------------------------------------------------------------	-----

Annexes

213

II.1	II Zw 40 dans 24''	217
II.2	NGC 1140 dans 20''	218
II.3	NGC 1140 dans 40''	218
II.4	NGC 1569 dans 12''	218
II.5	NGC 1569 dans 120''	219
II.6	NGC 5253	219
II.7	30 Doradus dans 60''	220
II.8	30 Doradus dans 120''	220
II.9	SMC B1#1	221
II.10	SMC N 66 dans 30''	221
II.11	SMC N 66 dans 120''	221
II.12	M 51 dans 80''	222
II.13	M 51 dans 140''	222
II.14	M 83 dans 50''	223
II.15	M 83 dans 200''	223
II.16	NGC 613 dans 20''	223
II.17	NGC 613 dans 60''	224
II.18	NGC 1097 dans 40''	224
II.19	NGC 1097 dans 100''	224
II.20	NGC 1365 dans 40''	225
II.21	NGC 1365 dans 100''	225
II.22	NGC 6946 dans 40''	225
II.23	NGC 6946 dans 140''	226
II.24	Arp 220 dans 10''	227
II.25	Arp 220 dans 20''	227
II.26	Arp 299 dans 10''	228
II.27	Arp 299 dans 24''	228
II.28	Centaurus A dans 10''	228
II.29	Centaurus A dans 30''	229
II.30	Circinus dans 10''	229
II.31	Circinus dans 40''	229
II.32	IC 342 dans 12''	230
II.33	IC 342 dans 40''	230
II.34	IR 23128 dans 10''	230
II.35	IR 23128 dans 20''	231
II.36	M 82 dans 24''	231
II.37	M 82 dans 60''	231
II.38	NGC 253 dans 10''	232
II.39	NGC 253 dans 40''	232
II.40	NGC 520 dans 30''	232
II.41	NGC 1068 dans 20''	233
II.42	NGC 1068 dans 40''	233
II.43	NGC 3256 dans 10''	233
II.44	NGC 3256 dans 24''	234
II.45	NGC 4945 dans 20''	234
II.46	NGC 4945 dans 60''	234
II.47	NGC 6240 dans 10''	235

II.48 NGC 6240 dans 20''	235
II.49 IR 12331	236
II.50 IR 15384	236
II.51 IR 18317	237
II.52 IR 18434	237
II.53 IR 21190	237
II.54 IR 22308	238
II.55 IR 23030	238
II.56 IR 23133	238
II.57 Orion 1	239
II.58 Orion 2	239
II.59 Orion 3	239
III.1 Évolution de la masse de poussière froide en fonction de sa température	243
III.2 Opacités de graphites et silicates	244

Liste des tableaux

Partie I	Les distributions spectrales d'énergie de galaxies	5
A.1	Composantes du milieu interstellaire dans la Galaxie	8
A.2	Abondance et déplétion des principaux éléments entrant dans la composition des grains	13
A.3	Sites de production des grains	15
A.4	Principales caractéristiques physiques des galaxies naines	29
B.1	Origine moléculaire des principales bandes aromatiques	48
Partie II	Spectroscopie de galaxies en infrarouge moyen	51
C.1	Instruments embarqués à bord d'ISO	54
C.2	Champs de vue effectifs d'ISOCAM	55
C.3	Filtres du détecteur LW d'ISOCAM	56
C.4	Largeur à mi-hauteur des PSFs pour les filtres LW	57
C.5	Contribution des différentes sources d'erreur	64
D.1	Comparaison des deux méthodes	76
D.2	Composantes utilisées pour ajuster les spectres ISO	78
D.3	Échantillon des sources	96
D.4	Effet du manque de contraintes sur le continuum	98
Partie III	Modéliser les distributions spectrales d'énergie d'environnements de faible métallicité	133
F.1	Propriétés et sensibilités des filtres SCUBA	139
F.2	Description de MAMBO	139
F.3	Contributions à l'incertitude sur les flux SCUBA	148
F.4	Contributions non poussiéreuses dans les bandes submillimétriques	149
Conclusion		201
H.1	Futures missions spatiales, aériennes et terrestres	206
Annexes		213
	Intensités des bandes aromatiques dans notre échantillon	215

Contents (*in English*)

Table of contents	iii
List of figures	vii
List of tables	xi
Abstract	xvii
Key words	xviii
Abstract (<i>in English</i>)	xix
Key words (<i>in English</i>)	xx
Introduction	1
Part I Spectral energy distributions of galaxies	5
A The interstellar medium, from nearby galaxies to distant galaxies	7
A.1 The interstellar medium in galaxies	7
A.1.1 The different phases of the interstellar medium	8
A.1.1.1 The ionized phase	8
A.1.1.2 The atomic phase	9
A.1.1.3 The molecular phase	10
A.1.2 The photodissociation regions	10
A.1.3 The enrichment of the interstellar medium	12
A.1.3.1 The metallicity measurements	12
A.1.3.2 The heavy element depletions	13
A.1.3.3 The lifecycle of interstellar dust	14
A.2 From spectral energy distributions to physical conditions	16
A.2.1 The interstellar radiation field	16
A.2.1.1 The radiation field components	16
A.2.1.2 The interstellar extinction	18
A.2.2 The global spectral energy distribution of a galaxy	22
A.3 From nearby galaxies to distant galaxies	25
A.3.1 The diversity of galaxy spectral energy distributions	25
A.3.2 Distant galaxies	27
A.3.3 The interest in dwarf galaxies	27
A.3.3.1 Nomenclature and physical characteristics	27
A.3.3.2 Why are we studying dwarf galaxies?	29

B	The interstellar dust against radiation	31
B.1	The principles of dust modelling	31
B.1.1	Mie theory	31
B.1.2	Grain optical properties	34
B.1.3	Grains at thermal equilibrium	37
B.1.4	Stochastic heating	39
B.1.5	The effect of the size distribution	43
B.2	Confrontation with the observations	44
B.2.1	Silicates and carbonaceous grains	46
B.2.2	Polycyclic aromatic hydrocarbons	46
B.2.3	Toward a global dust model	48
Part II	Mid-infrared spectroscopy of galaxies	51
C	The observations with ISOCAM	53
C.1	The importance of infrared in astrophysics	53
C.1.1	Physical phenomena having an infrared counterpart	53
C.1.2	The atmospheric opacity	54
C.2	The ISOCAM camera	54
C.2.1	ISOCAM optics	55
C.2.2	The LW detector	56
C.3	ISOCAM data reduction	58
C.3.1	Correction of the instrumental effects	58
C.3.1.1	The raw data	58
C.3.1.2	The main data reduction steps	59
C.3.2	Obtaining astrophysical quantities	61
C.3.2.1	Zodiacal foreground subtraction	62
C.3.2.2	Uncertainty estimation	62
C.3.2.3	Filtering and deconvolution	65
C.3.3	An example session	65
D	The effect of metallicity on infrared spectra	71
D.1	ISO spectra analysis	72
D.1.1	Mid-infrared spectra	72
D.1.1.1	Spectral components	72
D.1.1.2	The diversity of spectra	73
D.1.2	Choice of a decomposition method	75
D.1.2.1	Motivations	75
D.1.2.2	Description of the method	76
D.1.2.3	Spatial variation of spectral components	78
D.2	Spectroscopic study of dwarf galaxies	79
D.2.1	Presentation	79
D.2.2	Publication: the paper I (<i>in English</i>)	79
D.2.3	Synthesis : spectral characteristics of low-metallicity environments	95
D.3	Extension of this study to a more diversified sample	95
D.3.1	Presentation of the sample	95
D.3.1.1	Motivations	95
D.3.1.2	Problems due to the heterogeneity of the observations	97

D.3.2	Correlations between spectral components	98
D.3.2.1	Global correlations	98
D.3.2.2	Spatial correlations	100
D.3.3	Attempts at interpretation and prospectives	100
E	Mid-infrared study of elliptical galaxies	107
E.1	Presentation	107
E.2	Publication (<i>in English</i>)	107
Part III Modelling the spectral energy distributions of low-metallicity environments		133
F	The submillimeter/millimeter observations	135
F.1	The importance of submillimeter wavelengths, in astrophysics	136
F.1.1	Physical phenomena having a counterpart in the submillimeter	136
F.1.2	Intrinsic difficulties at submillimeter wavelengths	136
F.2	Bolometer arrays	137
F.2.1	SCUBA	137
F.2.2	MAMBO	138
F.3	The observation on a submillimeter telescope	139
F.3.1	The calibration data	139
F.3.1.1	Bolometer noise measurement	139
F.3.1.2	Pointing and focus	140
F.3.1.3	Atmospheric opacity measurement	140
F.3.1.4	Reference source observations	141
F.3.2	The observation of the studied source	141
F.4	The main data reduction steps	142
F.4.1	Instrumental effect correction	142
F.4.2	The calibration	143
F.4.2.1	Flux conversion factor variation	143
F.4.2.2	Point source calibration	144
F.4.2.3	Extended source calibration	145
F.4.3	Uncertainty estimation	145
F.4.4	Non dusty contributions	148
G	Global spectral energy distributions of dwarf galaxies	151
G.1	Looking for a simple global spectral energy distribution model	151
G.1.1	Building a consistent set of data	152
G.1.2	The spectral energy distribution modelling	153
G.1.2.1	The various possible approaches	153
G.1.2.2	The adopted strategy	154
G.2	Publications: the papers II and III (<i>in English</i>)	157
G.3	Discussion	196
G.3.1	Synthesis	196
G.3.2	The similar studies	199

Conclusion	201
H General conclusion and perspectives	203
H.1 The contribution of this study to the knowledge of low-metallicity environments	203
H.1.1 The mid-infrared view	203
H.1.2 Global properties of the grains	204
H.2 Perspectives: future ramification of this project	205
H.2.1 Exploitation of ISO spectra	205
H.2.2 Sophistication of the theoretical approach	205
H.2.3 Preparation and use of the future missions	206
Summary of my scientific activity	209
The observations	209
Ground-based observations	209
Archive data analysis	209
The construction of a consistent set of observations	210
The interpretation	210
Spectral analysis	210
Modelling	210
Publication	210
Annexes	213
I Intensity of the aromatic bands in our sample	215
II Fitted ISO spectra	217
II.1 Dwarf galaxies	217
II.2 Magellanic clouds	220
II.3 Spiral galaxies	222
II.4 Starburst galaxies and active galactic nuclei	227
II.5 H II regions	236
III Order of magnitudes about dust	241
III.1 Cold dust mass from submillimeter observations	241
III.2 Extinction produced by a dust screen	242
Bibliography	245
Electronic documentation	265
The english speaker corner (in English)	267
Acknowledgements	269

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'observation multi-longueurs d'onde et à la modélisation des poussières, dans les galaxies naines locales de faible métallicité. Les principales motivations d'un tel projet sont : *(i)* l'étude des propriétés des poussières – composition, distribution de taille, etc. – dans des milieux interstellaires de métallicité non solaire *(ii)* l'étude de distributions spectrales d'énergie globales de galaxies naines qui, de par leur précocité chimique, présentent des analogies avec les galaxies primordiales que l'on ne peut pas observer et *(iii)* l'obtention d'informations sur l'évolution chimique de ces galaxies, par l'intermédiaire du « *rapport gaz-sur-poussière* ».

Je commence par une étude détaillée des spectres de ces galaxies, en infrarouge moyen, obtenus avec ISO. Les principales caractéristiques spectrales que nous dégagons sont : *(i)* la faiblesse de l'émission par les bandes aromatiques, par rapport à ce qui est observé dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles de métallicité normale *(ii)* la similarité avec les spectres de régions H II Galactiques – un continuum raide de très petits grains et des raies ioniques proéminentes. Ensuite, nous étudions les spectres d'un échantillon d'objets très variés – galaxies spirales, à flambée de formation d'étoiles, naines et régions H II – afin de construire un diagramme de rapports de bandes. Les corrélations $I(7.7 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ et $I(8.6 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ sont, pour la première fois établies sur un échantillon aussi diversifié. Elles montrent que les galaxies naines occupent une région particulière de ce diagramme, différente de celle occupée par les régions H II Galactiques, suggérant une différence de structure des PAHs – ionisation, hydrogénation, taille, etc.

La deuxième étape de ce projet est la modélisation de distributions spectrales d'énergie de quatre galaxies naines (He 2-10, II Zw 40, NGC 1140, NGC 1569), de l'infrarouge au submillimétrique. J'ai, pour cela, ajouter à nos propres observations, des données de la littérature. La modélisation se fait de manière cohérente en utilisant des contraintes sur l'émission des poussières, sur le rayonnement stellaire et sur les raies du gaz ionisé. Nous synthétisons les distributions spectrales d'énergie de ces galaxies, ainsi que les courbes d'extinction correspondantes. Les propriétés que nous sommes capables de dégager sont que : *(i)* l'émission est dominée par des grains de petite taille (3 – 4 nm) chauffés stochastiquement *(ii)* la courbe d'extinction synthétisée présente des analogies avec celle des nuages de Magellan, au niveau de sa pente, et l'intensité de la bande à 2175 Å est plus faible dans trois galaxies sur quatre *(iii)* toutes nos distributions spectrales d'énergie ont un excès d'émission submillimétrique que nous attribuons à une composante de poussière très froide, enfouie dans des cœurs denses, contenant une fraction importante de la masse totale de poussière.

Ce manuscrit contient, par ailleurs *(i)* une présentation des motivations de l'étude des distributions spectrales d'énergie de galaxies *(ii)* une description générale de la manière dont les propriétés optiques des poussières sont modélisées *(iii)* une description détaillée de la réduction des données ISOCAM, et *(iv)* une description détaillée de l'observation et de la réduction des données, avec les caméras de bolomètres submillimétriques, SCUBA et MAMBO.

Mots-clés

Distributions spectrales d'énergie : observation, modélisation – **Galaxies naines** : BCD, dIrr, individuelles (He 2-10, II Zw 40, NGC 1140, NGC 1569) – **Milieu interstellaire** : flambée de formation d'étoiles, faible métallicité – **Poussière** : émission, extinction, PAHs – **Techniques d'observation** : infrarouge, submillimétrique, multi-longueurs d'onde.

Abstract *(in English)*

This thesis is devoted to the multi-wavelength observations and the modelling of dust, in nearby low-metallicity dwarf galaxies. The main motivations of this project are: *(i)* the study of dust properties – composition, size distribution, etc. – in non-solar interstellar media *(ii)* the study of global spectral energy distributions of dwarf galaxies which are thought, due to their chemical youth, to be similar to primordial galaxies that we can not observe and *(iii)* obtaining informations about the chemical evolution of these galaxies by studying the “*gas-to-dust mass ratio*”.

I begin with the detailed study of mid-infrared ISO spectra of these galaxies. The main spectral characteristics that we outline are: *(i)* the weakness of the aromatic band emission, compared to what is observed in normal starburst galaxies *(ii)* the similarity with Galactic H II region spectra – a steep very small grain continuum and prominent ionic lines. After that, we study the spectra of a more diversified sample – spiral, starburst, dwarf galaxies and H II regions – in order to plot the band ratios. The $I(7.7\ \mu\text{m})/I(11.3\ \mu\text{m})$ versus $I(6.2\ \mu\text{m})/I(11.3\ \mu\text{m})$ and $I(8.6\ \mu\text{m})/I(11.3\ \mu\text{m})$ versus $I(6.2\ \mu\text{m})/I(11.3\ \mu\text{m})$ correlations are, for the first time, established on such a large sample. They show that dwarf galaxies occupy a particular region in this diagram, different than the one occupied by Galactic H II regions, inducing a different PAH structure – ionization, hydrogenation, size, etc.

The second step of this project is the modelling of the spectral energy distributions of four dwarf galaxies (He 2-10, II Zw 40, NGC 1140, NGC 1569), from infrared to submillimeter. In order to achieve this goal, I have added, to our own observations, data from the literature. The modelling is done consistently, using constraints on dust emission, stellar radiation and on ionic lines. We synthesize the spectral energy distributions of these galaxies, as well as the corresponding extinction curves. The properties that we are able to outline are that: *(i)* the emission is dominated by small grains (3 – 4 nm) stochastically heated *(ii)* the synthesized extinction curves exhibit some analogies with the magellanic cloud curves, by their slopes, and the strength of the 2175 Å bump is weaker in three of the four galaxies *(iii)* every spectral energy distribution have an excess in submillimeter emission that we attribute to a very cold dust component, embedded in dense cores, accounting for a large fraction of the total dust mass.

Moreover, this dissertation contains *(i)* a presentation of the motivations to study galaxy spectral energy distributions *(ii)* a general description of the way that optical dust properties are modeled *(iii)* a detailed description of ISOCAM data reduction, and *(iv)* a detailed description of the observation and the data reduction with the submillimeter bolometer arrays, SCUBA and MAMBO.

Key words (*in English*)

Dust : emission, extinction, PAHs – **Dwarf galaxies** : BCD, dIrr, individual (He 2-10, II Zw 40, NGC 1140, NGC 1569) – **Interstellar medium** : starburst, low metallicity – **Observing techniques** : infrared, submillimeter, multi-wavelength – **Spectral energy distributions** : observation, modelling.

Introduction

L'avènement des premiers observatoires spatiaux – comme IRAS (Beichman, 1988) – et les avancées dans la technologie des détecteurs, au cours de ces vingt dernières années, ont permis d'étendre progressivement la couverture spectrale du ciel, à des domaines de longueurs d'onde jusqu'alors inexplorés. L'une des conséquences de cet essor a été le changement d'approche méthodologique face à un type d'objet donné, en faveur de l'étude « *multi-longueurs d'onde* ». De manière générale, la répartition de l'énergie émise, en fonction de la fréquence du rayonnement, la « *distribution spectrale d'énergie* », peut être considérée comme un traceur des conditions physiques régnant à l'intérieur de la région étudiée. Pouvoir l'interpréter, sans ambiguïté, est l'un des enjeux de la physique des galaxies.

En effet, l'absorption du rayonnement stellaire et sa réémission par la poussière, dans l'infrarouge, est un mécanisme fondamental contrôlant le chauffage et le refroidissement du milieu interstellaire (Tielens & Hollenbach, 1985a, par exemple). La distribution spectrale d'énergie d'une galaxie contient des informations, à la fois sur l'activité de formation d'étoiles du milieu, comme les populations stellaires, leur âge, la fonction de masse initiale ; sur la métallicité, les propriétés des poussières – l'abondance, les propriétés optiques, la distribution de taille des grains – et leur répartition spatiale. L'interprétation rigoureuse des distributions spectrales d'énergie passe par la connaissance détaillée de ces propriétés macroscopiques et microscopiques. D'autre part, une fois connues ces propriétés, il est possible d'en déduire les lois d'extinction des milieux. L'omniprésence de la poussière rend le problème délicat du déroulement des observations particulièrement gênant. Les hypothèses grossières, habituellement faites, reflètent notre manque de connaissance dans ce domaine et soumettent certains résultats à caution.

Il existe toutefois plusieurs modèles synthétisant les propriétés des grains. Ils reposent tous, à quelques variantes près, sur les mêmes principes physiques, les mêmes composantes de poussière et le même type de contraintes fournies par les observations. Le plus récent (Zubko *et al.*, 2004) reproduit l'extinction, l'émission et l'abondance de certains éléments lourds piégés dans les grains. Ces modèles adoptent un traitement relativement sophistiqué, mais sont exclusivement contraints par des données Galactiques. Leur application à des environnements de métallicité non solaire n'est, par conséquent, pas immédiate.

Pourtant, l'étude du « *fond infrarouge extragalactique* » nécessite la capacité de modéliser de tels environnements. Ce fond est l'émission diffuse intégrée des galaxies présentes sur la ligne de visée. Celui-ci recèle des informations sur la nature des objets qui le composent. Sa mesure permet de contraindre l'histoire de formation d'étoiles dans l'univers, l'évolution des galaxies, ainsi que la contribution relative des deux principales sources d'énergies : nucléaire et gravitationnelle (Dwek *et al.*, 1998, par exemple). Il faut disposer de modèles de distributions spectrales d'énergie, validés sur des galaxies locales, afin de décomposer convenablement ce fond.

D'un autre point de vue, ces sources constituent aussi une contamination. Depuis les pre-

mières observations du spectre du rayonnement fossile, par COBE (Mather *et al.*, 1990 ; Smoot *et al.*, 1992), il est devenu crucial de quantifier cette dernière. La fiabilité des données cosmologiques – en particulier, celles concernant les anisotropies – dépend de la précision avec laquelle les distributions spectrales d'énergie de ces sources et de l'émission diffuse Galactique sont soustraites. Cet effet était présent dans les cartes obtenues par le satellite WMAP (Bennett *et al.*, 2003), il sera capital de le comprendre afin de le soustraire précisément, pour la future mission spatiale, PLANCK (Tauber, 2000), qui devrait être lancée en 2007. L'enjeu de ces mesures est de contraindre les paramètres cosmologiques, afin de poser les bases d'un modèle standard.

Il est donc important d'étudier les distributions spectrales d'énergie de galaxies autres que la Voie Lactée.

Les galaxies naines de l'univers local constituent d'intéressants laboratoires pour étudier la formation d'étoiles (Hunter & Gallagher, 1989). En effet, ce sont des systèmes relativement simples, dépourvus d'onde de densité et parfois isolés. Leur milieu interstellaire semble, de plus, chimiquement peu évolué, analogue en cela à celui des galaxies primordiales (Kunth & Östlin, 2000). Leur proximité les rend accessibles aux télescopes actuels, même dans le régime de longueurs d'onde allant de l'infrarouge au millimétrique, difficilement accessible depuis le sol, régime où les poussières émettent.

De nombreux observatoires, couvrant la quasi-totalité de ce domaine spectral seront mis en service prochainement et fourniront des données d'une sensibilité et d'une résolution jusqu'alors inégalée. Tout d'abord, parmi les missions spatiales, Astro-F (2004) observera entre 1.8 et 200 μm et Herschel (2007) entre 60 et 670 μm ; plus tard, le JWST (2011) couvrira le domaine allant de 0.6 à 28 μm . Le télescope embarqué à bord d'un avion, SOFIA (2005) opérera entre 5 et 300 μm ; les antennes du réseau millimétrique ALMA (0.35 – 10 mm) seront progressivement mises en service entre 2007 et 2012. Le satellite Spitzer/SIRTF (3 – 180 μm) a, quant à lui, déjà été lancé avec succès, au mois d'août 2003.

C'est dans ce contexte, prometteur par la diversité des données qui s'apprêtent à affluer et, par là même, nécessitant une importante préparation, que s'inscrit mon travail de thèse. Il s'agissait de se concentrer sur un échantillon de galaxies naines proches, à flambée de formation d'étoiles, pour lesquelles la distribution spectrale d'énergie infrarouge-millimétrique est relativement bien échantillonnée, par des observations de notre cru, ou reportées dans la littérature. J'ai tiré profit de la richesse de la base de données ISO, en étendant ponctuellement mon étude à d'autres classes d'objets, afin d'examiner plus en détail les dépendances, en fonction des conditions physiques. Ce travail m'a permis de poser des contraintes sur les propriétés des poussières, dans mon échantillon de galaxies, de modéliser leurs distributions spectrales d'énergie et de mettre en garde contre certains préjugés qui pourraient conduire à des interprétations erronées des futures observations.

* * *

Ce mémoire est séparé en trois grandes parties. La première est une présentation didactique des objets et des processus physiques sous-jacents à ma thèse. Les deux autres parties contiennent le compte-rendu du travail de recherche que j'ai effectué au cours de ces trois années. J'ai fait le choix d'un exposé linéaire dont certains passages techniques peuvent éventuellement être sautés. J'ai préféré les présenter au fur et à mesure, pour des raisons de continuité, et afin de ne pas reléguer en annexe des pans entiers de mon activité.

La première partie, sous le titre « *Les distributions spectrales d'énergie de galaxies* », pose

la problématique de cette thèse. Son premier chapitre illustre les motivations de cette étude, en reliant les composantes spectrales aux constituants physiques, et le second chapitre, plus technique, discute les bases de la modélisation des poussières. La deuxième partie présente les spectres de quelques galaxies naines, en infrarouge moyen. Elle traite principalement des « *PAHs* ». Cette étude a été étendue à un échantillon plus grand, pour comparer nos galaxies à d'autres types d'objets. C'était la première étape de ce projet, dans l'ordre logique, cependant les aléas de la recherche en ont fait la deuxième, dans l'ordre chronologique. Enfin, la troisième partie, présente la modélisation des distributions spectrales d'énergie, de l'ultraviolet au millimétrique, de quatre galaxies naines proches, ainsi que les contraintes sur les propriétés des poussières que nous avons été capables de poser – cette partie se concentre essentiellement sur les grains solides.

Première partie

Les distributions spectrales d'énergie de galaxies

Chapitre A

Le milieu interstellaire, des galaxies proches aux galaxies lointaines

A.1 Le milieu interstellaire des galaxies	7
A.1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire	8
A.1.1.1 La phase ionisée	8
A.1.1.2 La phase atomique	9
A.1.1.3 La phase moléculaire	10
A.1.2 Les régions de photodissociation	10
A.1.3 L'enrichissement du milieu interstellaire	12
A.1.3.1 Les mesures de métallicité	12
A.1.3.2 Les déficiences en éléments lourds	13
A.1.3.3 Le cycle de la poussière interstellaire	14
A.2 Des distributions spectrales d'énergie aux conditions physiques .	16
A.2.1 Le champ de rayonnement interstellaire	16
A.2.1.1 Les composantes du champ de rayonnement	16
A.2.1.2 L'extinction interstellaire	18
A.2.2 La distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie	22
A.3 Des galaxies proches aux galaxies lointaines	25
A.3.1 La diversité des distributions spectrales d'énergie de galaxies	25
A.3.2 Les galaxies lointaines	27
A.3.3 L'intérêt des galaxies naines	27
A.3.3.1 Nomenclature et caractéristiques physiques	27
A.3.3.2 Pourquoi étudier les galaxies naines ?	29

A.1 Le milieu interstellaire des galaxies

Une galaxie est composée d'un hypothétique halo de matière noire, d'étoiles et de matière interstellaire. D'un point de vue dynamique, les étoiles peuvent être considérées comme une composante non collisionnelle, et le milieu interstellaire, comme une composante dissipative, multi-phasée. Ce milieu interstellaire comporte lui-même deux constituants, bien mélangés : le gaz et la poussière. Il se présente, très schématiquement, sous différentes phases, caractérisées par l'état dans lequel se trouve majoritairement l'hydrogène – ionisé, atomique ou moléculaire.

En effet, l'hydrogène constitue 70 % de la masse du gaz interstellaire, l'hélium, 28 % et les autres éléments seulement 2 %, dans le cas d'un milieu de métallicité solaire. La poussière, quant à elle, ne représente qu'environ 1 % de la masse du milieu interstellaire, dans notre galaxie, mais 30 % de l'énergie rayonnée.

A.1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire

Il existe, au sein d'une même galaxie, des régions dans lesquelles règnent des conditions physiques – densité, température, degré d'ionisation – très différentes, pouvant aller d'un extrême à l'autre. Les propriétés des grains, qui seront discutées au chapitre B de cette partie, dépendent intimement de ces conditions.

Prenons pour exemple le milieu interstellaire de notre galaxie, la Voie Lactée. Celle-ci est une spirale ordinaire dont le disque a un rayon d'environ 20 kpc. Sa luminosité est à peu près $4 \times 10^{10} L_{\odot}$ et sa masse apparente est de l'ordre de $10^{11} M_{\odot}$ – si l'on inclut le halo de matière noire, la masse dépasse probablement $10^{12} M_{\odot}$. Le tableau A.1 contient les ordres de grandeur des densités, températures, facteurs de remplissage en volume et masses des différentes phases qui seront détaillés dans les sections suivantes. La dénomination que j'ai choisi d'utiliser est celle employée par [Lequeux \(2002\)](#). Je la conserverai jusqu'au bout pour rester cohérent. Il s'agit d'une classification très schématique, les propriétés du milieu interstellaire étant distribuées continûment.

		n_g [cm ⁻³]	T_g [K]	Φ_v	M_g [$10^9 M_{\odot}$]
Milieu ionisé (H II)	<i>Chaud</i>	$\simeq 0.003$	$\simeq 10^6$	$\simeq 50$ %	?
	<i>Régions H II</i>	$1 \leftrightarrow 10^5$	$\simeq 10^4$?	$\simeq 0.1$
	<i>Diffus</i>	$\simeq 0.3$	$\simeq 8\,000$	$\simeq 10$ %	$\simeq 1$
Milieu atomique (H I)	<i>Tiède</i>	$\simeq 0.5$	$\simeq 8\,000$	$\simeq 40$ %	$\simeq 1.4$
	<i>Froid</i>	$\simeq 50$	$\simeq 80$	$\simeq 2$ %	$\simeq 2.2$
Nuages moléculaires (H ₂)		$\gtrsim 300$	$\simeq 10$	$\simeq 1$ %	$\simeq 3.5$

TABLEAU A.1: **Composantes du milieu interstellaire dans la Galaxie**, extrait de [Tielens \(1995\)](#). *Notations* : n_g est la densité moyenne du gaz, T_g , sa température moyenne, Φ_v , le facteur de remplissage en volume, et M_g , la masse totale de la phase considérée.

Une phase chaude et très ténue (le milieu ionisé chaud) est supposée remplir une grande fraction du milieu interstellaire. Cependant, l'essentiel de la masse est dans le milieu neutre – atomique et moléculaire – qui est, par définition, celui dans lequel il n'y a pas de photons d'énergie supérieure à la discontinuité de Lyman de l'hydrogène. La distinction observationnelle entre milieu atomique tiède et milieu ionisé diffus est peu claire. Il y a deux types de milieux interstellaire qui diffèrent par leur degré d'ionisation. L'origine et la relation entre ces nuages, ainsi que leurs sources d'énergie et d'ionisation sont des questions fondamentales, encore débattues.

Les différentes phases qui vont être décrites ne sont pas figées. La matière interstellaire est échangée entre celles-ci, en suivant un cycle.

A.1.1.1 La phase ionisée

La phase ionisée du milieu interstellaire regroupe trois types de régions distincts : le gaz chaud, les régions H II et le gaz diffus.

Le milieu ionisé chaud provient probablement des restes de supernovae et des bulles (McKee & Ostriker, 1977). Il est très diffus et sa température est élevée car son taux de refroidissement est petit, comparé au taux d'explosion des supernovae (McKee & Ostriker, 1977). Il est chauffé par leurs ondes de choc et se refroidit en émettant principalement des rayons X. Cette émission X consiste en un continuum et des raies en émission d'éléments très fortement ionisés, comme O VII ou même O VIII (Lequeux, 2002). On y observe également des raies ioniques en absorption.

Les régions H II sont localisées autour des associations d'étoiles OB. Celles-ci créent un front d'ionisation qui s'expand dans le milieu interstellaire. Les régions H II sont donc intimement reliées à la formation d'étoiles. En particulier, dans les galaxies spirales, elles sont concentrées le long des bras. Leur principale source de chauffage est la photoionisation de l'hydrogène. Elles se refroidissent à toutes les longueurs d'onde, de l'ultraviolet aux ondes radio. Tout d'abord, l'émission continue radio thermique libre-libre – rayonnement de freinage – y est très intense (Osterbrock, 1989). Un rayonnement continu libre-lié, provenant des différentes discontinuités de Balmer, Paschen, etc. de l'atome d'hydrogène y est également observé. Ensuite, on y trouve des raies de recombinaison, la principale étant H α , et des raies interdites – par exemple, les transitions de structure fine de O III, dans l'infrarouge lointain. Enfin, les poussières rayonnent significativement dans les régions H II. Le continuum stellaire est diffusé par les grains dans l'ultraviolet, mais aussi, absorbé et réémis en un continuum thermique, dans l'infrarouge moyen et lointain.

Le milieu ionisé diffus peut provenir de fuites des régions H II ou de l'ionisation du gaz neutre par le rayonnement ultraviolet d'étoiles chaudes isolées, entre autres (Lequeux, 2002). Contrairement aux régions H II, il occupe un volume très important (tableau A.1). Les mécanismes de chauffage et de refroidissement sont identiques à ceux des régions H II, cependant les raies de recombinaison – en particulier H α – et de structure fine sont celles qui nous renseignent le mieux sur les conditions physiques de cette composante.

A.1.1.2 La phase atomique

Cette composante est, la plus importante du milieu interstellaire, en masse, dans la plupart des galaxies, le H I s'étend bien au delà du rayon optique (Combes *et al.*, 1991). Cette phase est scindée en un milieu froid de nuages relativement denses, et un milieu internuage plus chaud et ténu (tableau A.1). Le chauffage se fait essentiellement par effet photoélectrique sur les grains (Tielens & Hollenbach, 1985a). Schématiquement, l'absorption d'un photon ultraviolet par un grain a pour effet de lui arracher un électron qui va aller chauffer le gaz, par collision. Le gaz neutre est cartographié par la raie de structure hyperfine [H I] λ 21 cm. Cette raie permet de mesurer, la masse, la distribution et la cinétique du gaz. On observe également des raies de structure fine dans l'infrarouge lointain (Tielens, 1995), dont les raies [C II] λ 158 μ m et [O I] λ 63 μ m par lesquelles ce gaz se refroidit principalement. Ces raies ont été observées par le Kuiper Airborne Observatory (KAO) (Stacey *et al.*, 1991 ; Madden *et al.*, 1992) et par ISOLWS (Luhman *et al.*, 2003 ; Compiègne *et al.*, 2005), dans plusieurs galaxies. Enfin, de nombreuses raies d'absorption interstellaires sont observées dans le spectre visible d'étoiles. Elles proviennent de l'absorption par la phase froide uniquement – la phase tiède est trop ténue.

La structure de la composante froide du milieu interstellaire neutre est fractale et pourrait être dominée par la turbulence – la composante tiède est plus uniforme. Elle constitue, en particulier, les enveloppes des nuages moléculaires. La raie [H I] λ 21 cm montre des trous en H I qui semblent également vides de gaz moléculaire. Ce sont des coquilles dont la distribution

est corrélée avec celle des régions H II, donc avec la formation d'étoiles.

A.1.1.3 La phase moléculaire

La phase moléculaire est constituée de nuages denses (tableau A.1). Ces nuages ont une structure fractale, turbulente, la plupart sont regroupés en complexes de masse $10^3 - 10^6 M_{\odot}$ (Falgarone, 2002). C'est là, exclusivement, que se forment les étoiles, par condensation et effondrement gravitationnel, après fragmentation. Le rayonnement photodissociant pénétrant faiblement, les molécules peuvent survivre. On connaît actuellement plus de 120 molécules dans le milieu interstellaire et dans les enveloppes circumstellaires d'étoiles froides. Celles que l'on observe préférentiellement sont CO, CH, CH⁺, CN, OH, NH₃ et H₂O (Lequeux, 2002). La molécule H₂ est de loin la plus abondante, cependant elle est difficilement observable. En effet, (i) H₂ est symétrique, n'a pas de moment dipolaire et est donc quasiment inobservable par ses raies de rotation – ISO a tout de même observé certaines raies en infrarouge moyen (Rosenthal *et al.*, 2000, par exemple) – (ii) pour la même raison, ses raies de vibration sont très faibles (iii) les transitions électroniques sont surtout observées sur la ligne de visée d'étoiles chaudes. On observe la composante moléculaire essentiellement par les raies rotationnelles de CO, dans le domaine submillimétrique. Les rayons cosmiques contribuent de manière significative au chauffage de ces régions. Le refroidissement se fait principalement par les raies rotationnelles de CO et par l'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique.

La détermination de la masse de gaz moléculaire à partir des raies de CO n'est pas directe. Le facteur de conversion utilisé est :

$$X_{\text{CO}} = \frac{I(\text{CO})}{N(\text{H}_2)}, \quad (\text{A.1})$$

où $I(\text{CO})$ est l'intensité de l'émission de CO, déterminée à partir d'un mode donné – CO(1 → 0), CO(2 → 1), CO(3 → 2), etc. – et $N(\text{H}_2)$ est la densité de colonne de l'hydrogène moléculaire que l'on veut déterminer. Ce facteur a été calibré sur des nuages froids du disque de la Galaxie. X_{CO} semble dépendre fortement de la densité, de la température – ce qui fait que l'on surestime la masse de H₂ dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles – et de la métallicité (Wilson, 1995 ; Israel, 1997 ; Hüttemeister, 2001). Lorsque l'écrantage par la poussière est faible – comme dans les galaxies naines – les régions dans lesquelles CO est photodissocié, mais H₂ ne l'est pas, ont un facteur de remplissage plus important, puisque le potentiel de photodissociation de CO est inférieur à celui de H₂ (Madden, 2000, par exemple, et section A.1.2). On sous-estime donc la masse de H₂. La géométrie du milieu peut rendre cet effet important. D'autre part, CO est particulièrement affectée par la déficience en éléments lourds (Combes *et al.*, 1991, par exemple). Enfin, les transitions rotationnelles de CO ne sont habituellement pas optiquement minces. De manière générale, on sous-estime fortement la masse de gaz moléculaire dans les galaxies de faible métallicité.

A.1.2 Les régions de photodissociation

Le terme de « *région de photodissociation* » regroupe les régions essentiellement neutres du milieu interstellaire, dans lesquelles le chauffage et la chimie sont régulées par des photons dans l'ultraviolet lointain, d'énergie $6 \text{ eV} \lesssim h\nu \lesssim 13.6 \text{ eV}$ (Hollenbach & Tielens, 1999, pour une revue). Ces régions n'englobent pas exclusivement la phase atomique. 90 % de la masse de gaz moléculaire est dans les régions de photodissociation, puisque les photons ultraviolets dominent le chauffage et la composition chimique des nuages dont $A_V \lesssim 4$ (Tielens, 1995). L'essentiel du rayonnement non-stellaire infrarouge, et l'émission submillimétrique et millimétrique du CO

des galaxies provient de ces régions de photodissociation. L'essentiel de la masse de gaz et de poussière se trouve dans ces régions. Les spectres de ces régions peuvent permettre de remonter à des informations comme la densité du gaz, le facteur de remplissage, la structure du milieu, les abondances des éléments lourds, à l'aide de modèles (Tielens & Hollenbach, 1985a,b ; van Dishoeck & Black, 1988 ; Le Bourlot *et al.*, 1993 ; Kaufman *et al.*, 1999). Les processus de chauffage et de refroidissement sont ceux qui ont été décrits dans la section A.1.1.2. Les raies [C II] $\lambda 158 \mu\text{m}$ et [O I] $\lambda 63 \mu\text{m}$ y sont très intenses, de même que les raies de H_2 et de CO. Le chauffage du gaz par effet photoélectrique sur les grains domine les autres processus dont l'excitation de H_2 par le rayonnement ultraviolet lointain et la formation de H_2 sur les grains.

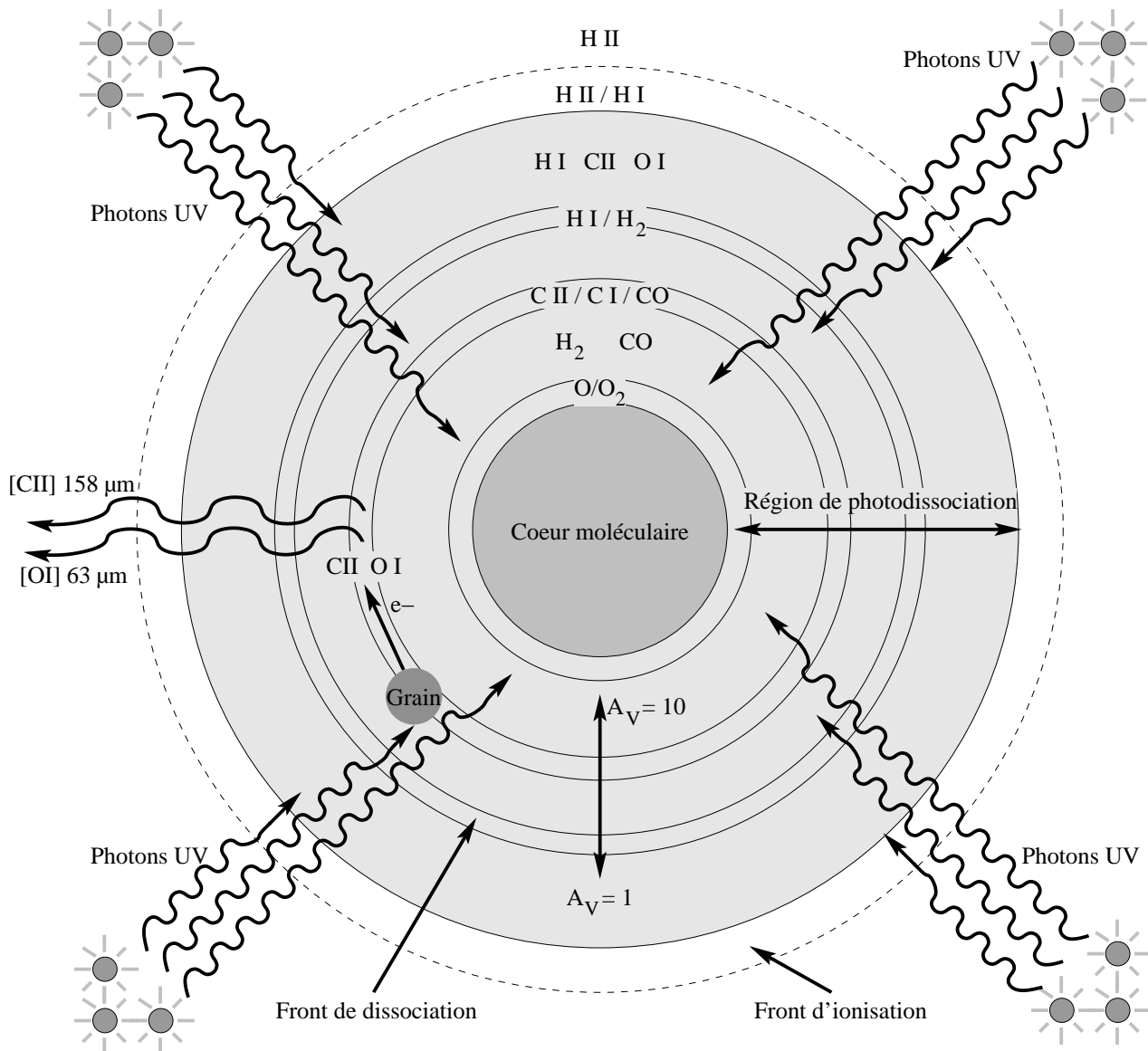


FIGURE A.1: **Schéma d'une région de photodissociation** inspiré de *Hollenbach & Tielens (1999)*. Elle s'étend de l'interface avec la région H II jusqu'à la zone où O₂ n'est plus appréciablement photodissocié. La géométrie sphérique est une idéalisation. Les photons UV proviennent d'étoiles chaudes. Les coquilles successives marquent les transitions entre différents degrés d'ionisation des espèces chimiques considérées.

La figure A.1 représente la structure simplifiée d'une région de photodissociation. Dans

la réalité, la géométrie de l'interface entre le gaz ionisé et le nuage atomique est beaucoup plus complexe. Les photons du continuum Lyman sont tous absorbés avant de pénétrer dans la région de photodissociation. Ce front d'ionisation est typiquement l'interface entre une région H II et un nuage atomique dense. Ensuite les photons ultraviolets se propagent jusqu'à atténuation totale, là où O₂ est complètement recombinaison. Au delà on entre dans le nuage moléculaire dense qui n'est plus une région de photodissociation.

A.1.3 L'enrichissement du milieu interstellaire

Bien que comptant pour une faible part du milieu interstellaire, les éléments lourds ont un rôle important. On note habituellement X , la fraction de masse d'hydrogène, Y , celle d'hélium, et Z , celle des autres éléments, improprement appelés les « métaux ». On a ainsi :

$$X + Y + Z = 1. \quad (\text{A.2})$$

Z est la « métallicité » d'un système. La valeur primordiale – immédiatement après le big-bang – et celle du système solaire, de ces fractions de masse, sont (références données par Pagel, 1997) :

$$\begin{cases} X_{\text{primordial}} \simeq 0.76 \\ Y_{\text{primordial}} \simeq 0.24 \\ Z_{\text{primordial}} \simeq 0.00 \end{cases} \implies \begin{cases} X_{\odot} \simeq 0.70 \\ Y_{\odot} \simeq 0.28 \\ Z_{\odot} \simeq 0.02. \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Les équations (A.3) montrent que la quantité d'hydrogène dans l'univers a tendance à diminuer, avec le temps. Celui-ci est transformé en éléments lourds par la nucléosynthèse stellaire. Ces derniers sont expulsés par les vents stellaires et les supernovae. La masse d'hélium augmente, quant à elle, faiblement ($\simeq 20\%$).

A.1.3.1 Les mesures de métallicité

Une définition idéale de la métallicité serait : « la fraction de matière baryonique qui a été convertie en éléments lourds par la nucléosynthèse stellaire » (Kunth & Östlin, 2000). En pratique, cette quantité est difficilement mesurable. Il peut y avoir des gradients de métallicité importants, au sein d'une même galaxie, selon les régions et selon les composantes – étoiles, phases du gaz, etc. La métallicité de la galaxie naine bleue compacte, He 2-10, par exemple, estimée à partir de spectroscopie optique, dans différentes régions, varie entre $Z \simeq 1/7 Z_{\odot}$ et $Z \simeq 1/2 Z_{\odot}$ (Vacca & Conti, 1992), à partir de spectroscopie optique globale, $Z \simeq 1 Z_{\odot}$ (Kobulnicky *et al.*, 1999), et, à partir de spectroscopie infrarouge moyen, $Z \simeq 2 Z_{\odot}$ (Beck *et al.*, 1997).

Très schématiquement, on peut estimer la métallicité du gaz ionisé, du gaz neutre ou des étoiles. La métallicité est toujours le rapport d'un élément lourd à l'hydrogène – elle est souvent exprimée en $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ ou $10^6[\text{O}/\text{H}]$. La métallicité du gaz moléculaire n'est pas raisonnablement mesurable, en raison de la dépendance mal connue du facteur X_{CO} (équation A.1) en fonction de celle-ci.

Idéalement, une mesure de métallicité se fait en spectroscopie, sur plusieurs raies, en émission ou en absorption. On a besoin de connaître la température et la densité électronique pour, à partir d'une intensité de raie, déduire la densité de colonne d'un élément. Ces quantités sont parfois inconnues, il faut alors utiliser des relations semi-empiriques pour les déterminer (Pagel, 1997). Les déterminations les plus aisées se font dans les régions H II. On peut aussi les effectuer sur les nébuleuses planétaires, ou sur des étoiles individuelles, lorsque l'on peut les

séparer, c'est à dire, dans les galaxies les plus proches. L'absorption par le gaz neutre est également utilisée, dans les DLA, ou dans certaines galaxies proches, comme I Zw 18, dans laquelle [Kunth et al. \(1994\)](#) ont mesuré l'abondance d'oxygène et de silicium, par cette méthode.

On peut construire un diagramme couleur-magnitude, à partir de photométrie stellaire, lorsque l'on peut résoudre des étoiles individuelles. Le tracé d'un type d'étoile dans ce diagramme comporte des informations sur sa métallicité. Cependant les tracés des étoiles les plus sous-métalliques diffèrent sensiblement d'un modèle à l'autre, car il n'y a pas de tels étoiles dans l'environnement solaire, que l'on pourrait utiliser pour les calibrer. Enfin, lorsque les méthodes énoncées précédemment ne sont pas applicables, par manque d'observables, on peut intégrer le rayonnement d'une galaxie entière. Ce rayonnement intégré peut être interprété grâce à des modèles de synthèse stellaire évolutive, comme PÉGASE ([Fioc & Rocca-Volmerange, 1997](#), cf chapitre G), par exemple. Toutefois, si l'on ne dispose pas d'informations sur l'histoire de formation d'étoiles de la galaxie et sur la fonction de masse initiale, on se heurte à la célèbre « *dégénérescence âge-métallicité* ».

A.1.3.2 Les déficiences en éléments lourds

Les poussières se forment à partir des espèces chimiques contenues dans le milieu interstellaire. Une partie des éléments lourds est utilisée pour former les grains. Il y a donc une déficience – appelée aussi « *déplétion* » – propre à chaque élément dans la phase gazeuse, par rapport à son abondance totale. L'une des difficultés est d'obtenir une estimation fiable de ces abondances totales, appelées « *abondances cosmiques* », afin de remonter à la quantité d'éléments lourds disponibles.

Ξ	C	N	O	Mg	Si	Fe
N_{Ξ}	6	7	8	12	14	26
T_c (K)	75	120	180	1340	1311	1336
$[\Xi/10^6\text{H}]_{\odot}$	390 ± 100	85 ± 22	545 ± 100	35 ± 5	34 ± 4	28 ± 5
$[\Xi/10^6\text{H}]_{\star\text{B}}$	190 ± 80	65 ± 34	350 ± 130	23 ± 7	19 ± 9	29 ± 18
$[\Xi/10^6\text{H}]_{\text{gaz}}$	108 ± 16	75 ± 4	319 ± 14	$\simeq 0$	$\simeq 0$	$\simeq 0$
$[\Xi/10^6\text{H}]_{\text{grain}/\odot}$	280 ± 100	10 ± 22	230 ± 100	35 ± 5	34 ± 4	28 ± 5
$[\Xi/10^6\text{H}]_{\text{grain}/\star\text{B}}$	80 ± 80	0 ± 35	30 ± 130	23 ± 7	19 ± 9	29 ± 18

TABLEAU A.2: **Abondance et déplétion des principaux éléments entrant dans la composition des grains.** La plupart des lignes de ce tableau provient d'une compilation faite par [Zubko et al. \(2004\)](#). L'abondance du C dans la phase gazeuse varie fortement d'un auteur à l'autre. Notations : Ξ désigne les éléments chimiques. N_{Ξ} est le numéro atomique de l'élément Ξ . T_c est la température de condensation, à l'équilibre thermique et chimique appropriée pour la nébuleuse solaire avec une pression de gaz initiale de 10^{-4} bar, donnée par [Lequeux \(2002\)](#). $\Xi/10^6\text{H}$ est le nombre d'atomes de l'élément Ξ , par million d'atomes d'hydrogène.

Les abondances cosmiques étaient, il y a quelques années encore, les abondances solaires (météoritiques). Il semblerait que les étoiles jeunes – de type B, F, G – permettent une estimation plus fiable de ces abondances ([Snow & Witt, 1996](#) ; [Savage & Sembach, 1996](#) ; [Sofia & Meyer, 2001](#)). Le tableau A.2 donne les abondances, dans la Galaxie, des principaux éléments entrant dans la composition dans grains. $\Xi/10^6\text{H}$ est le nombre d'atomes de l'élément Ξ par million d'atomes d'hydrogène. Nous avons : (i) les abondances solaires, $[\Xi/10^6\text{H}]_{\odot}$, (ii) les abondances « *cosmiques* », mesurées sur des étoiles B, $[\Xi/10^6\text{H}]_{\star\text{B}}$ (iii) les abondances dans la phase gazeuse, $[\Xi/10^6\text{H}]_{\text{gaz}}$. La déplétion est la différence entre l'abondance cosmique (solaire

ou étoiles B) et l'abondance dans la phase gazeuse :

$$\begin{cases} [\Xi/10^6\text{H}]_{\text{grain}/\odot} = [\Xi/10^6\text{H}]_{\odot} - [\Xi/10^6\text{H}]_{\text{gaz}} \\ [\Xi/10^6\text{H}]_{\text{grain}/\star\text{B}} = [\Xi/10^6\text{H}]_{\star\text{B}} - [\Xi/10^6\text{H}]_{\text{gaz}} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

La comparaison des deux dernières lignes du tableau A.2 montre que les deux évaluations sont très différentes, et ces valeurs, très incertaines. Il semble que les étoiles B aient tendance à sous-estimer les abondances.

A.1.3.3 Le cycle de la poussière interstellaire

Les grains de poussière interstellaire sont de petites particules solides de taille $\simeq 0.001 - 1 \mu\text{m}$. Ces grains se forment à partir des éléments lourds déplétés de la phase gazeuse. Ce que nous avons besoin de savoir, à ce stade, est qu'ils se composent de différents matériaux, dont les principaux sont : (i) des silicates – à base de SiO – amorphes ou cristallins (ii) des grains de SiC (iii) des matériaux carbonés, carbone amorphe ou graphite et (iv) des molécules aromatiques, constituées de cycles benzéniques, les PAHs – pour « *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons* ». Le chapitre B leur est consacré, ici nous ne parlerons que de leur évolution au sein du milieu interstellaire.

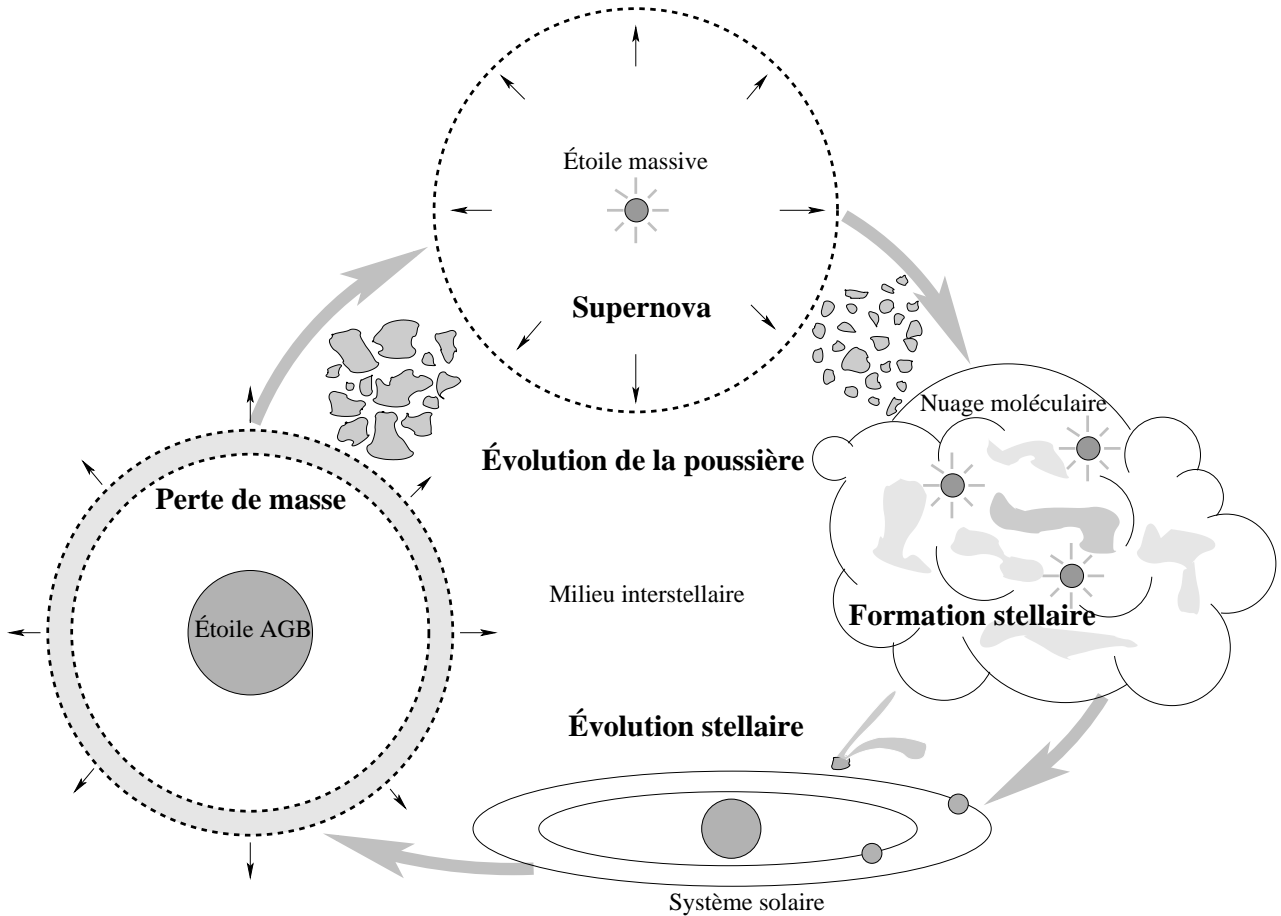


FIGURE A.2: Cycle de vie de la poussière interstellaire, inspiré de Jones (2004).

Le cycle de vie de la poussière est intimement lié à celui des étoiles. La figure A.2 schématise la formation, l'évolution et la destruction des grains à travers le milieu interstellaire.

La poussière se forme dans les environnements circumstellaires – la poussière d'étoiles, « *stardust* » – mais aussi dans le milieu interstellaire. Les enveloppes des étoiles de masse moyenne ($1.5 - 8 M_{\odot}$), en fin d'évolution, les « *AGBs* », présentent les conditions requises. Ces étoiles sont soit riches en oxygène ($[O]/[C] > 1$), soit carbonées ($[O]/[C] < 1$).

- Les étoiles riches en O – étoiles M, IR/OH, supergéantes – ont un spectre comportant des signatures de silicates amorphes, et aussi cristallins.
- Les étoiles carbonées ont un spectre révélant des grains de SiC et de carbone amorphe hydrogéné.

Le tableau A.3 donne les taux de formation des grains par les différentes sources.

Source	Contribution ($10^{-6} M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ an}^{-1}$)	Types de grain formés
Géantes M	$\simeq 3$	silicates
Étoiles OH/IR radio	$\simeq 3$	silicates
Étoiles C	$\simeq 2$	SiC – carbonés – PAHs
Étoiles supergéantes	$\simeq 0.2$	silicates
Novae	$\simeq 0.003 - 0.2$	silicates – carbonés
Nébuleuses planétaires	$\simeq 0.03$	carbonés – PAHs
Étoiles Wolf-Rayet	$\simeq 0.03$	carbonés – PAHs
Supernovae de type II	$\simeq 0.15 - 14$	silicates – carbonés
Supernovae de type Ia	$\simeq 0.03 - 2.3$	silicates – carbonés

TABLEAU A.3: Sites de production des grains, dans la Galaxie, d'après Jones (1997) et Jones et al. (1997).

Dans le milieu interstellaire, la poussière est soumise, à la fois, à (Jones, 1997) :

- des effets constructifs, comme la nucléation, la condensation, l'accrétion et la coagulation, dans les régions les plus denses, qui sont les enveloppes circumstellaires et les nuages moléculaires ;
- des effets destructifs, comme l'érosion par les collisions avec des atomes du gaz, la désagrégation, la fragmentation et la vaporisation par les collisions grain-grain énergétiques, dans le gaz de faible densité, lorsque la poussière est exposée aux ondes de choc des supernovae ou aux vents stellaires.

Dans le milieu interstellaire, les silicates cristallins disparaissent. Cette amorphisation est probablement due aux chocs et aux rayons cosmiques (Demyk et al., 2001 ; Carrez et al., 2002). La vaporisation et l'érosion des grains, dans les chocs, a pour effet de transférer de la masse de poussière dans la phase gazeuse. La fragmentation et la désagrégation modifient, quant à elles, la distribution de taille. Dans les régions froides, des atomes du gaz vont se condenser sur les grains pour former des manteaux, et les grains les plus petits être accrétés par les plus gros.

Le temps de vie des grains, dans la Galaxie, dépend de leur composition, mais surtout de leur taille. Le temps de vie moyen est limité principalement par l'érosion des grains dans les chocs. Il est estimé à $t_{\text{vie}} \simeq 5 \times 10^8$ ans (Jones et al., 1996), alors que le temps de formation est $t_{\text{formation}} \simeq 3 \times 10^9$ ans (Jones, 2004, par exemple). Cependant, lorsque l'on prend en compte l'accrétion de matériau et la coagulation dans le milieu interstellaire, il semble que l'on arrive à un équilibre (Dwek, 1998).

A.2 Des distributions spectrales d'énergie aux conditions physiques

J'ai passé en revue la composition du milieu interstellaire, je vais maintenant parler de la manière dont les différentes phases contribuent au rayonnement électromagnétique émis par une galaxie. La dépendance en longueur d'onde de ce rayonnement électromagnétique, la « *distribution spectrale d'énergie* », permet, dans une certaine mesure, de remonter aux conditions physiques régnant dans ces galaxies.

A.2.1 Le champ de rayonnement interstellaire

Un champ de rayonnement interstellaire baigne le milieu interstellaire d'une galaxie. Il a plusieurs origines et varie fortement d'une région à l'autre. L'opacité du milieu interstellaire produit une extinction modifiant ce rayonnement.

A.2.1.1 Les composantes du champ de rayonnement

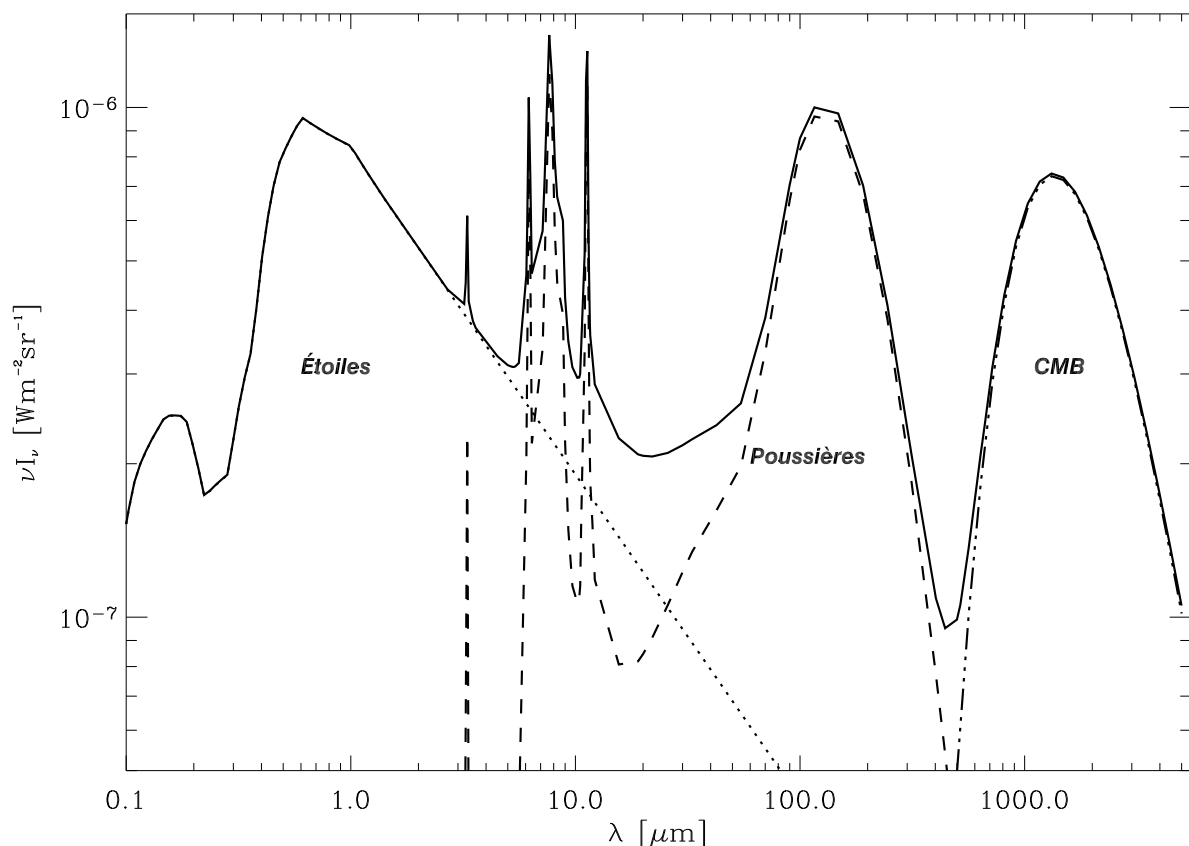


FIGURE A.3: **Le champ de rayonnement interstellaire dans la Galaxie.** C'est une illustration de l'équation (A.5) avec $\chi = 1$ et une densité de colonne de poussière typique du milieu interstellaire. La composante « CMB » – pour « Cosmic Microwave Background » – correspond au rayonnement fossile. Notations : ν est la fréquence, λ , la longueur d'onde et I_ν l'intensité monochromatique.

Le champ de rayonnement interstellaire qui baigne la Galaxie a été modélisé par [Mathis et al. \(1983\)](#). Il comporte trois composantes principales. La figure [A.3](#) en donne un exemple. Sa densité de flux, $u_\nu = 4\pi/c \times I_\nu$, peut s'écrire :

$$u_\nu = \chi \times u_\nu^* + u_\nu^{\text{poussière}} + \frac{4\pi}{c} B_\nu(T_{\text{CMB}}), \quad (\text{A.5})$$

où u_ν^* est la densité de flux émise par les étoiles, $u_\nu^{\text{poussière}}$, celle émise par la poussière, et le dernier terme est l'émission du rayonnement fossile. Celui-ci émet comme un corps noir :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (\text{A.6})$$

Le facteur χ permet d'ajuster l'intensité de l'émission stellaire, selon les environnements. $\chi = 1$ pour le milieu interstellaire local.

Les étoiles sont la source de rayonnement, dans la plupart des galaxies auxquelles nous nous intéressons dans cette thèse. Elles émettent principalement depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge proche. Le champ de rayonnement interstellaire d'une galaxie peut toutefois être dominé par l'énergie d'origine gravitationnelle, dans le cas d'un noyau actif. Le maximum local en émission, centré aux alentours de $0.15 \mu\text{m}$, est dû aux étoiles jeunes, d'âge quelques 10^6 ans. Quant à l'émission dont le pic se situe vers $0.5 \mu\text{m}$, elle est due aux étoiles plus évoluées, d'âge quelques $10^8 - 10^9$ ans. [Mathis et al. \(1983\)](#) avaient modélisé cette composante en scindant la densité de flux, u_ν^* , en un spectre ultraviolet d'étoiles jeunes et trois corps noirs de températures et de poids différents, censés représenter les principales populations stellaires du disque et les géantes rouges.

La poussière ne produit pas de rayonnement, elle réémet et diffuse le rayonnement des étoiles. Elle comporte elle-même plusieurs composantes dont nous parlerons en détail au chapitre [B](#). De manière générale, l'émission sous forme de bandes dans l'infrarouge moyen, appelées « *bandes aromatiques* », est vraisemblablement produite par de grosses molécules, les « *hydrocarbures aromatiques polycycliques* ». L'émission continue thermique dans l'infrarouge proche et lointain provient de grains classiques, silicatés ou carbonés, dont la taille peut varier d'environ 0.1 nm à quelques $0.1 \mu\text{m}$.

Une composante extragalactique provient essentiellement du rayonnement fossile. Celui-ci correspond au troisième terme de l'équation [\(A.5\)](#). C'est un rayonnement isotrope d'origine cosmologique dont le comportement spectral est un corps noir à $T_{\text{CMB}} = 2.726 \text{ K}$ ([Mather et al., 1994](#)). Il assure, en particulier, aux grains de poussière une température minimale dans les régions profondément enfouies, où seul le rayonnement à grande longueur d'onde pénètre.

Note Technique :

Les composantes stellaire et poussiéreuse de la figure [A.3](#) sont celles du modèle de [Désert et al. \(1990\)](#). J'ai pris une densité de colonne typique $N_{\text{H}} = 3 \times 10^{25} \text{ m}^{-2}$ pour l'émission des poussières. La composante « *CMB* » (rayonnement fossile) est un corps noir de température $T_{\text{CMB}} = 2.726 \text{ K}$ ([Mather et al., 1994](#)). Ce champ de rayonnement est évidemment simplifié : le fond infrarouge extragalactique est supposé négligeable par rapport au rayonnement fossile et les raies du gaz n'ont pas été reportées, entre autres.

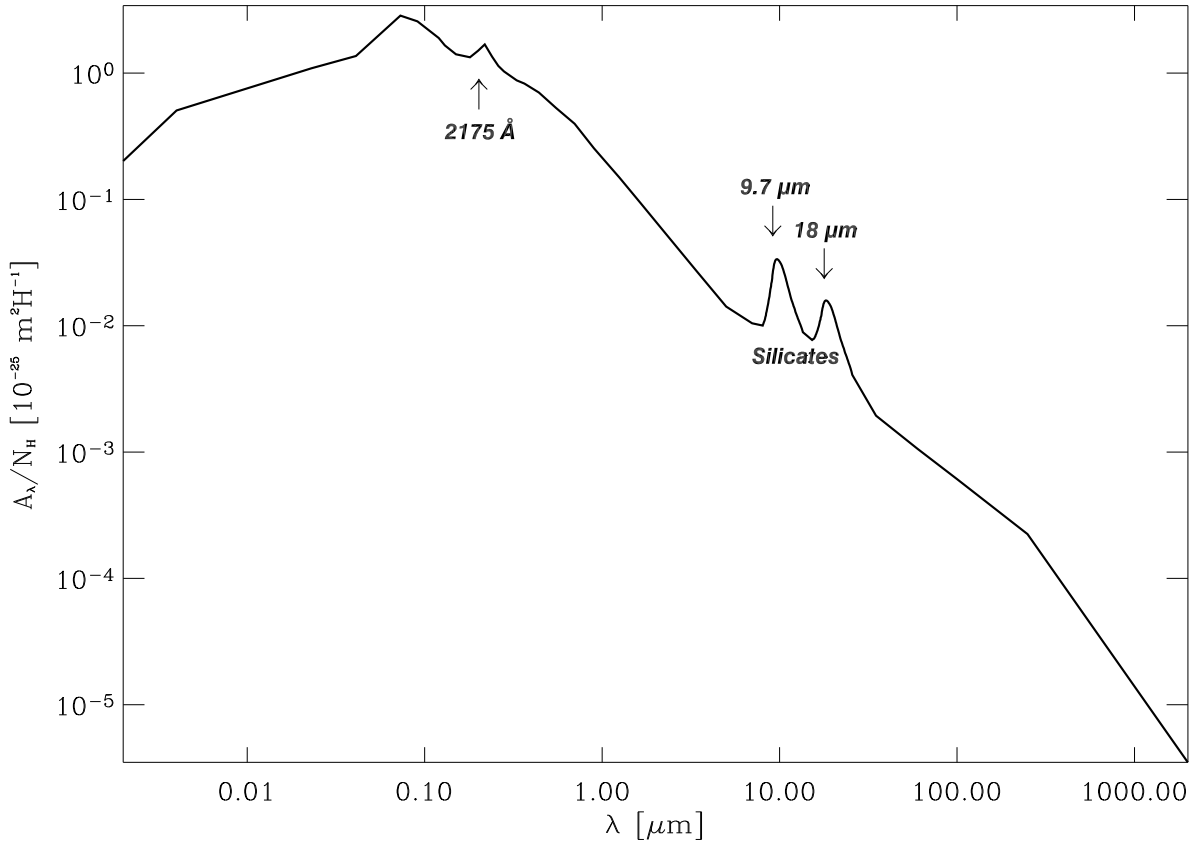


FIGURE A.4: **Courbe d'extinction interstellaire de l'ultraviolet lointain au millimétrique**, d'après [Mathis \(1990\)](#), les bandes de silicates étant celles de [Dudley & Wynn-Williams \(1997\)](#). C'est une moyenne sur le milieu interstellaire diffus. Je l'ai normalisée à $\langle N_H/E(B-V) \rangle = 5.8 \times 10^{25}$ atomes $\text{m}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ ([Bohlin et al., 1978](#)). Notations : λ est la longueur d'onde, A_λ est l'amplitude de l'extinction à la longueur d'onde λ et N_H est la densité de colonne.

A.2.1.2 L'extinction interstellaire

Les grains de poussière interstellaires absorbent, diffusent et réémettent le rayonnement à l'intérieur d'une galaxie. La loi d'extinction interstellaire – la variation de l'extinction avec la longueur d'onde – comme celle présentée à la figure A.4 ([Mathis, 1990](#) ; [Dudley & Wynn-Williams, 1997](#)), prend en compte la contribution de grains de tailles et de compositions chimiques différentes. Elle présente de très fortes variations selon les conditions physiques des environnements considérés. Je discuterai l'interaction des grains avec le rayonnement à la section B.1.

La figure A.4, montre que le milieu interstellaire est plus opaque aux photons ultraviolets qu'aux infrarouges. C'est la raison pour laquelle, l'extinction par les grains est aussi appelée « *rougissement* ». Les mesures de flux astrophysiques sont donc plus affectées par la poussière en ultraviolet-optique, où il est essentiel de dérougir correctement les observations, qu'en infrarouge-millimétrique où, à l'exception des sources profondément enfouies, ce problème est secondaire. Outre cette décroissance de l'extinction avec la longueur d'onde, on peut remarquer sur la figure A.4 qu'il y a une bande à 2175 \AA , attribuée à des petits grains carbonés et deux bandes à $9.7 \mu\text{m}$ et $18 \mu\text{m}$ attribuées aux silicates.

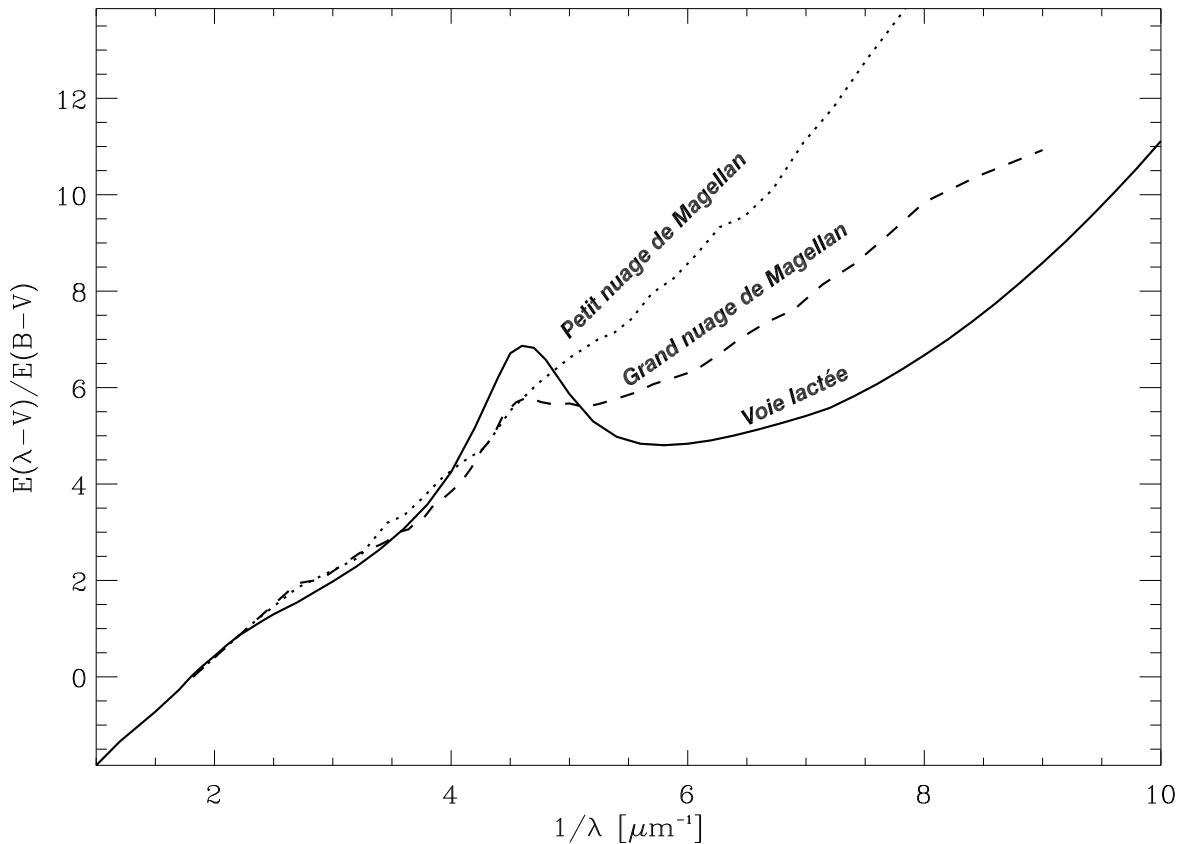


FIGURE A.5: **Courbes d'extinctions dans le domaine optique/ultraviolet pour la Galaxie et les nuages de Magellan.** Notations : la Galaxie (Seaton, 1979) est la courbe en trait plein, la courbe du grand nuage de Magellan, qui est la moyenne de Koornneef & Code (1981) et Nandy et al. (1981), est en tirets, et une courbe du petit nuage de Magellan (Prevot et al., 1984) est en pointillés.

La courbe en trait plein de la figure A.5 montre un grossissement de la partie optique-ultraviolet de la figure A.4. J'y ai superposé deux courbes, observées sur différentes lignes de visée, à l'intérieur des nuages de Magellan (Koornneef & Code, 1981 ; Nandy et al., 1981 ; Prevot et al., 1984), qui sont des galaxies naines, satellites de notre Galaxie. Ce sont des environnements de faible métallicité. Les trois courbes sont relativement similaires dans la partie optique, mais divergent dans l'ultraviolet (Pei, 1992 ; Weingartner & Draine, 2001). En particulier, la bande à 2175 Å est beaucoup moins marquée dans les régions des nuages de Magellan que dans la Galaxie, et les pentes sont différentes dans l'ultraviolet lointain. Cela pour illustrer la diversité des lois d'extinction selon les environnements, nous reparlerons de ces différences dans la partie III. De la même manière, la figure A.6 montre un grossissement de la partie infrarouge moyen de la figure A.4 à laquelle j'ai superposé une loi d'extinction observée dans la direction du centre Galactique (Lutz et al., 1996). On remarque que la partie 4 – 8 μm est plus plate et que les bandes de silicates sont moins proéminentes sur la courbe de Lutz et al. (1996) que dans le milieu interstellaire diffus.

La profondeur optique du milieu interstellaire, sur une ligne de visée donnée, est $\tau_\nu \propto N_{\text{grain}}$, où N_{grain} est la densité de colonne de poussière. L'intensité monochromatique, I_ν – j'utilise la terminologie employée par Léna (1996) pour désigner les différentes quantités de flux – du

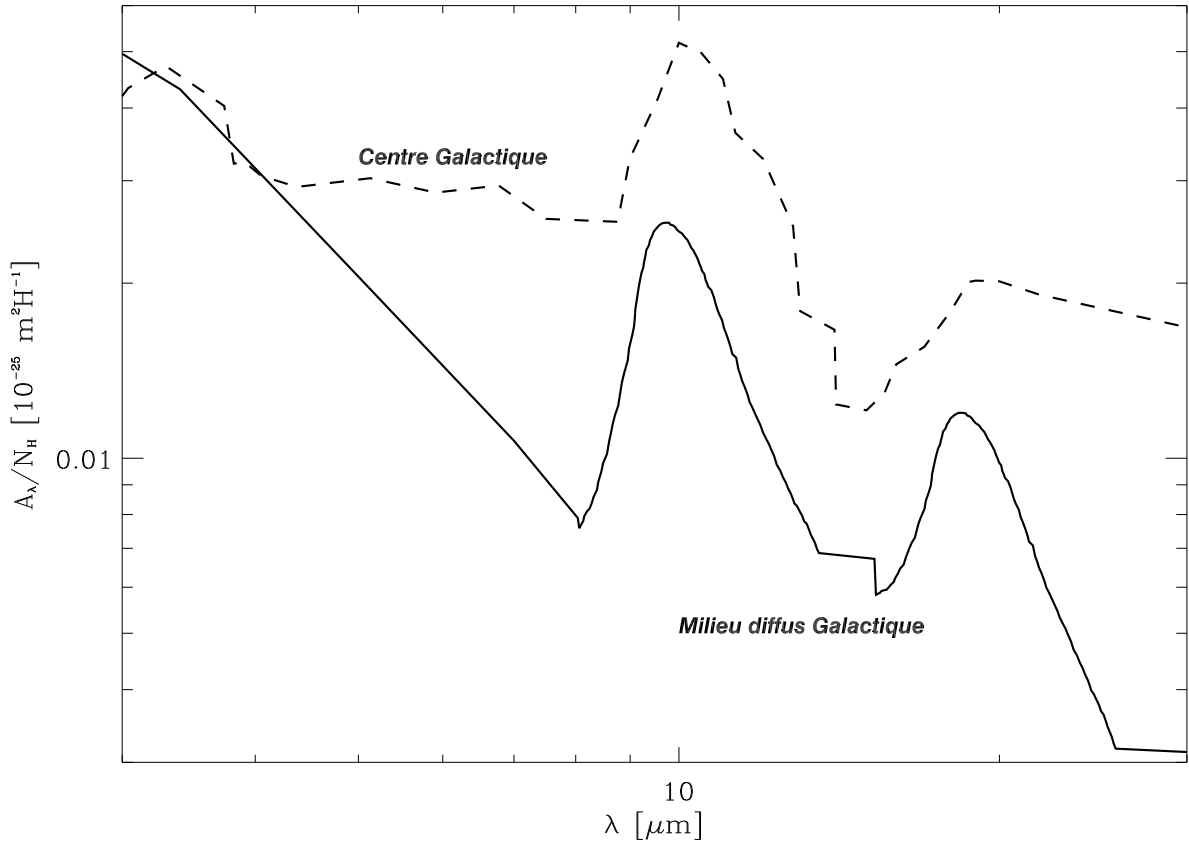


FIGURE A.6: **Courbes d'extinctions dans le domaine infrarouge.** La courbe en trait plein est celle de la figure A.4 et les tirets, celle du centre Galactique, observée par *Lutz et al. (1996)*. Notations : A_λ est défini à l'équation (A.9) et N_H est la densité de colonne de l'hydrogène.

rayonnement provenant d'une étoile, située derrière un nuage, est affectée par l'extinction (figure A.7). À la sortie du nuage, l'intensité monochromatique est :

$$I_\nu^o = I_\nu \times \exp(-\tau_\nu). \quad (\text{A.7})$$

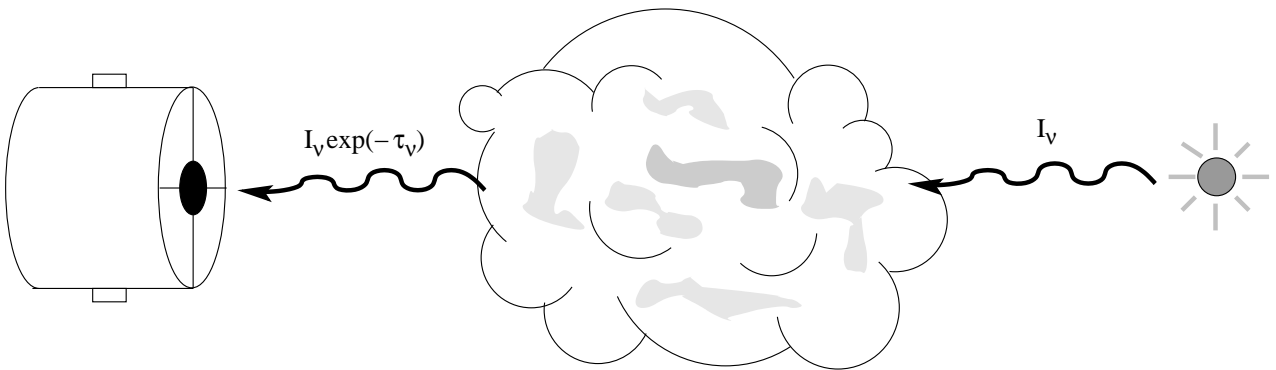


FIGURE A.7: **Schéma de l'extinction par un nuage.** Les flèches ondulées représentent le rayonnement incident provenant d'une étoile, et le rayonnement sortant du nuage, affecté par l'extinction. Notations : ν est la fréquence, I_ν , l'intensité monochromatique et τ_ν , la profondeur optique.

Si l'on exprime cette extinction en magnitude,

$$I_\nu^o = I_\nu \times 10^{-(A_\nu/2.5)}, \quad (\text{A.8})$$

on en déduit que :

$$A_\nu = 1.086 \times \tau_\nu. \quad (\text{A.9})$$

On normalise habituellement les courbes d'extinction en éliminant la densité de colonne. La figure A.4, par exemple, trace la quantité A_λ/N_H ; la figure A.8 trace la quantité A_λ/A_V , elle aussi indépendante de la densité de colonne. On normalise souvent par la quantité :

$$E(B - V) = A_B - A_V, \quad (\text{A.10})$$

où les bandes B et V ont pour longueurs d'onde centrales $0.44 \mu\text{m}$ et $0.55 \mu\text{m}$ respectivement. Cet « excès de couleur », $E(B - V)$, est proportionnel à la quantité de poussière sur la ligne de visée. Un autre paramètre important, décrit la pente de la courbe d'extinction :

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)}, \quad (\text{A.11})$$

comme cela est montré sur la figure A.8. La valeur moyenne de R_V pour la Galaxie est $R_V = 3.05 \pm 0.15$ (Whittet, 2003). Cette valeur dépend de la nature et de la distribution de taille des grains sur la ligne de visée. Une valeur élevée est plutôt le signe d'un milieu dense, dans lequel les grains sont coagulés, alors qu'une valeur faible est donnée par de petits grains que l'on trouve dans les régions choquées. Nous reviendrons plus en détail sur l'origine microscopique de ces quantités au chapitre B.

Il existe plusieurs méthodes observationnelles pour mesurer l'extinction interstellaire (Combes *et al.*, 1991 ; Evans, 1994 ; Fitzpatrick, 1999 ; Whittet, 2003, pour une revue).

La méthode de la paire d'étoiles est utilisée essentiellement dans le milieu interstellaire Galactique. C'est la méthode la plus connue et la plus précise car elle permet de remonter à la loi d'extinction de la ligne de visée que l'on veut étudier. Elle consiste à observer, dans plusieurs bandes, deux étoiles de type spectral et de classe de luminosité identiques – elles ont la même magnitude absolue $M(\lambda)$ – mais dont l'une est supposée être négligeablement affectée par l'extinction, « l'étoile de comparaison », de magnitude $m_{\text{comp}}(\lambda)$, à une distance d_{comp} . L'autre étoile, de magnitude m_{ext} , à une distance d_{ext} , est située derrière la région dont on veut connaître A_λ . Les magnitudes s'expriment alors :

$$\begin{cases} m_{\text{ext}}(\lambda) &= M(\lambda) + 5 \times \log_{10}(d_{\text{ext}}) + A(\lambda) \\ m_{\text{comp}}(\lambda) &= M(\lambda) + 5 \times \log_{10}(d_{\text{comp}}), \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

ce qui conduit à :

$$m_{\text{ext}}(\lambda) - m_{\text{comp}}(\lambda) = 5 \times \log_{10} \left(\frac{d_{\text{ext}}}{d_{\text{comp}}} \right) + A(\lambda). \quad (\text{A.13})$$

Il suffit de disposer de mesures à au moins deux longueurs d'onde, pour éliminer le rapport des distances. Habituellement, cette méthode, appliquée à partir d'observations en bande large, permet de normaliser une courbe d'extinction standard en $E(\lambda - V)/E(B - V)$. Elle peut aussi s'appliquer en spectrométrie et permettre de mesurer directement la dépendance en longueur d'onde de l'extinction, sans hypothèse particulière (Fitzpatrick & Massa, 1988, par exemple).

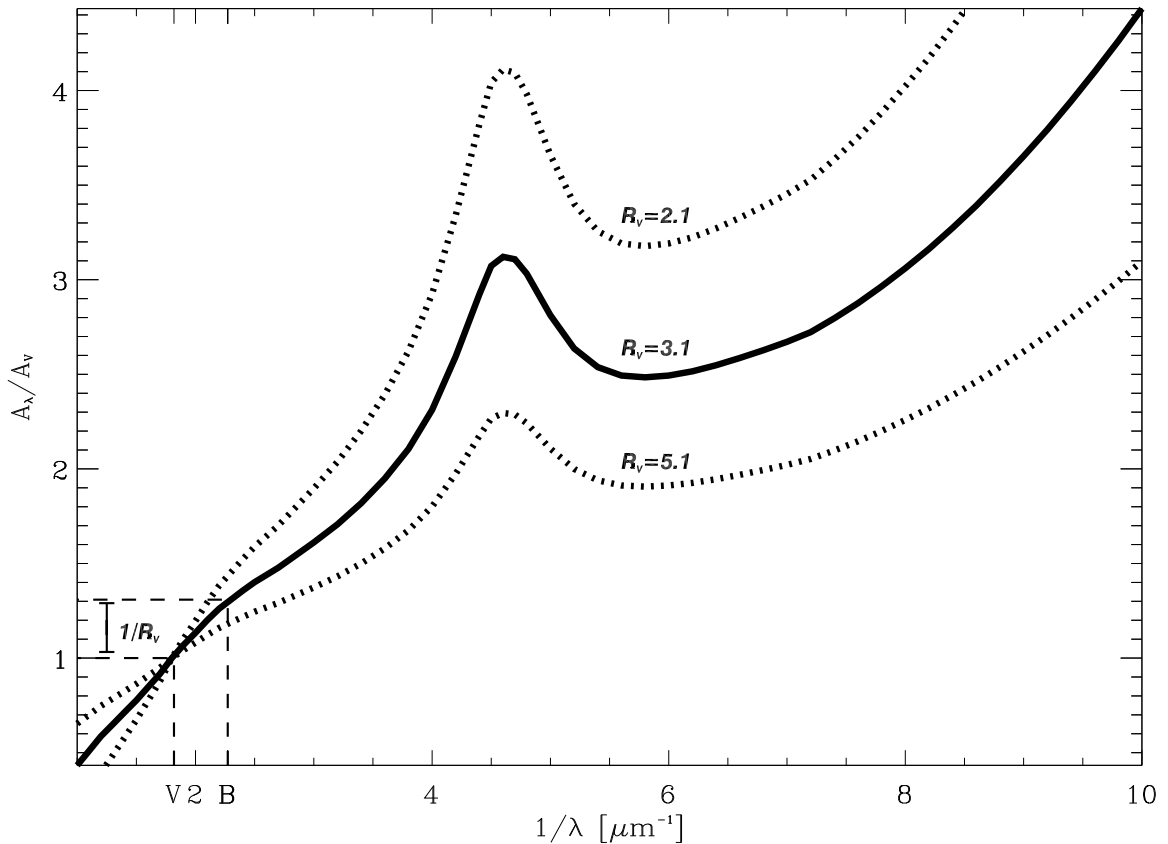


FIGURE A.8: **Courbes d'extinction interstellaire ultraviolet-optique.** La courbe en trait plein correspond à $R_V = A_V/E(B - V) = 3.1$ qui est la moyenne Galactique. Les courbes en pointillés ont été tracées pour des valeurs de $R_V = 2.1$ et $R_V = 5.1$. La loi d'extinction utilisée est celle de [Seaton \(1979\)](#). Notations : λ est la longueur d'onde, A_λ est la magnitude de l'extinction à la longueur d'onde λ .

Le décrement de Balmer peut être utilisé pour déterminer une extinction moyenne dans une galaxie. Il consiste à comparer le rapport $H\alpha/H\beta$ prédit au rapport théorique.

D'autres méthodes spécifiques à chaque cas particulier existent. Certaines sont modèle dépendantes. D'autres sont relativement élégantes comme, par exemple, l'étude de [Motta et al. \(2002\)](#) qui ont déterminé la courbe d'extinction d'un quasar à $z = 0.83$ en comparant deux de ses images, dédoublées par effet de lentille gravitationnelle.

A.2.2 La distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie

La figure A.9 est une décomposition schématique de la distribution spectrale d'énergie globale observée d'une galaxie. La galaxie est représentée par le grand cercle englobant tout. Différentes régions y sont représentées : (i) des populations d'étoiles jeunes (ii) des populations d'étoiles vieilles (iii) un milieu diffus (iv) des régions de photodissociation entourant (v) des nuages moléculaires. Les traits ondulés schématisent le rayonnement sortant de chaque région. Les courbes accolées à ces traits ondulés sont les distributions spectrales d'énergie que l'on observerait. Sur ces distributions spectrales d'énergie, les pointillés correspondent au rayonnement entrant dans la région considérée, les tirets, au rayonnement produit dans la région, et

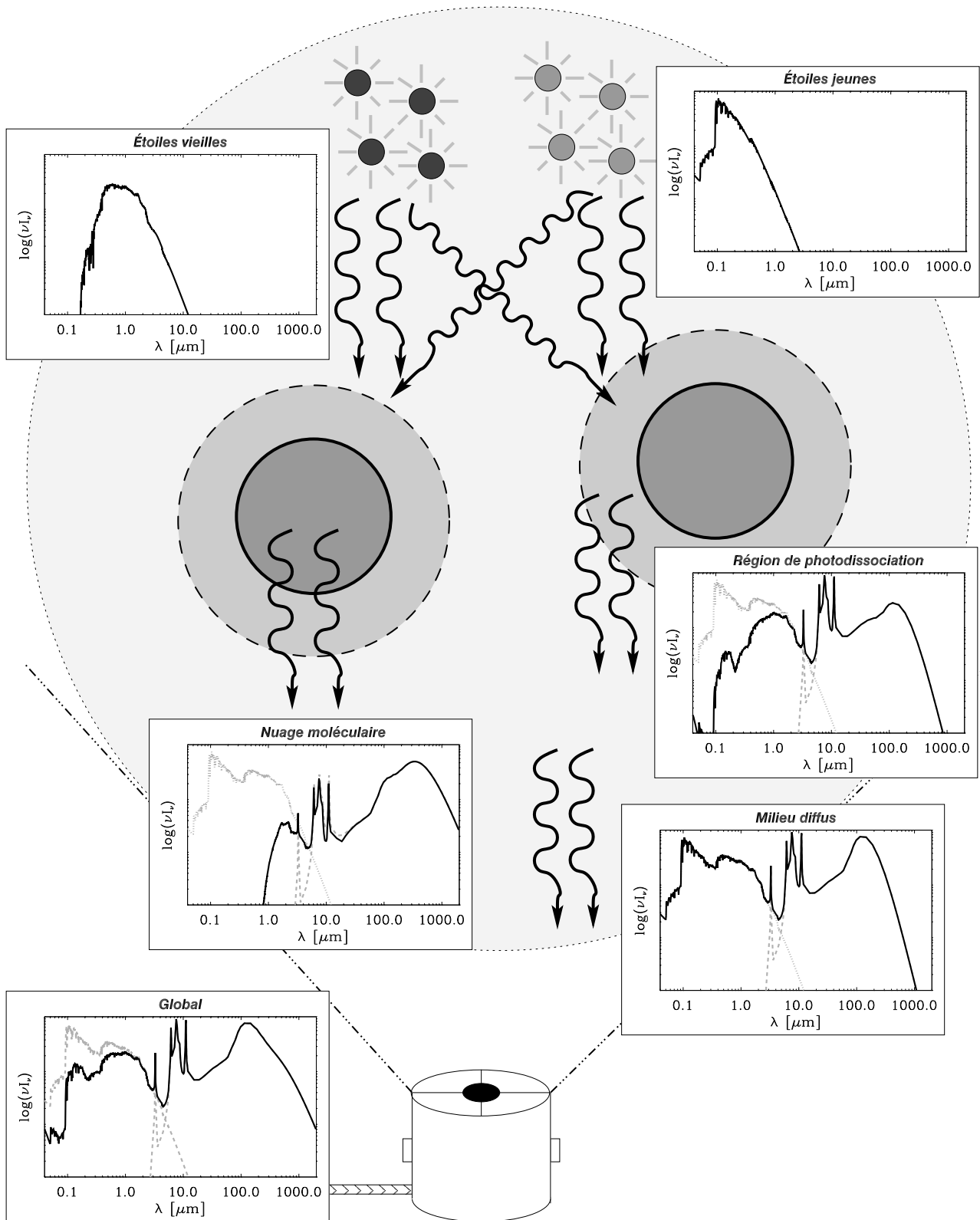


FIGURE A.9: **Décomposition schématique de la distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie.** Cette figure étant relativement complexe, on se reportera pour sa description détaillée au texte de la section A.2.2. Notations : ν est la fréquence, λ , la longueur d'onde et I_ν , l'intensité monochromatique. Les distributions spectrales d'énergie représentées ont toutes la même échelle de longueur d'onde. Le flux est en unités arbitraires, sur une échelle logarithmique.

les traits pleins au rayonnement total sortant.

Les populations d'étoiles contribuent à la distribution spectrale d'énergie dans les longueurs d'onde ultraviolette et optique, principalement. Le spectre émis est une combinaison des étoiles de différentes masses formées à partir d'une fonction de masse initiale et d'une métallicité données. Ensuite, ces étoiles évoluent. La population jeune émet l'essentiel de son énergie dans l'ultraviolet, elle est dominée par des étoiles de type O, B qui ont une durée de vie de l'ordre de 4×10^6 ans. La population vieille voit son maximum d'émission décalé vers l'infrarouge proche. En effet, elle est dominée par les étoiles évoluées. Dans ce qui suit, le champ de rayonnement stellaire entrant dans chacune des régions est une combinaison de ces deux populations.

Le milieu diffus comporte une composante de poussière relativement chaude. Il est baigné dans un champ de rayonnement interstellaire moyen variant moins drastiquement avec la position que dans les régions de photodissociation ou les nuages moléculaires.

Les régions de photodissociation produisent une extinction non négligeable qui se manifeste par la différence entre la courbe en trait plein et les pointillés, dans la partie optique. L'émission des bandes aromatiques est importante dans ces régions. On note également l'émission sous forme de continu thermique de grains relativement chauds, dans l'infrarouge moyen.

Les nuages moléculaires sont très opaques au rayonnement ultraviolet, optique et même infrarouge (A_V de plusieurs dizaines de magnitudes). Les cœurs moléculaires sont fortement écartés du rayonnement stellaire. L'essentiel de l'émission est produite par des gros grains froids émettant dans l'infrarouge lointain. L'émission de poussière chaude représentée sur la courbe provient de la peau du nuage.

La distribution spectrale d'énergie globale est l'intégration du rayonnement provenant de toutes les régions de la galaxie. Le poids des différentes composantes dépend du type de galaxie, de l'activité de formation d'étoiles, de la métallicité et de la géométrie du milieu interstellaire. Je montrerai, à la section A.3.1, des exemples de distributions spectrales d'énergie pour divers types de galaxies.

La figure A.9 est très simplifiée. Pour des raisons de clarté, je n'ai représenté que quelques régions de chaque. Une galaxie réelle comporte plusieurs nuages moléculaires, avec leurs régions de photodissociation, plusieurs amas d'étoiles d'âges différents, le tout réparti de manière très complexe. Par ailleurs, je n'ai pas représenté les raies du gaz et le continuum radio.

La figure A.9 illustre ce à quoi l'on est confronté lorsque l'on veut modéliser la distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie, comme c'est le cas pour les galaxies distantes que l'on ne peut résoudre. On observe, en réalité, la superposition de plusieurs régions, dans lesquelles règnent des conditions physiques très différentes. En pratique, il est très difficile de séparer ces composantes à partir d'une distribution spectrale d'énergie globale.

Note Technique :

Les courbes de la figure A.9 ont été produites par différents modèles. Les champs de rayonnement stellaires ont été synthétisés avec PÉGASE (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997). J'ai pris deux flambées de formation d'étoiles instantanées, d'âges 4×10^6 ans, pour la population « *Étoiles jeunes* » et 10^9 ans, pour la population « *Étoiles vieilles* ». La métallicité du milieu interstellaire a été supposée solaire. L'émission des poussières a été modélisée avec le modèle de Désert *et al.* (1990, cf chapitre B) auquel j'ai ajouté une composante de poussière froide, à une température typique de $T = 10$ K, censée représenter les cœurs moléculaires. La courbe

d'extinction utilisée est celle de la figure A.4. L'extinction choisie à l'intérieur des régions de photodissociation est $A_V \simeq 1$ et celle, à l'intérieur des nuages moléculaires est $A_V \simeq 10$.

A.3 Des galaxies proches aux galaxies lointaines

Nous avons vu la constitution d'une distribution spectrale d'énergie de galaxie, dans un cas générique. Considérons maintenant des cas concrets.

A.3.1 La diversité des distributions spectrales d'énergie de galaxies

Il existe, dans l'univers, une grande variété de galaxies. Elles diffèrent fortement de l'une à l'autre par leur taille, leur masse, leur luminosité, leur morphologie et la proportion des phases qui les constituent (Combes *et al.*, 1991, pour une revue). Ce qui nous intéresse, ici, réside dans les différences de constitution entre les types de galaxies, constituants qui ont une influence sur les distributions spectrales d'énergie observées. De manière générale, les types les plus tardifs – Sc et Irr – sont les plus riches en H I. Ils ont une composante d'étoiles relativement jeunes, et peuvent subir des flambées de formation d'étoiles. À l'opposé, les elliptiques sont extrêmement pauvres en gaz neutre et en poussière. Leurs étoiles sont majoritairement vieilles. La proportion de masse de H I par rapport à la masse totale d'une galaxie varie de quelques pourcents jusqu'à $\simeq 50\%$ dans les irrégulières.

La discussion que nous avons eu autour de la figure A.9 montrait que la distribution spectrale d'énergie d'une galaxie dépendait des conditions physiques y régnant. La figure A.10 présente des exemples de distributions spectrales d'énergie de galaxies modélisées par Chaniai (2003). Pour comparer de manière systématique ces spectres, les points les plus importants à considérer sont : (i) le poids relatif de la composante stellaire sur la composante poussiéreuse (ii) le poids de l'émission stellaire des étoiles jeunes par rapport aux étoiles vieilles (iii) l'importance des bandes aromatiques par rapport au continuum (iv) la longueur d'onde du pic de l'émission en infrarouge lointain des poussières.

Voyons les informations que nous pouvons déduire de la figure A.10, ces quatre distributions spectrales d'énergie étant des cas extrêmes.

La galaxie elliptique NGC 5018 a un spectre dominé par l'émission des étoiles vieilles, et une émission en infrarouge très faible. Les galaxies elliptiques sont, en effet, connues pour avoir un milieu interstellaire raréfié et pauvre en poussières (Combes *et al.*, 1991), même si cette quantité n'est pas négligeable (Knapp *et al.*, 1989 ; Xilouris *et al.*, 2004, et chapitre E). Elles contiennent peu de nuages moléculaires. Le milieu interstellaire de NGC 5018 est relativement froid, à en juger par le pic de l'émission des poussières qui se situe au delà de $100\ \mu\text{m}$. Les poussières sont, en effet, peu efficacement chauffées par une composante stellaire évoluée émettant principalement dans l'infrarouge proche. Les bandes aromatiques sont peu intenses même si elles sont tout de même présentes (Athey *et al.*, 2002 ; Xilouris *et al.*, 2004, par exemple). Le facteur de remplissage des régions de photodissociation est donc faible.

Le disque de la galaxie spirale M 101 a une distribution spectrale d'énergie assez similaire à celle de NGC 5018. La principale différence se situe dans la plus grande émission du continuum de poussière et des bandes aromatiques. Ces dernières sont toujours présentes dans les régions de photodissociation, qui sont nombreuses dans les disques. Le milieu interstellaire d'une spirale est plus riche en poussière que celui d'une elliptique. Dans les deux cas, l'activité de formation d'étoiles apparaît faible.

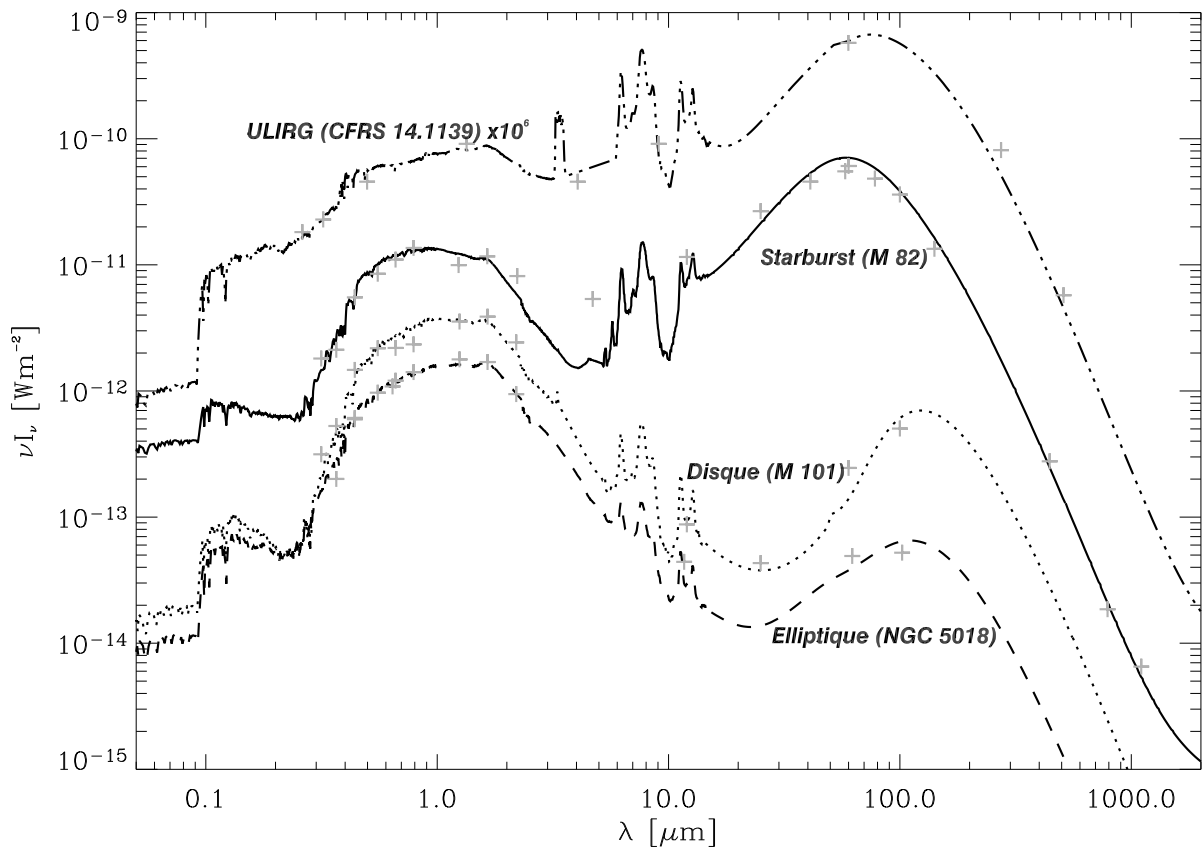


FIGURE A.10: Exemples de distributions spectrales d'énergie de galaxies. Ces galaxies ont été modélisées par [Chial \(2003\)](#). Les objets sont : la galaxie elliptique NGC 5018, le disque de la spirale M 101, la galaxie à flambée de formation d'étoiles « starburst » M 82, et la galaxie infrarouge ultralumineuse « ULIRG » CFRS 14.1139, dont le flux a été multiplié par 10^6 pour pouvoir être comparé aux autres. Cette dernière galaxie étant significativement décalée vers le rouge ($z = 0.66$), j'ai corrigé le spectre de ce décalage afin de pouvoir comparer des spectres intrinsèques. Les croix grises sont les observations auxquelles le modèle a été ajusté. Notations : ν est la fréquence, λ , la longueur d'onde et I_ν , l'intensité monochromatique.

La galaxie à flambée de formation d'étoiles M 82 est une irrégulière, riche en gaz, très connue. La figure A.10 indique que la majeure partie de l'énergie est émise par les poussières, dans l'infrarouge. M 82 abrite, en effet, une flambée de formation d'étoiles enfouie. L'importance des régions de photodissociation se manifeste par de proéminentes bandes aromatiques. La composante d'étoiles jeunes est relativement plus intense dans M 82 que dans M 101, car la flambée de formation d'étoiles produit abondamment ces étoiles. Enfin, le pic d'émission de la poussière se situe aux alentours de $60 \mu\text{m}$. Cette galaxie est plus chaude que les deux précédentes, les poussières sont soumises à un champ de rayonnement plus intense et plus dur – en longueur d'onde.

La galaxie infrarouge ultralumineuse CFRS 14.1139 présente des caractéristiques exacerbées similaires à celles de M 82. Les galaxies infrarouges ultralumineuses (ULIRG) ont été découvertes par le satellite infrarouge IRAS dans les années 1980 ([Houck et al., 1985](#) ; [Sanders & Mirabel, 1996](#) ; [Genzel et al., 2000](#), pour une revue). Le spectre de CFRS 14.1139 est globalement plus plat, le creux que l'on observe sur les autres en in-

frarouge, entre les composantes stellaires et poussiéreuse, y est moins marqué. Cette propriété est vraisemblablement due à l'émission continue du noyau actif. La forme de la partie ultraviolette-optique indique une histoire de formation d'étoiles différente de celle de M 82, visiblement plus étalée dans le temps. Il est possible que l'intensité des bandes aromatiques soit plus faible, dans la réalité, que dans ce modèle. En effet, leurs porteurs sont détruits, à proximité des noyaux actifs.

A.3.2 Les galaxies lointaines

Lorsque l'on s'intéresse aux galaxies lointaines, on regarde des objets qui existaient, à une époque reculée de l'histoire de l'univers. Ces objets se trouvaient à un stade précoce de leur développement dynamique, chimique et stellaire. Leurs propriétés différaient donc de celles des galaxies actuelles.

L'étude des galaxies lointaines est une discipline en constant changement. Plusieurs sondages ont été menés récemment pour détecter des galaxies à grand redshift (Pettini *et al.*, 2001 ; Cimatti *et al.*, 2002 ; Dickinson *et al.*, 2004). Actuellement, on observe des galaxies individuelles ayant un décalage spectral $z \simeq 6$ (Maiolino *et al.*, 2003, par exemple). Celui-ci est mesuré d'abord par photométrie, grâce à la discontinuité de Lyman, puis confirmé spectroscopiquement.

Les caractéristiques physiques des galaxies distantes sont mal connues. Elles sont, en effet, classées d'après leur propriétés observées. Les premières galaxies lointaines détectées ont été les quasars – les galaxies radio en sont un cas particulier. À celles-là, se sont rajoutées les « galaxies Lyman-break », dont la discontinuité de Lyman est très prononcée, et les « galaxies Ly α » (Hu *et al.*, 1998), qui ont un continuum stellaire faible, mais une raie Ly α proéminente. Ces dernières sont détectées en bande étroite centrée sur cette raie. Pour que la raie Ly α soit présente, il faut que l'enveloppe H I de la galaxie soit en mouvement afin d'éviter l'auto-absorption (Kunth, 1999 ; Mas-Hesse *et al.*, 2003). Il est difficile de savoir s'il y a un lien évolutif entre ces différents objets. L'une des clés de ce problème viendra peut-être de la recherche d'analogues proches de ces systèmes, l'une des motivations de cette thèse.

A.3.3 L'intérêt des galaxies naines

Les galaxies naines sont, en général, des galaxies de faible métallicité. Il y a toutefois quelques cas particuliers (par exemple He 2-10 ; Kobulnicky & Johnson, 1999). On appelle « galaxie de faible métallicité », une galaxie de métallicité sub-solaire. De plus, les galaxies naines représentent la population dominante en nombre (Mateo, 1998). Une grande partie de nos données sur ces dernières provient du groupe local, même si l'on peut étudier les plus brillantes d'entre elles, dans l'univers lointain.

A.3.3.1 Nomenclature et caractéristiques physiques

Dans cette section, nous allons voir les caractéristiques physiques des différents types de galaxies naines. Ce sont des galaxies de faible masse (tableau A.4) et de faible luminosité. Leur histoire de formation d'étoiles diffère d'un objet à l'autre, cependant l'une de leurs propriétés communes est d'avoir une population vieille (Grebbe, 2001 ; Tolstoy, 2001). Elles n'ont pas d'ondes de densité, et l'on comprend mal les processus physiques capables de déclencher une flambée de formation d'étoiles, dans les plus actives d'entre elles. À cela, s'ajoute le fait que les galaxies naines contiennent relativement peu de gaz moléculaire, en apparence (Sage *et al.*, 1992 ; Taylor *et al.*, 1998 ; Meier *et al.*, 2001, sauf cas particuliers, comme He 2-10, dans

laquelle on en détecte relativement abondamment). Toutefois, il faut se rappeler que le facteur de conversion X_{CO} (équation A.1) est mal connu dans ces galaxies (section A.1.1.3) et que les quantités d'hydrogène moléculaire pourraient être plus élevées. Par exemple, pour NGC 1569, la masse du Viriel de trois de ses nuages moléculaires a été estimée par Taylor *et al.* (1999) qui ont conclu à un facteur de conversion X_{CO} 6.6 fois supérieur à la valeur Galactique.

La classification varie sensiblement, d'un auteur à l'autre. Binggeli (1994) a discuté leur nomenclature en se basant sur la zone occupée par ces galaxies dans la relation M_V/μ_V , entre la magnitude absolue et la brillance de surface. Je m'appuierai, pour ma part, sur les revues de Mateo (1998), Kunth & Östlin (2000) et Grebel (2001). Il est important de garder à l'esprit que la distribution de galaxies est relativement continue, et qu'il y a de nombreux recoupement entre les différentes classes. Ces recoupements pourraient être l'indice d'un lien évolutif. Cependant, celui-ci est inconnu.

Les galaxies à faible brillance de surface (LSBs pour « *Low Surface Brightness* », en anglais) ont une distribution de H I très étendue, un taux de formation d'étoiles très faible, et, comme leur nom l'indique, une faible brillance de surface. Ce ne sont pas toutes des naines. Elles sont caractérisées par un rapport $M_{\text{H I}}/L_{\text{B}}$ élevé (L_{B} est la luminosité en bande B). Une étude comparative de van Zee *et al.* (1997) a conclu qu'il n'y avait pas de différences qualitatives entre ces galaxies et les naines « normales ».

Les naines sphéroïdales (dSphs) sont diffuses et pratiquement dépourvues de gaz. Elles ont une faible brillance de surface. Ce sont les galaxies ayant les masses et luminosités les plus faibles connues (Grebel, 2001). On ne peut les observer que dans le groupe local.

Les naines elliptiques (dEs) ont une apparence sphérique ou elliptique et une densité stellaire centrale élevée. Leur brillance de surface suit une loi de Vaucouleurs (1953) en $r^{1/4}$ (Jerjen *et al.*, 2000). Elles sont très déficientes en gaz. On les trouve souvent à proximité de galaxies massives.

Les naines irrégulières (dIrrs) sont riches en gaz. La distribution de H I s'étend bien au delà de la distribution stellaire. Ces galaxies contiennent des régions H II. Elles ont une activité de formation d'étoiles qui peut être soutenue. Leur brillance de surface est bien décrite par un profil exponentiel. On les trouve un peu partout. Ces galaxies, avec la classe suivante des BCDs, sont au centre de cette thèse. Leur principal avantage réside dans la fraction de masse élevée de leur milieu interstellaire, permettant d'observer une émission poussiéreuse, même si les poussières sont sous abondantes.

Les galaxies naines bleues compactes (BCDs pour « *Blue Compact Dwarf galaxy* », en anglais) ont une activité de formation d'étoiles soutenue, cependant l'efficacité de cette formation d'étoiles est, au mieux, similaire à celle des galaxies « normales » (Sage *et al.*, 1992). Östlin *et al.* (2001) montrent que le mécanisme de formation d'étoiles le plus probable est l'interaction et la fusion avec une autre galaxie naine (comme pour II Zw 40 ; Vanzi *et al.*, 1996) ou un nuage massif (comme dans le cas de NGC 1569 ; Stil & Israel, 1998, 2002). Elles sont riches en gaz, essentiellement neutre. Les distributions de gaz et d'étoiles sont très concentrées, produisant cet aspect compact et une brillance de surface élevée. Elles présentent les caractéristiques spectrales de régions H II, et sont aussi appelées « *galaxies H II* », pour cette raison. Plusieurs super-amas d'étoiles – SSC pour « *Super Star Cluster* » – sont observés dans ces galaxies (Meurer *et al.*, 1995, par exemple). Ces amas d'étoiles très compacts et très lumineux sont le signe d'un taux de formation d'étoiles localement très élevé. Les BCDs sont très souvent isolées, loin des parties denses des amas. Elles ressemblent à des dIrrs formant activement des étoiles.

Les galaxies naines de marée se forment à partir des débris arrachés de galaxies massives lors d'interactions ou de fusion. Leur métallicité est relativement élevée comparée à

leur luminosité (Duc & Mirabel, 1998). Elles peuvent contenir une quantité importante de gaz moléculaire et avoir une activité de formation d'étoiles (Braine *et al.*, 2001). Ces galaxies forment une classe distincte, en raison de leur métallicité élevée. Leurs propriétés physiques dépendent, avant tout, des propriétés de leur galaxie génitrice. Cependant, il n'est pas exclu que certaines des galaxies naines que l'on observe actuellement soient des naines de marée, arrachées relativement tôt, à une époque où leur progéniteur avait une métallicité plus faible (Lynden-Bell & Lynden-Bell, 1995, pour les satellites de la Galaxie).

Le tableau A.4 rassemble les ordres de grandeur de quantités physiques concernant les principaux types de galaxies naines. Je n'y ai pas inclus les LSBs et les galaxies naines de marée qui sont des cas particuliers.

	dE/dSph	dIrr/BCD
R_{galaxie} (kpc)	0.1 \leftrightarrow 1	0.1 \leftrightarrow 1
M_{galaxie} (M_{\odot})	$10^6 \leftrightarrow 10^8$	$10^7 \leftrightarrow 10^9$
$M_{\text{H I}}$ (M_{\odot})	$10^3 \leftrightarrow 10^5$	$10^5 \leftrightarrow 10^9$
$M_{\text{H I}}/M_{\text{galaxie}}$	$\lesssim 0.1\%$	1% \leftrightarrow 70%
L_{galaxie} (L_{\odot})	$10^5 \leftrightarrow 10^8$	$10^6 \leftrightarrow 10^{10}$
M_V (mag)	-17 \leftrightarrow -9	-19 \leftrightarrow -10
μ_V (mag arcsec $^{-2}$)	20 \leftrightarrow 26	19 \leftrightarrow 25
Z/Z_{\odot}	1/100 \leftrightarrow 1/10	1/50 \leftrightarrow 1/2
SFR ($M_{\odot} \text{ an}^{-1}$)	$\simeq 0$	0 \leftrightarrow 1

TABLEAU A.4: **Principales caractéristiques physiques des galaxies naines.** Les ordres de grandeur des dEs, dSphs et dIrrs ont été établis d'après la compilation de données de Mateo (1998) pour le groupe local. Les tailles, magnitudes et taux de formation d'étoiles des BCDs ont été établis à partir des données de Cairós *et al.* (2001a,b). Leur étude porte sur un échantillon de 28 BCDs étendu jusqu'aux magnitudes les plus faibles. Les masses de H I et les métallicités des BCDs viennent de l'échantillon de Lisenfeld & Ferrara (1998). Les mesures de métallicité sont prises à partir du rapport [O/H] pour les dIrrs et les BCDs, mais à partir du rapport [Fe/H] pour les dEs et les dSphs. Dans tous les cas, les taux de formation d'étoiles ont été évalués à partir d'estimateurs optiques. Notations : R_{galaxie} est le rayon optique de la galaxie, M_{galaxie} , sa masse totale, $M_{\text{H I}}$, sa masse de H I, L_{galaxie} , sa luminosité totale, M_V , sa magnitude absolue en bande V, μ_V , sa brillance de surface en bande V, Z , sa métallicité, et « SFR », son taux de formation d'étoiles.

Il existe une corrélation forte entre la magnitude absolue et la métallicité, parmi les dEs et les dIrrs (Skillman *et al.*, 1989). Les BCDs suivent également cette relation, mais avec une plus grande dispersion (Kunth & Östlin, 2000). Cette relation est appelée « *relation métallicité-luminosité* ». Elle produit un biais, dans la détection des galaxies les plus sous-métalliques. L'origine de cette relation est encore débattue. Les vents galactiques expulsent efficacement les métaux – par exemple, les observations Chandra de NGC 1569 par Martin *et al.* (2002). La controverse porte sur la capacité des galaxies de plus faible masse – donc les moins lumineuses – à retenir ces vents (Legrand *et al.*, 2001 ; Summers *et al.*, 2003), ou, au contraire, les laisser s'échapper (Mac Low & Ferrara, 1999 ; Summers *et al.*, 2004).

A.3.3.2 Pourquoi étudier les galaxies naines ?

L'objet de cette thèse est l'étude de galaxies naines proches, dIrrs et BCDs, à flambée de formation d'étoiles. L'intérêt d'un tel sujet touche différents domaines, depuis la modélisation

des poussières, jusqu'à la cosmologie. Il y a plusieurs motivations à cela, dont les origines sont dans les particularités physiques de ces galaxies : *(i)* ce sont des systèmes simples *(ii)* elles sont peu évoluées chimiquement *(iii)* elles ont un rôle central dans la formation des structures *(iv)* elles peuvent servir de modèles de distributions spectrales d'énergie. Détaillons ces arguments.

Absence de structure complexe. Ce sont des systèmes relativement simples et isolés, permettant d'étudier la physique du milieu interstellaire dans des conditions non Galactiques. Bien entendu, elles possèdent des structures, mais celles-ci sont moins marquées, du fait de leur faible masse, que les bras et les disques des spirales « normales ». Par exemple, la flambée de formation d'étoiles d'une BCD affecte tout le milieu interstellaire et pas seulement une région particulière. De plus, il n'y a pas de gradient de métallicité remarquable, en leur sein (Kobulnicky & Skillman, 1996, 1997). Par conséquent, leur distribution spectrale d'énergie globale est plus facilement interprétable que celle de galaxies plus complexes, puisque les conditions physiques que l'on observe, en intégrant une galaxie entière, comme à la figure A.9, sont, dans une certaine mesure, plus homogènes.

Précocité chimique. Les galaxies naines de l'univers local, sont des laboratoires idéaux pour étudier la formation d'étoiles dans les environnements de faible métallicité (Hunter & Gallagher, 1989, pour une revue). Elles sont à une époque relativement précoce de leur évolution chimique, ressemblant en cela aux protogalaxies distantes que l'on ne peut pas observer. Elles peuvent servir de tests pour les modèles d'évolution chimique (Dwek, 1998, par exemple), en nous permettant de nous rapprocher des abondances primordiales (Kunth & Östlin, 2000).

Formation des grandes structures. Les galaxies naines sont des éléments de base, dans les scénarios de formation hiérarchique des structures (Press & Schechter, 1974). Cependant, leur nombre, prédit par les modèles actuels, est supérieur, d'un ordre de grandeur ou plus, au nombre de galaxies naines dans le groupe local (Silk, 2004). La compréhension du processus de formation des galaxies passe donc par leur étude.

Modèles de distributions spectrales d'énergie. La connaissance détaillée des distributions spectrales d'énergie de galaxies locales, permet de retirer leur contribution d'avant-plan. Par exemple, les mesures de fluctuations de température du rayonnement fossile qui seront effectuées par PLANCK – lancement prévu en 2007 – seront ponctuellement contaminées par des galaxies que nous aurons besoin de soustraire, en nous basant sur des modèles de spectre, validés localement. De plus, la faible métallicité des galaxies naines permet d'explorer le rôle de ce paramètre sur les distributions spectrales d'énergie, de contraindre les modèles de poussière hors de la Galaxie, et d'affiner notre interprétation du fond infrarouge extragalactique (Dwek *et al.*, 1998 ; Gispert *et al.*, 2000 ; Chary & Elbaz, 2001, par exemple).

Chapitre B

La poussière interstellaire face au rayonnement

B.1 Les principes de la modélisation des poussières	31
B.1.1 La théorie de Mie	31
B.1.2 Les propriétés optiques des grains	34
B.1.3 Les grains à l'équilibre thermodynamique	37
B.1.4 Le chauffage stochastique	39
B.1.5 L'effet de la distribution de taille	43
B.2 La confrontation aux observations	44
B.2.1 Silicates et grains carbonés	46
B.2.2 Les hydrocarbures aromatiques polycycliques	46
B.2.3 Vers un modèle global de poussières	48

B.1 Les principes de la modélisation des poussières

L'effet de la poussière est de diffuser, absorber et réémettre le rayonnement électromagnétique. Un photon diffusé a une direction différente de celle du photon incident, mais la même longueur d'onde (figure B.1). Dans le cas d'un grain sphérique, l'émission est isotrope. L'absorption et la diffusion constituent le phénomène appelé « *extinction* » dont nous avons déjà amplement parlé à la section A.2.1.2. Ce chapitre a pour but de présenter ces propriétés et leur origine physique.

B.1.1 La théorie de Mie

Afin de décrire l'interaction d'un grain avec le rayonnement électromagnétique, considérons une particule sphérique, de rayon a , composée d'un matériau d'indice de réfraction complexe $m(\lambda) = n(\lambda) + i \times k(\lambda)$, dépendant de la longueur d'onde. La section efficace d'extinction de ce grain, C_{ext} , est habituellement décomposée sous la forme :

$$C_{\text{ext}}(\lambda, a) = Q_{\text{ext}}(\lambda, a) \times \pi a^2, \quad (\text{B.1})$$

où πa^2 est la section efficace géométrique du grain, et Q_{ext} , l'efficacité d'extinction. Ce terme, Q_{ext} , contient donc toute l'information sur les constituants chimiques du grain, sa porosité, sa

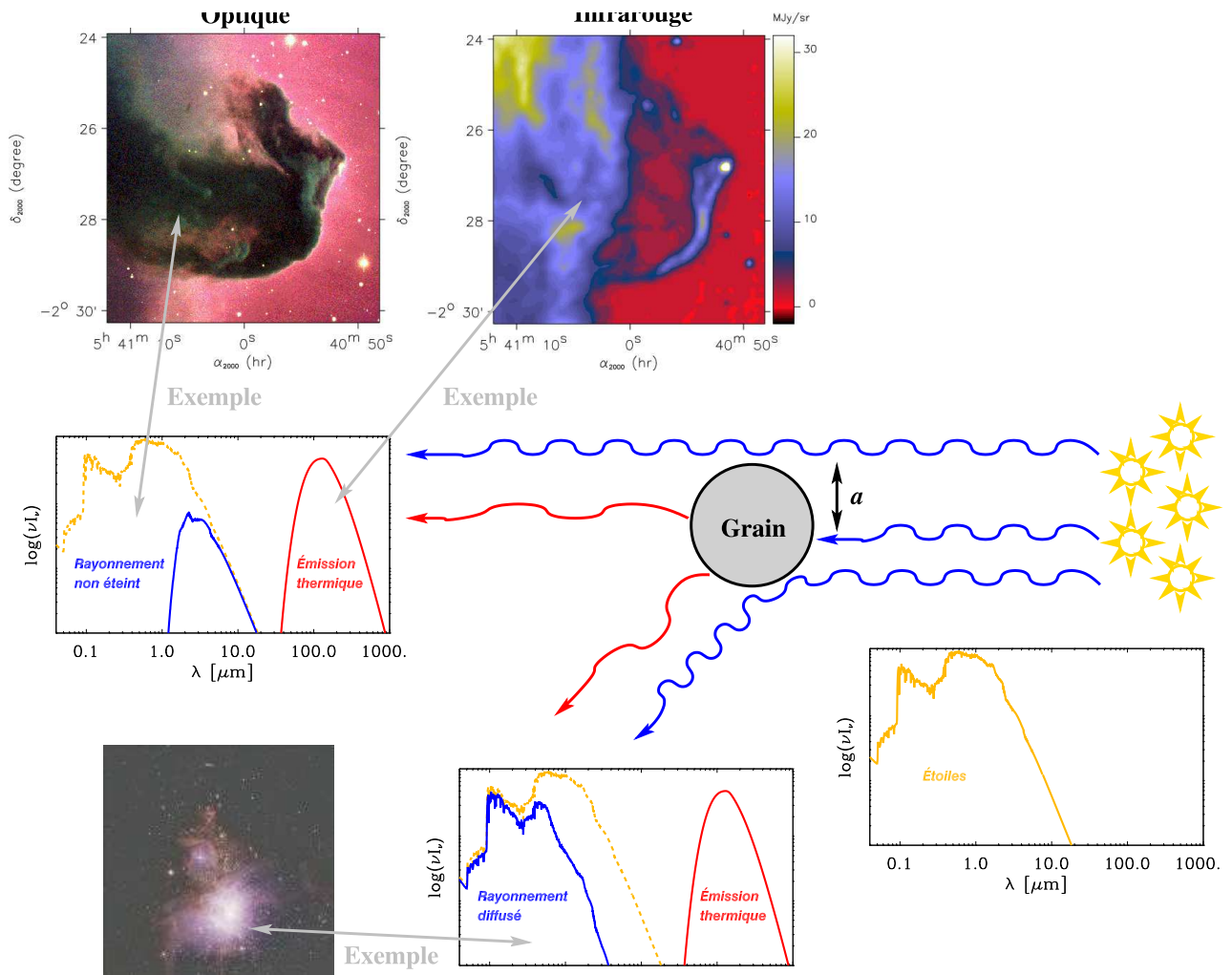


FIGURE B.1: Schéma représentant l'absorption, la diffusion et l'émission par un grain. Le cercle, au centre de la figure, représente un grain sphérique. Les traits ondulés schématisent les photons – les bleus ont une longueur d'onde optique et les rouges, infrarouge. Les trois distributions spectrales d'énergie, de droite à gauche, sont celles que l'on observerait (i) devant les étoiles (celle de droite) (ii) dans l'alignement grain-étoiles (celle de gauche) et (iii) dans une direction différente (celle du bas). J'ai superposé la distribution spectrale d'énergie des étoiles, en tirets jaunes, sur celles du grain, pour comparaison. L'émission thermique du grain (rouge) est isotrope. Le rayonnement non éteint est celui qui n'a pas interagi avec le grain. Le rayonnement diffusé est intégré tout autour du grain. On remarque que la diffusion et l'extinction sont plus efficaces à grande longueur d'onde. La somme du rayonnement non éteint, du rayonnement diffusé, et de l'émission thermique est égale à l'énergie intégrée des étoiles. Les distributions spectrales d'énergie sont simulées – pour un grain de rayon $0.1 \mu\text{m}$ – et ne correspondent pas aux images auxquelles elles sont reliées. Ces dernières sont là uniquement pour illustrer les différents types d'interaction. Notations : λ est la longueur d'onde, ν , la fréquence, et I_ν , l'intensité monochromatique. Les images de la « Tête de Cheval » sont extraites de l'article de [Abergel et al. \(2003\)](#), image optique et ISOCAM LW2). L'image du bas est l'observation 2 MASS ([Skrutskie et al., 1997](#)) de M42.

taille et le comportement spectral de ses propriétés diélectriques. On décompose ce coefficient en deux termes d'origines physiques différentes :

$$Q_{\text{ext}}(\lambda, a) = Q_{\text{dif}}(\lambda, a) + Q_{\text{abs}}(\lambda, a), \quad (\text{B.2})$$

où Q_{dif} est l'efficacité de diffusion, et Q_{abs} , l'efficacité d'absorption. Les sections efficaces de diffusion et d'absorption sont reliées, de la même manière que dans l'équation (B.1), aux efficacités :

$$\begin{cases} C_{\text{dif}} = Q_{\text{dif}}(\lambda, a) \times \pi a^2 \\ C_{\text{abs}} = Q_{\text{abs}}(\lambda, a) \times \pi a^2. \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

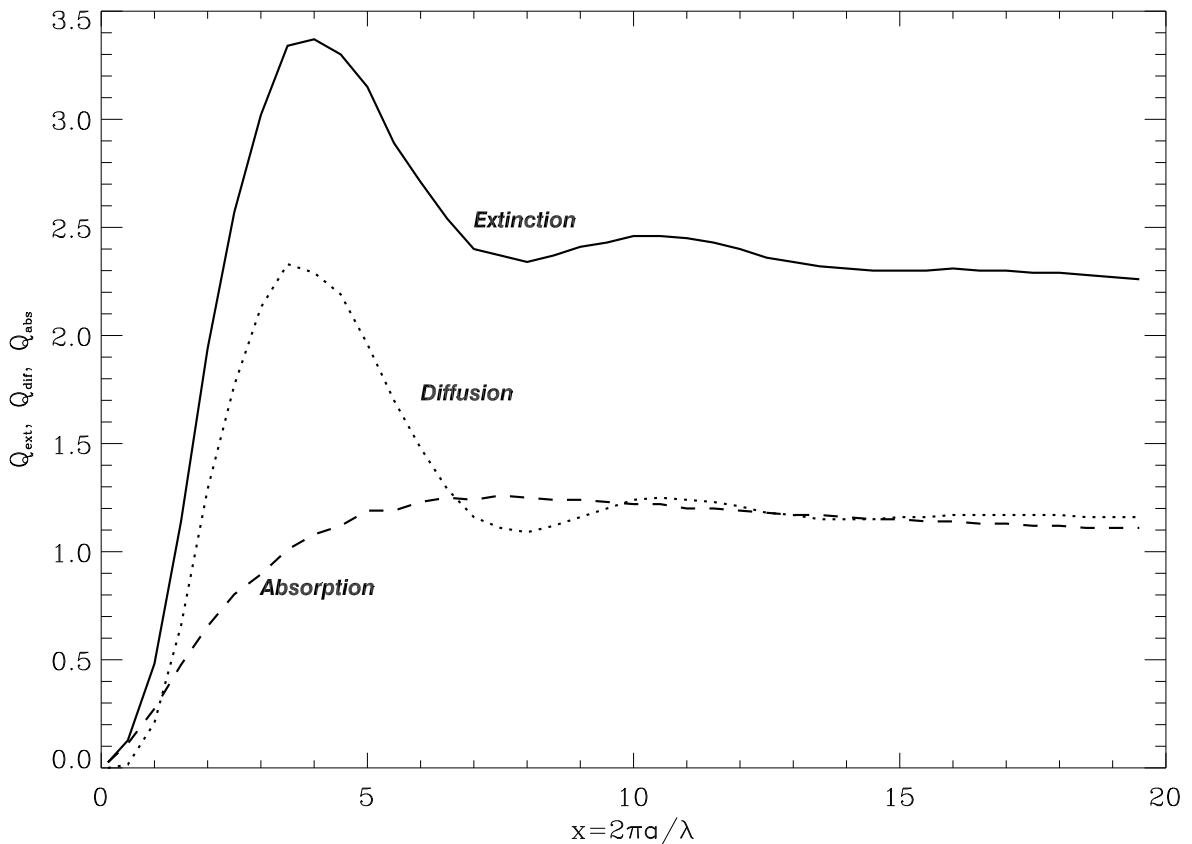


FIGURE B.2: **Une solution de la théorie de Mie** pour un grain sphérique de rayon $a = 0.01 \mu\text{m}$, d'indice de réfraction $m = 1.5 - i0.1$. Notations : a est le rayon du grain, λ , la longueur d'onde, Q_{ext} , Q_{dif} et Q_{abs} , respectivement, les efficacités d'extinction, de diffusion et d'absorption.

Le calcul des efficacités optiques, Q_{ext} , Q_{dif} et Q_{abs} , a été effectué, pour la première fois, parallèlement par Mie, en 1908, et Debye, en 1909, dans le cas de particules sphériques, homogènes et isotropes. Ce formalisme est maintenant connu sous le nom de « *théorie de Mie* » et a été étendu à des cas plus généraux, de grains non sphériques. Cette théorie est présentée, par exemple, par [van de Hulst \(1981\)](#), [Bohren & Huffman \(1983\)](#), [Stepnik \(2001\)](#) et [Krügel \(2003\)](#). Elle consiste à résoudre les équations de Maxwell à l'intérieur (milieu d'indice m) et à l'extérieur (vide) d'un grain sphérique, avec les conditions aux limites appropriées. La figure B.2 montre une solution, pour un grain sphérique de rayon $a = 0.01 \mu\text{m}$, d'indice de réfraction $m = 1.5 - i0.1$, indépendamment de la longueur d'onde. Des fonctions diélectriques réalistes pour

les graphites et les silicates astronomiques ont été calculées par [Draine & Lee \(1984\)](#). J'ai tracé les efficacités en fonction du « paramètre de taille » :

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (\text{B.4})$$

une quantité sans dimension. Il est important de garder à l'esprit que, pour une valeur de x , les efficacités dépendent encore de la valeur de λ . Autrement dit, les efficacités dépendent indépendamment de a et λ , pas seulement de leur rapport. On distingue, cependant, plusieurs régimes sur la figure [B.2](#), selon la valeur de x .

La limite de Rayleigh ($x \ll 1$) est souvent appelée « *approximation des petites particules* » ou « *approximation électrostatique* ». Les solutions prennent une forme alors relativement simple :

$$\begin{cases} Q_{\text{dif}} \simeq \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \\ Q_{\text{abs}} \simeq \frac{8\pi a}{\lambda} \text{Im} \left\{ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right\}. \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

Généralement, $(m^2 - 1)/(m^2 + 2)$ dépend faiblement de la longueur d'onde pour les matériaux qui ne sont pas trop absorbants ([Whittet, 2003](#)). Nous avons finalement :

$$\begin{cases} Q_{\text{dif}} \propto \lambda^{-4} \\ Q_{\text{abs}} \propto \lambda^{-1} \end{cases} \quad \text{pour } \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1. \quad (\text{B.6})$$

Les équations [\(B.6\)](#) indiquent que, dans ce régime, $Q_{\text{abs}} \gg Q_{\text{dif}}$. Nous pouvons, par conséquent, négliger la diffusion. D'autre part, Q_{abs}/a , Q_{dif}/a et donc Q_{ext}/a sont indépendants de a , d'après les équations [\(B.5\)](#).

L'extinction grise ($x \gg 1$) correspond au cas opposé, dans lequel les particules se comportent comme des écrans opaques dont le bord diffracte le rayonnement incident. Dans ces conditions, nous avons :

$$\begin{cases} Q_{\text{dif}} \simeq 1 \\ Q_{\text{abs}} \simeq 1 \end{cases} \quad \text{pour } \frac{2\pi a}{\lambda} \gg 1. \quad (\text{B.7})$$

Note Technique :

La solution de la figure [B.2](#) a été obtenue à l'aide de l'algorithme de [Wiscombe \(1980\)](#), dont une version en ligne est opérationnelle à http://omlc.orgi.edu/calc/mie_calc.-html.

B.1.2 Les propriétés optiques des grains

Par « *propriétés optiques* », j'entends les propriétés d'interaction avec le rayonnement électromagnétique de l'ultraviolet au millimétrique, et non pas exclusivement dans le domaine optique – « *optique* » est pris ici au sens large. J'aurais pu parler de « *propriétés diélectriques* ». Le calcul des constantes optiques pour des grains de poussière interstellaire conduit à des solutions plus complexes que celle présentée à la figure [B.2](#). [Draine & Lee \(1984\)](#) ont calculé ces coefficients dans le cas de grains de graphite et de « *silicates astronomiques* ». Ils ont assemblé des données de laboratoire et des données astronomiques pour construire les fonctions diélectriques de ces espèces, de l'ultraviolet au millimétrique.

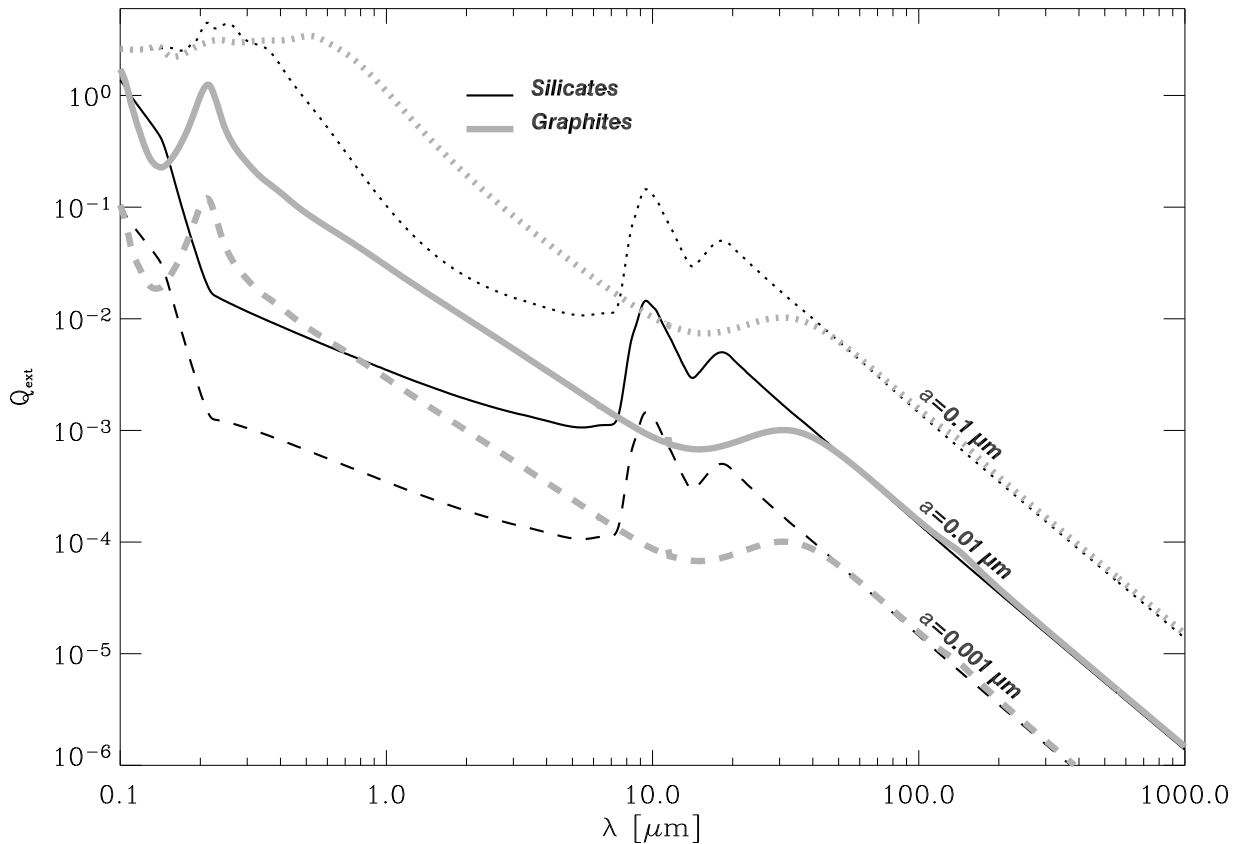


FIGURE B.3: **Efficacités d'extinction** pour des graphites et des silicates de rayon $a = 0.001, 0.01, 0.1 \mu\text{m}$, d'après les constantes optiques de [Draine & Lee \(1984\)](#). Notations : a est le rayon du grain, λ , la longueur d'onde, Q_{ext} , Q_{dif} et Q_{abs} , respectivement, les efficacités d'extinction, de diffusion et d'absorption.

La figure B.3 représente Q_{ext} pour quelques tailles de grain. L'efficacité d'extinction apparaît premièrement plus grande pour les gros grains. Ensuite, nous voyons que, au delà de $30 \mu\text{m}$, nous sommes dans la limite de Rayleigh (équations B.6), et $Q_{\text{ext}} \propto \lambda^{-1}$. Inversement, pour les gros grains ($a = 0.1 \mu\text{m}$ sur la figure B.3), dans l'ultraviolet, $Q_{\text{ext}} \simeq 2$, la courbe devient constante, comme indiqué par les équations (B.7). Entre ces extrêmes, on peut noter un certain nombre de caractéristiques que j'avais mentionné en commentant la figure A.4 : (i) une bande à 2175 \AA pour les graphites (ii) deux bandes à 9.7 et $18 \mu\text{m}$ pour les silicates amorphes. Enfin, il est important de noter que, pour une taille donnée, Q_{ext} est plus grand, d'un ordre de grandeur, pour un grain de graphite que pour un grain de silicate, dans l'optique, mais qu'il est plus petit, d'un ordre de grandeur, dans l'infrarouge moyen. La nature du matériau a donc un impact considérable sur les propriétés observées. Par ailleurs, nous voyons qu'à grande longueur d'onde, les efficacités des graphites et des silicates sont identiques. Cette correspondance est due aux paramètres choisis par [Draine & Lee \(1984\)](#), dans cette région.

Les efficacités de diffusion et d'absorption sont représentées à la figure B.4. On remarque que les bandes à 2175 \AA , $9.7 \mu\text{m}$ et $18 \mu\text{m}$ sont essentiellement dues à l'absorption et non à la diffusion. J'ai tracé les quantités Q_{dif}/a^4 et Q_{abs}/a . En effet, dans la limite de Rayleigh, les équations (B.5) impliquent que $Q_{\text{dif}} \propto a^4$ et $Q_{\text{abs}} \propto a$, et l'on voit que ces courbes sont confondues, à grande longueur d'onde. Les différences entre tailles se produisent du côté des courtes

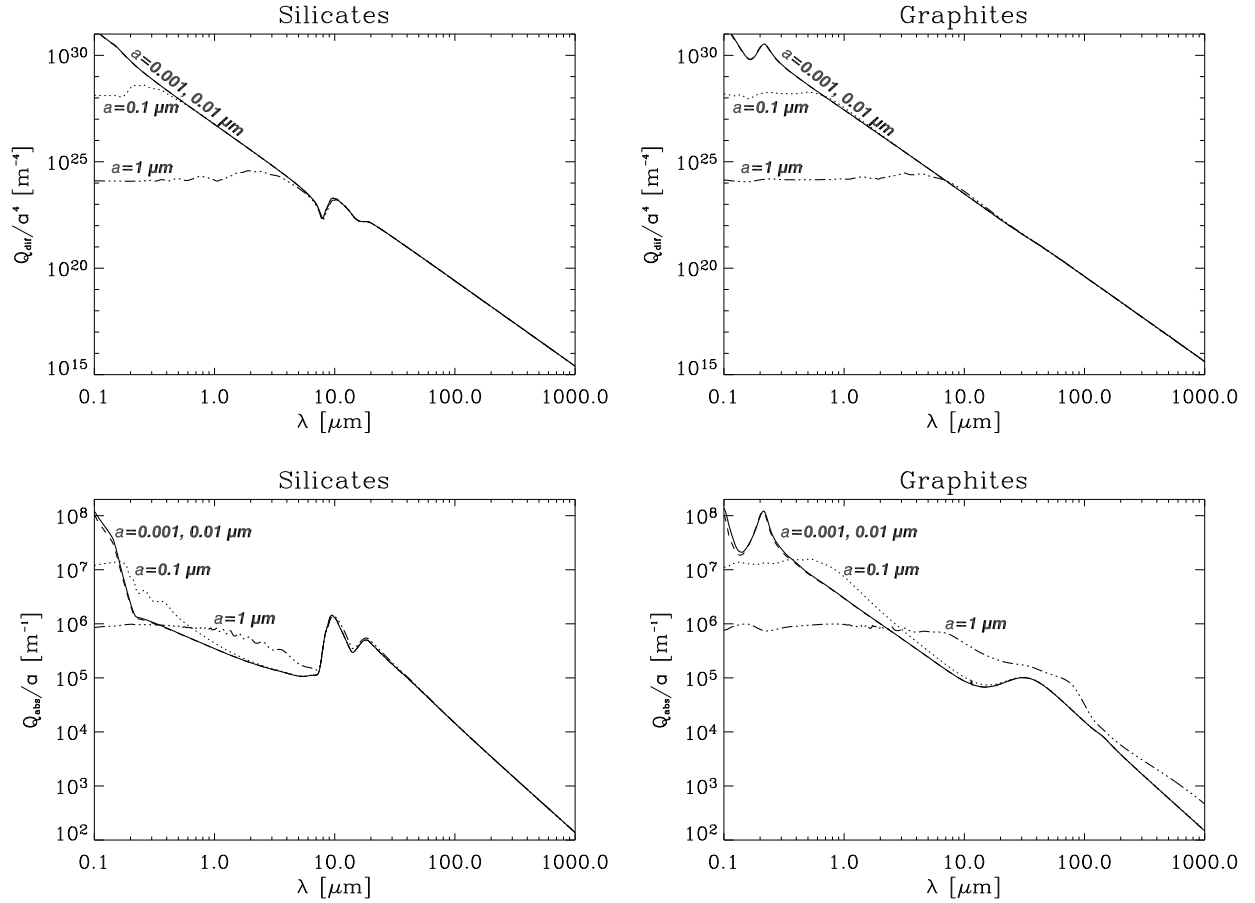


FIGURE B.4: **Efficacités d'absorption et de diffusion** pour des graphites et des silicates de rayon $a = 0.001, 0.01, 0.1, 1 \mu\text{m}$, d'après les constantes optiques de [Draine & Lee \(1984\)](#). Notations : a est le rayon du grain, λ , la longueur d'onde, Q_{dif} et Q_{abs} , respectivement, les efficacités d'extinction, de diffusion et d'absorption.

longueurs d'onde. C'est la raison pour laquelle on décompose souvent l'efficacité d'absorption, dans le limite de Rayleigh, sous la forme :

$$Q_{\text{abs}}(\lambda, a) = Q_0 \times \frac{a}{a_0} \times \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} \quad \text{pour } \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1, \quad (\text{B.8})$$

où β est appelé « *indice spectral* », Q_0 , a_0 et λ_0 étant des paramètres tels que $Q_0 = Q_{\text{abs}}(\lambda_0, a_0)$. Il est important de remarquer que, d'après la figure B.4, les grains absorbent préférentiellement le rayonnement ultraviolet-optique.

On définit habituellement l'« *albédo* » d'un grain, ω , comme le rapport :

$$\omega = \frac{Q_{\text{dif}}}{Q_{\text{ext}}}. \quad (\text{B.9})$$

Cette quantité décrit l'importance relative de la diffusion par rapport à l'absorption. La figure B.5 montre l'albédo de graphites et silicates, pour plusieurs tailles. Nous notons que la diffusion n'est efficace que pour des grains relativement gros, dans les domaines optique et infrarouge proche.

Ces constantes optiques ont également été calculées dans le cas de grains non homogènes, et non sphériques. Je ne traiterai pas de ces extensions qui sont passées en revue par [Evans \(1994\)](#), [Stepnik \(2001\)](#) et [Whittet \(2003\)](#), par exemple.

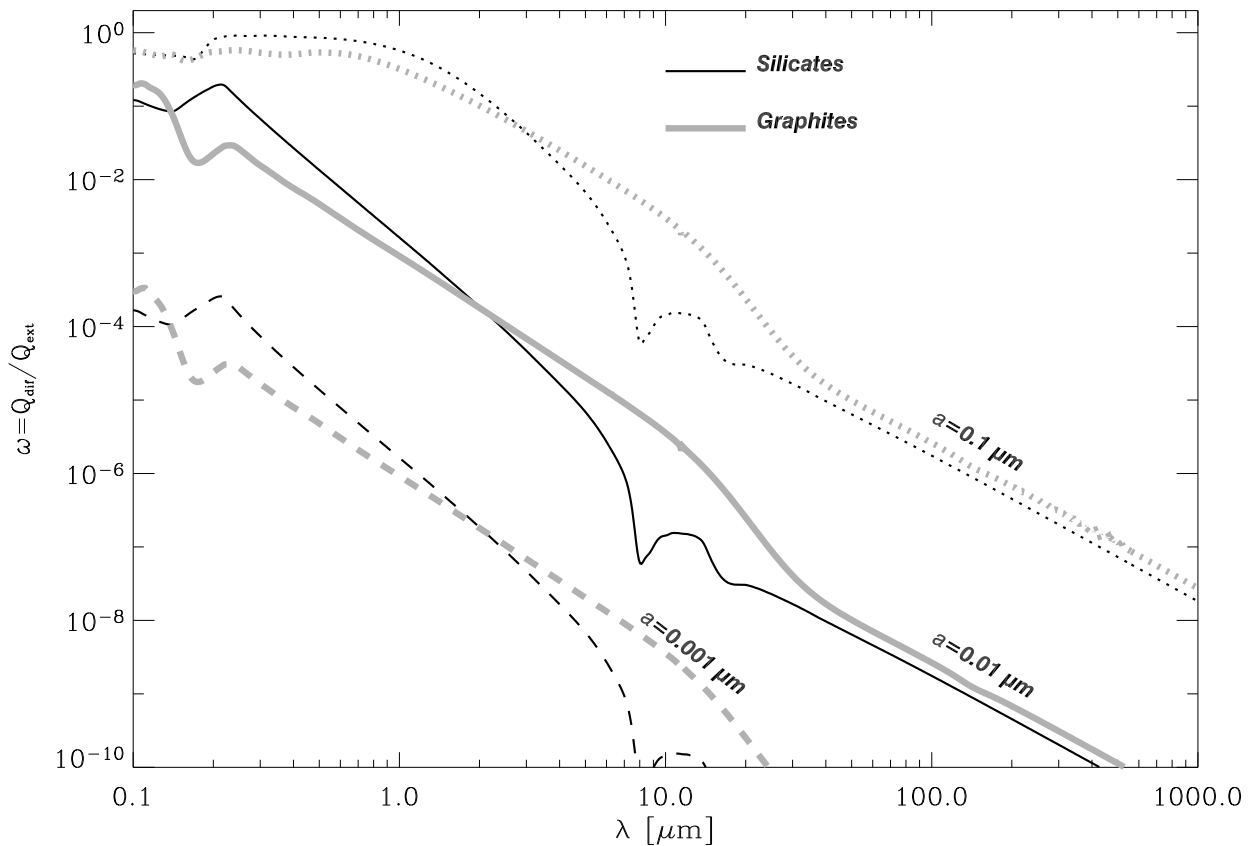


FIGURE B.5: **Albédos** pour des graphites et des silicates de rayon $a = 0.001, 0.01, 0.1 \mu\text{m}$, d'après les constantes optiques de [Draine & Lee \(1984\)](#). Notations : a est le rayon du grain, λ , la longueur d'onde, ω , l'albédo.

B.1.3 Les grains à l'équilibre thermodynamique

Les grains sont soumis à un champ de rayonnement interstellaire, de densité de flux $u_{\lambda}^{\text{ISRF}}$, à l'endroit où ils se trouvent. Ce champ est celui de l'équation (A.5) et ressemble habituellement à ce qui est représenté à la figure A.3. En pratique, ce champ varie selon les environnements, comme nous l'avons montré à la section A.2.2. La puissance absorbée par un grain de rayon a est :

$$W_{\text{abs}} = \int_0^{\infty} C_{\text{abs}}(\lambda, a) c u_{\lambda}^{\text{ISRF}} d\lambda. \quad (\text{B.10})$$

Considérons, pour l'instant, que ce grain est en équilibre thermodynamique avec le champ de rayonnement. Il rayonne comme un corps noir à sa température d'équilibre, T_{eq} :

$$W_{\text{em}} = \int_0^{\infty} C_{\text{em}}(\lambda, a) 4\pi B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) d\lambda, \quad (\text{B.11})$$

où C_{em} est la section efficace d'émission. La « loi de Kirchhoff » (cf [Rybicki & Lightman, 1979](#)), implique que :

$$Q_{\text{em}}(\lambda, a) = Q_{\text{abs}}(\lambda, a). \quad (\text{B.12})$$

Le bilan d'énergie s'obtient en posant $W_{\text{abs}} = W_{\text{em}}$, les équations (B.3), (B.10), (B.11) et (B.12) donnent :

$$\int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda, a) c u_{\lambda}^{\text{ISRF}} d\lambda = \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda, a) 4\pi B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) d\lambda. \quad (\text{B.13})$$

L'équation (B.13) peut être utilisée pour déterminer la température d'équilibre du grain. Finalement, un grain sphérique de rayon a , à l'équilibre avec le champ de rayonnement à la température T_{eq} , rayonne une intensité monochromatique :

$$I_{\lambda}^{\text{grain}}(a) = Q_{\text{abs}}(\lambda, a) \times B_{\lambda}(T_{\text{eq}}). \quad (\text{B.14})$$

La figure B.6 montre la dépendance de la température d'équilibre en fonction du rayon du grain, pour des silicates et des graphites. T_{eq} est tracée pour deux valeurs du facteur χ (équation A.5). La température des grains est évidemment plus élevée lorsque le champ de rayonnement est plus intense ($\chi = 50$).

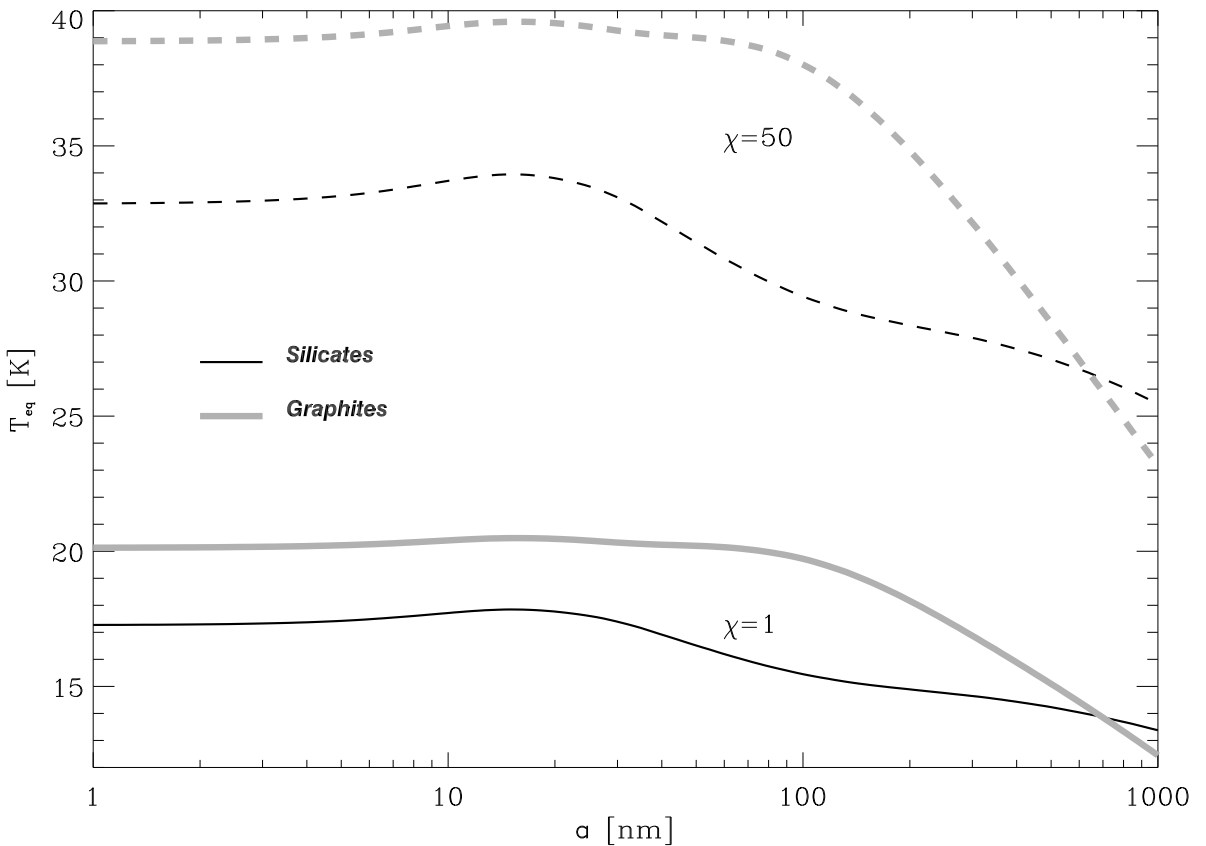


FIGURE B.6: **Température de grains** de silicate et de graphite, en fonction du rayon, soumis au champ de rayonnement interstellaire Galactique avec $\chi = 1$ et $\chi = 50$ (équation A.5). Ces courbes ont été obtenues à l'aide du modèle de *Dwek et al. (1997)*. Il est important de noter que cette température d'« équilibre » a été tracée même pour des grains trop petits pour être à l'équilibre. Dans ce cas-là, la température fluctue autour de T_{eq} . Notations : a est le rayon du grain, T_{eq} , la température d'équilibre.

Nous voyons, au passage, les ordres de grandeur caractéristiques de la température des grains. Un grain ayant une température de 100 K (10 K) émettra l'essentiel de son énergie autour de 40 μm (400 μm) de longueur d'onde, c'est à dire dans l'infrarouge moyen (lointain).

En effet, l'émission maximale d'un corps noir de température T , se produit à la fréquence $\nu_m = 196 \times c \times T$, (en unités S.I.). Par ailleurs, la figure B.4 nous montre que les grains absorbent plus efficacement le rayonnement optique et ultraviolet. Ces deux considérations nous font comprendre les raisons pour lesquelles les grains sont chauffés par les étoiles, et rayonnent dans l'infrarouge.

B.1.4 Le chauffage stochastique

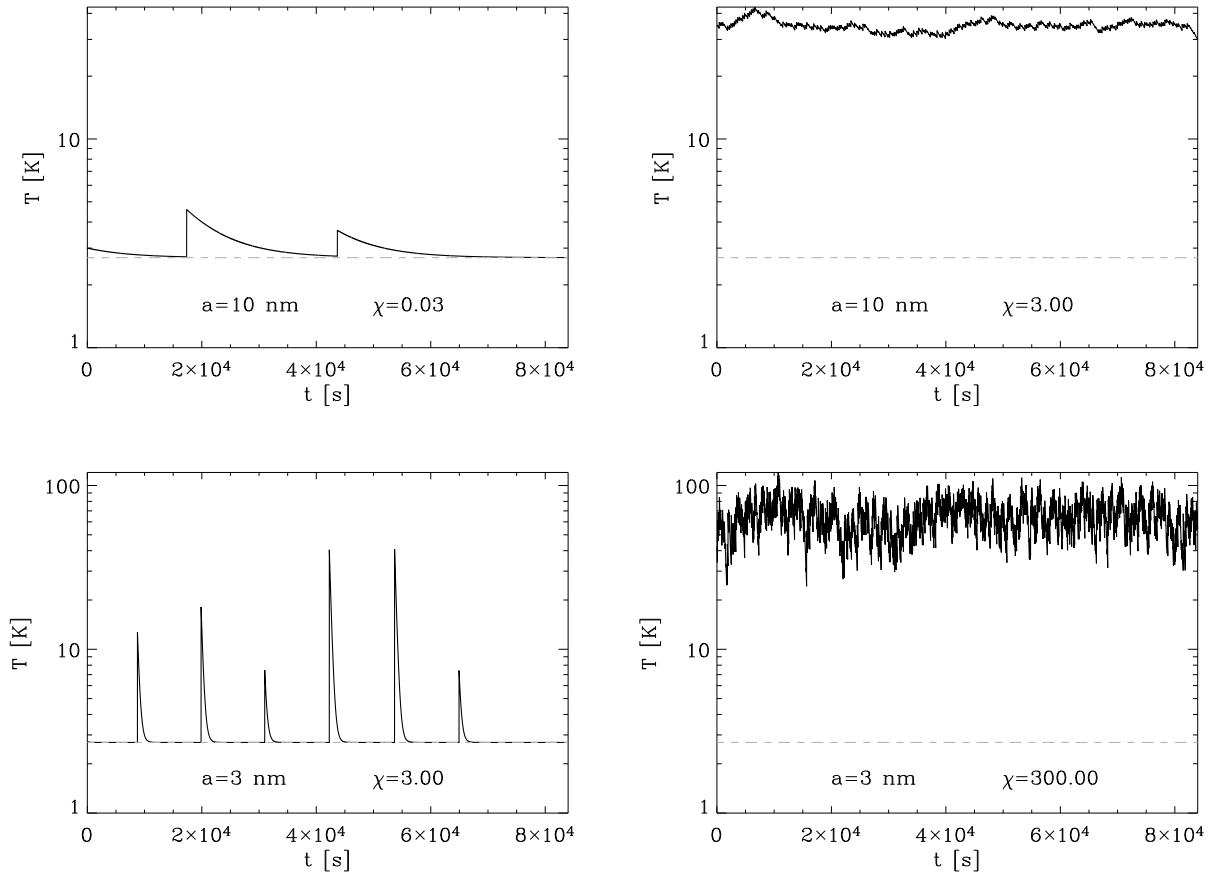


FIGURE B.7: **Évolution temporelle de la température d'un grain.** Voir la note technique, à la fin de ce paragraphe, pour le détail de cette simulation. *Notations* : t est le temps, T , la température, a , le rayon du grain et χ , le facteur d'échelle du champ de rayonnement.

Les grains ne sont pas toujours en équilibre thermodynamique avec le champ de rayonnement. Lorsqu'un grain subit des fluctuations de température, on dit qu'il est « *chauffé stochastiquement* ». Il y a deux manières de le voir : (i) le flux de photon peut être trop faible pour maintenir le grain à une certaine température – sa température d'équilibre – ou (ii) l'énergie interne du grain peut être comparable à l'énergie moyenne des photons, et donc sensiblement affectée par chaque absorption. La figure B.7 illustre ces deux points de vue. Les deux courbes de gauche montrent la variation de la température en fonction du temps pour deux grains hors équilibre et celles de droite, les mêmes grains, dans un champ de rayonnement plus intense, à l'équilibre. Le but de cette simulation est de montrer, pour une taille de grain donnée, la manière dont les fluctuations de température diminuent, lorsque le flux de photons augmente.

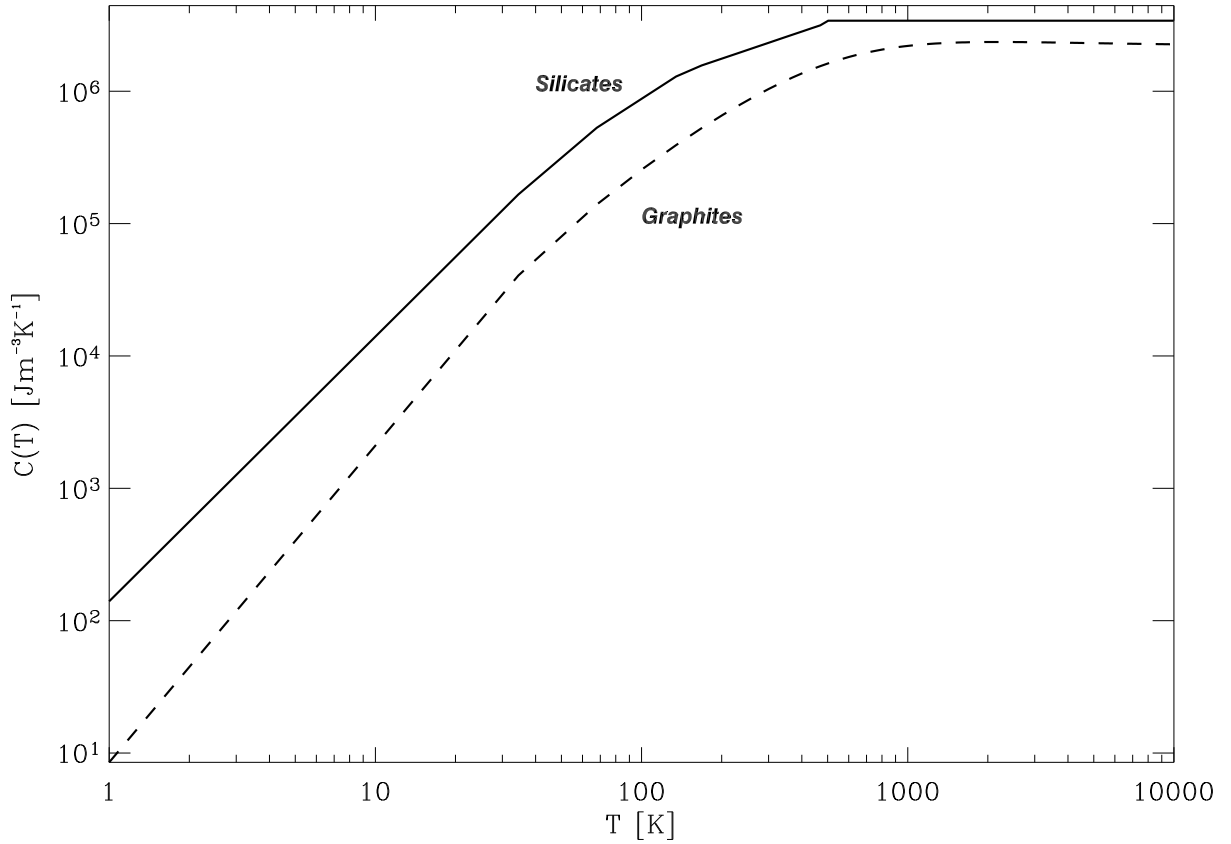


FIGURE B.8: **Capacités calorifiques**, $C(T)$ de silicates (Draine & Anderson, 1985) et de graphites (Dwek et al., 1997). La capacité calorifique des silicates est définie par morceau, et constante pour les températures $T > 500$ K.

L'énergie moyenne d'un photon, $\bar{\epsilon}_\gamma(a)$, vue par un grain de rayon a , provenant d'un champ de rayonnement interstellaire I_λ^{ISRF} est :

$$\bar{\epsilon}_\gamma(a) = \frac{\int_0^\infty I_\lambda^{\text{ISRF}} Q_{\text{abs}}(\lambda, a) d\lambda}{\int_0^\infty \left(\frac{I_\lambda^{\text{ISRF}}}{hc/\lambda} \right) Q_{\text{abs}}(\lambda, a) d\lambda}, \quad (\text{B.15})$$

avec les notations habituelles. Nous pouvons estimer la température du grain, T_{grain} , après l'absorption d'un photon d'énergie $\bar{\epsilon}_\gamma(a)$:

$$\bar{\epsilon}_\gamma(a) = \frac{4\pi a^3}{3} \int_0^{T_{\text{grain}}} C(T) dT, \quad (\text{B.16})$$

où $C(T)$ est la capacité calorifique volumique du grain. La figure B.8 montre cette capacité calorifique en fonction de la température. Celle des silicates est un ajustement de résultats expérimentaux calculé par Draine & Anderson (1985), quant à celle des graphites, elle est utilisée par Dwek et al. (1997).

Ce grain est à l'équilibre si le taux, Γ_{abs} , avec lequel il absorbe un photon d'énergie $\bar{\epsilon}_\gamma(a)$ est supérieur au taux, Γ_{ref} , avec lequel il évacue la même énergie, son taux de refroidissement.

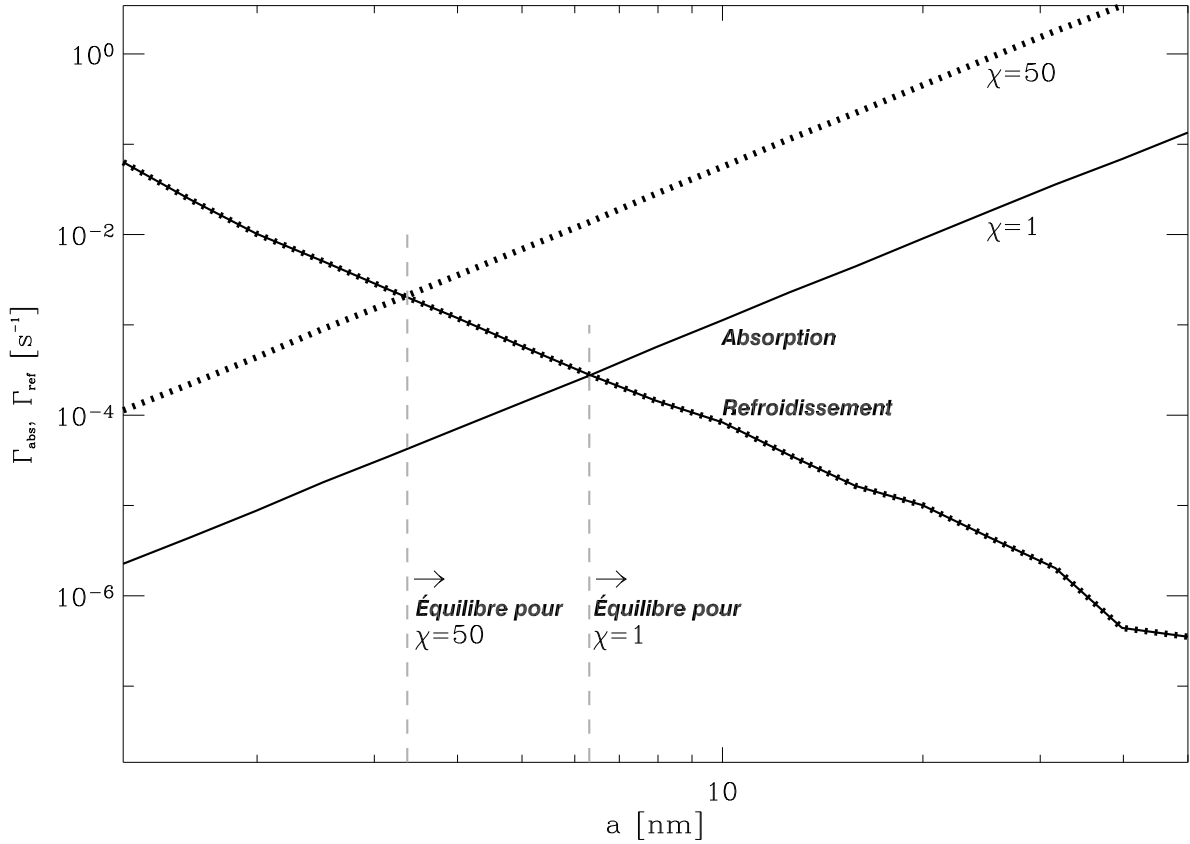


FIGURE B.9: **Taux de refroidissement et d'absorption** pour des silicates soumis à un champ de rayonnement interstellaire Galactique avec $\chi = 1$ en traits pleins, et $\chi = 50$ en pointillés. Les courbes de refroidissement sont identiques pour les deux valeurs de χ . Ces courbes viennent des équations (B.17). Les lignes verticales, en tirets montrent les zones de transition entre équilibre et fluctuations de température. Notations : Γ_{ref} et Γ_{abs} sont respectivement les taux de refroidissement et d'absorption par les grains, a est le rayon du grain.

Les taux de refroidissement et d'absorption sont donnés par :

$$\begin{cases} \Gamma_{\text{abs}}(a) = \frac{1}{t_{\text{abs}}} \simeq \int_0^{\infty} \frac{4\pi I_{\lambda}^{\text{ISRF}}}{\bar{\epsilon}_{\gamma}(a)} \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda, a) d\lambda \\ \Gamma_{\text{ref}}(a) = \frac{1}{t_{\text{ref}}} \simeq \int_0^{\infty} \frac{4\pi B_{\lambda}(T_{\text{grain}})}{\bar{\epsilon}_{\gamma}(a)} \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda, a) d\lambda. \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

Ce sont simplement les puissances reçues et émises par le grain, divisées par l'énergie moyenne d'un photon. La figure B.9 montre ces taux d'absorption et de refroidissement pour des silicates soumis à un champ de rayonnement Galactique. L'intersection entre les deux courbes (pour un même χ) donne la valeur du rayon de transition, a_t , entre les deux régimes. Les grains ayant un rayon $a \lesssim a_t$ subiront des fluctuations de température non négligeables. Pour $\chi = 50$, la figure B.9 montre que ce rayon de transition est plus petit que dans le cas $\chi = 1$. En effet, le champ de rayonnement étant plus intense, le taux d'absorption est plus grand, les grains sont plus efficacement maintenus à la même température.

Le calcul du spectre émis par des grains chauffés stochastiquement passe par le calcul de la probabilité, $p(a, T) = dP(a, T)/dT$, qu'un grain, de rayon a , ait une température comprise

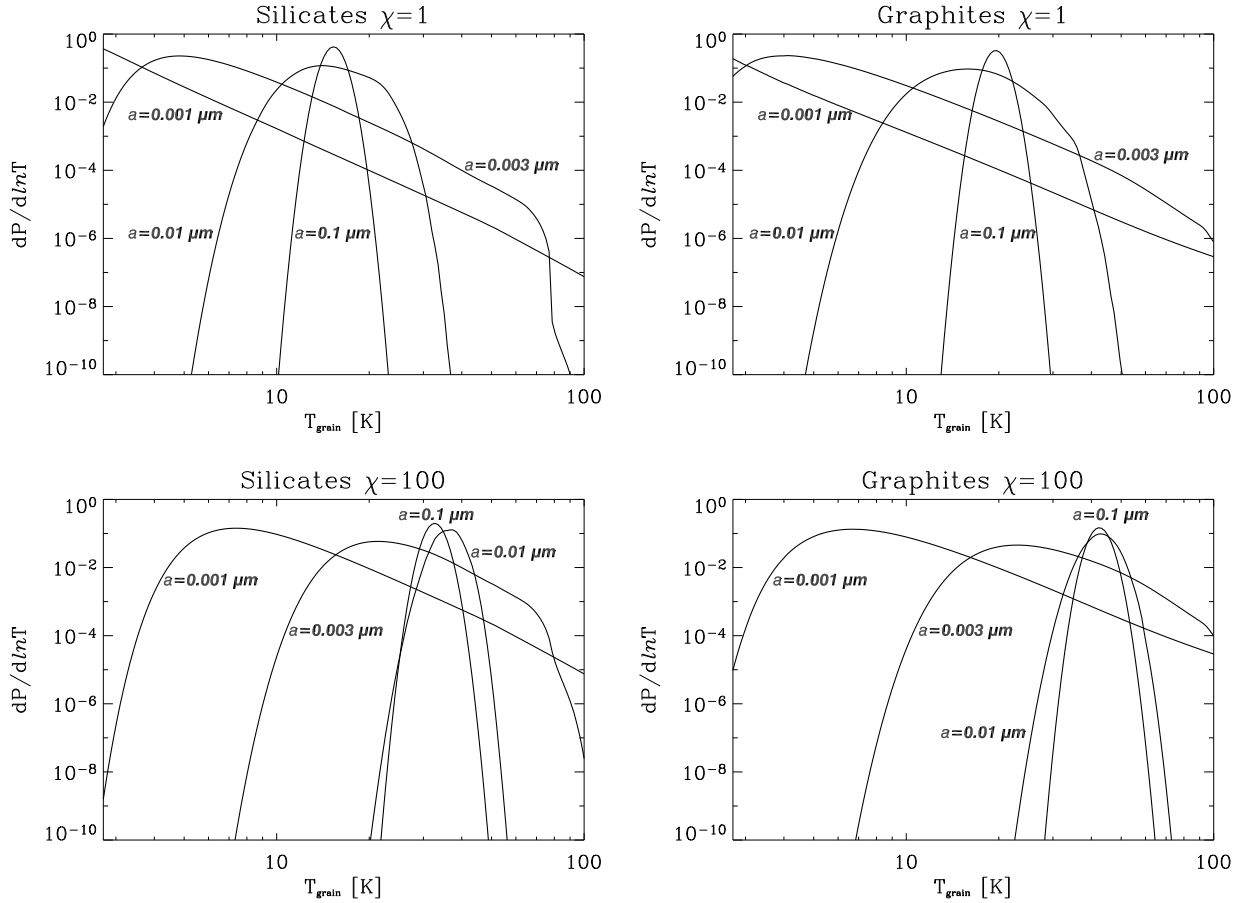


FIGURE B.10: **Fluctuations de température** pour des graphites et des silicates de rayon $a = 0.001, 0.003, 0.01, 0.1 \mu\text{m}$ soumis à un champ de rayonnement Galactique avec $\chi = 1$ et $\chi = 100$ (équation A.5). Ces courbes ont été obtenues à l'aide du modèle de [Dwek et al. \(1997\)](#) qui utilise l'algorithme de [Guhathakurta & Draine \(1989\)](#). Notations : dP/dT est la densité de probabilité que le grain ait la température T .

entre T et $T + dT$. Il existe plusieurs méthodes statistiques pour calculer cette probabilité ([Désert et al., 1986](#) ; [Guhathakurta & Draine, 1989](#)). La figure B.10 montre la probabilité $dP(a, T)/d\ln T$ pour des graphites et des silicates soumis à un champ de rayonnement Galactique. On voit que la distribution de température s'élargit quand le rayon du grain décroît. On constate également que lorsque le champ de rayonnement est plus intense ($\chi = 100$), la distribution de température est plus étroite, pour une taille donnée, que dans le cas $\chi = 1$. Une fois $p(a, T)$ connue, l'intensité monochromatique émise par un grain de rayon a , est donnée par :

$$I_{\lambda}^{\text{grain}}(a) = \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(a, \lambda) B_{\lambda}(T_{\text{grain}}(a)) p(a, T) dT, \quad (\text{B.18})$$

$T_{\text{grain}}(a)$ étant donné par l'équation (B.16).

La figure B.11 montre le spectre émis par des grains de silicates et de graphites, de tailles différentes. Certains sont à l'équilibre, comme le grain de rayon $a = 0.1 \mu\text{m}$ qui a un spectre de type « *corps gris* », donné par l'équation (B.13). D'autres, chauffés stochastiquement, présentent un spectre beaucoup plus large, donné par l'équation (B.18), dû aux fluctuations de température, comme le grain de rayon $a = 0.001 \mu\text{m}$.

J'ai parlé exclusivement du chauffage des grains par les photons. Cependant, les grains

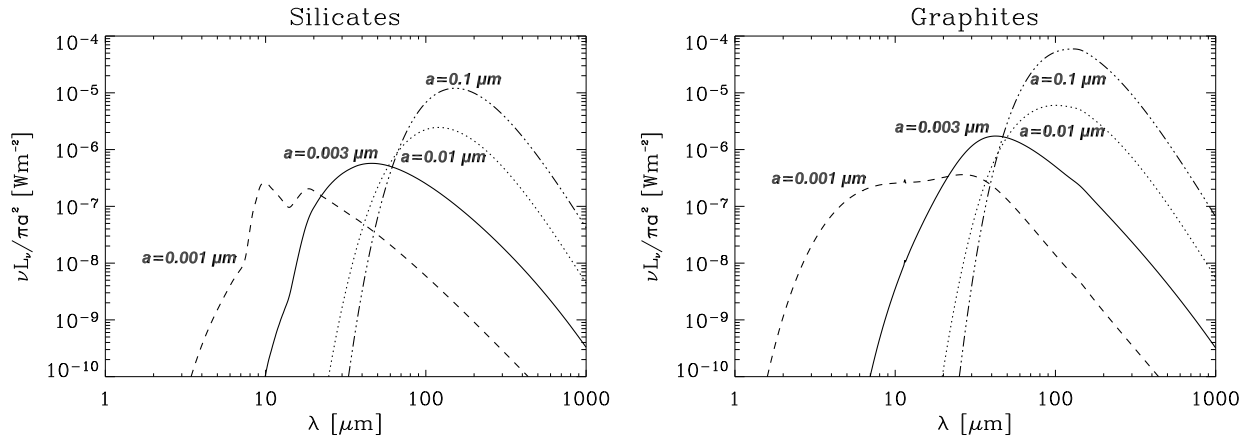


FIGURE B.11: **Spectres émis par des grains de silicates et de graphites**, de rayon $a = 0.001, 0.003, 0.01, 0.1 \mu\text{m}$, soumis à un champ de rayonnement Galactique ($\chi = 1$). L'émission a été normalisée par la section efficace géométrique des grains, πa^2 . Notations : λ est la longueur d'onde, $L_\lambda = 4\pi I_\lambda$ est la luminosité.

peuvent également être chauffés par collisions avec les électrons du gaz (Dwek, 1986 ; Guhathakurta & Draine, 1989).

Note Technique :

La figure B.7 n'est pas le résultat d'une simulation physique rigoureuse. Son but est avant tout pédagogique. J'ai simplement simulé un flux de photons poissonien. L'énergie de chaque photon est distribuée uniformément autour de la valeur de l'énergie moyenne, pour le champ de rayonnement Galactique (équation B.15). Les taux d'absorption et de refroidissement ont été calculés d'après les équations (B.17). Le refroidissement suit une loi exponentielle, au lieu d'être solution de l'équation différentielle régissant l'évolution de la température avec le temps. C'est, sans doute, cette approximation qui rend la température un peu trop élevée, par rapport à ce que l'on attendrait, lorsque les grains sont à l'équilibre. Draine (2003) présente une simulation similaire, dont les détails ne sont pas décrits.

B.1.5 L'effet de la distribution de taille

Nous avons considéré, jusqu'à présent ce qu'il se passait pour un grain de rayon donné. Cependant, le milieu interstellaire contient des grains de tailles très diverses. Sur une ligne de visée, l'extinction et l'émission par les poussières résulte d'une superposition des différentes composantes – graphites, silicates, etc. – de toutes les tailles. On définit la distribution de taille, $\phi_i(a)$, d'une espèce i , par :

$$dn_i = \phi_i(a) da, \quad (\text{B.19})$$

où dn_i est la densité numérique de grains ayant un rayon compris entre a et $a + da$. Elle est habituellement définie entre un rayon de grain minimal, a_i^- , et un rayon maximal, a_i^+ . La densité de colonne correspondante, $\mathcal{N}_i(a)$, sur une ligne de visée de longueur L , est $\mathcal{N}_i(a) = \phi_i(a) \times L$, en considérant la distribution de poussières spatialement homogène. La densité de colonne des grains est :

$$N_i(a) = \int_{a_i^-}^{a_i^+} \mathcal{N}_i(a) da. \quad (\text{B.20})$$

En intégrant sur toutes les tailles et en sommant sur les différentes espèces i , la profondeur optique s'exprime par :

$$\tau_\lambda = \sum_i \int_{a_i^-}^{a_i^+} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(a, \lambda) \mathcal{N}_i(a) da. \quad (\text{B.21})$$

De même, l'intensité monochromatique émise est :

$$I_\lambda = \sum_i \int_{a_i^-}^{a_i^+} \pi a^2 I_\lambda^{\text{grain}}(a) \mathcal{N}_i(a) da, \quad (\text{B.22})$$

$I_\lambda^{\text{grain}}(a)$ étant donné par l'équation (B.14) ou par l'équation (B.18) selon le mode de chauffage.

La figure B.12 décompose un spectre de poussière en ses composantes individuelles. Les distributions de tailles sont des lois de puissance, pour les graphites et les silicates. Les tirets représentent le terme à l'intérieur de l'intégrale des équations (B.21) et (B.22), la contribution de chaque taille de grain. Les courbes en pointillés représentent l'intégrale à l'intérieur de la somme, la contribution de chaque composante. Les courbes en traits pleins sont l'émission et l'extinction totales.

Note Technique :

La figure B.12 a été produite à l'aide du modèle de [Dwek et al. \(1997\)](#). Les courbes en pointillés ont été calculées d'après l'équation (B.22), pour l'émission, et l'équation (B.21), pour l'extinction. La distribution de taille que j'ai adoptée, pour plus de clarté, est celle de [Désert et al. \(1990\)](#) :

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{\text{silicates}}(a) &\propto a^{-2.9} && \text{pour } 0.015 \mu\text{m} \leq a \leq 0.11 \mu\text{m}, \\ \mathcal{N}_{\text{graphites}}(a) &\propto a^{-2.6} && \text{pour } 0.0012 \mu\text{m} \leq a \leq 0.015 \mu\text{m}. \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

Les tirets sont les émissions et extinctions pour les grains de rayon $a_k \leq a < a_k + \Delta a_k$, où $\{a_k\}_k$ est le rayon échantillonné, et Δa_k , le pas de l'échantillonnage. Il y a une cinquantaine de tranches de tailles pour chaque espèce. Les distributions des équations (B.23) ont été discrétisées et normalisées de manière adéquate. La densité de colonne adoptée est typique du milieu interstellaire : $N_{\text{H}} = 3 \times 10^{25} \text{ m}^{-2}$. Ces paramètres physiques ne correspondent à aucun cas concret, ils ont été choisis dans un but pédagogique.

B.2 La confrontation aux observations

Nous avons vu la manière dont étaient modélisées les poussières, sans nous soucier de la vraisemblance astrophysique des résultats. Nous allons voir maintenant ce qu'impliquent les contraintes fournies par les observations, jusqu'à la construction de « *modèles globaux* ». Les éléments induisant la présence de poussière dans le milieu interstellaire sont :

- l'absorption, la diffusion et la polarisation de la lumière stellaire et diffuse Galactique ;
- l'émission infrarouge et millimétrique du milieu interstellaire diffus ;
- la présence de bandes d'émission et d'absorption dues à des solides, dans les spectres stellaires et nébulaires ;
- la présence de halos diffusés autour des sources X.

Il existe aussi quelques preuves indirectes :

- la déplétion de plusieurs éléments de la phase gazeuse du milieu interstellaire ;
- la présence de grains présolaires dans le système solaire ;
- le rôle de la poussière comme catalyseur de réactions chimiques ;
- le rôle de la poussière dans le chauffage des régions de photodissociation, par effet photoélectrique sur les grains.

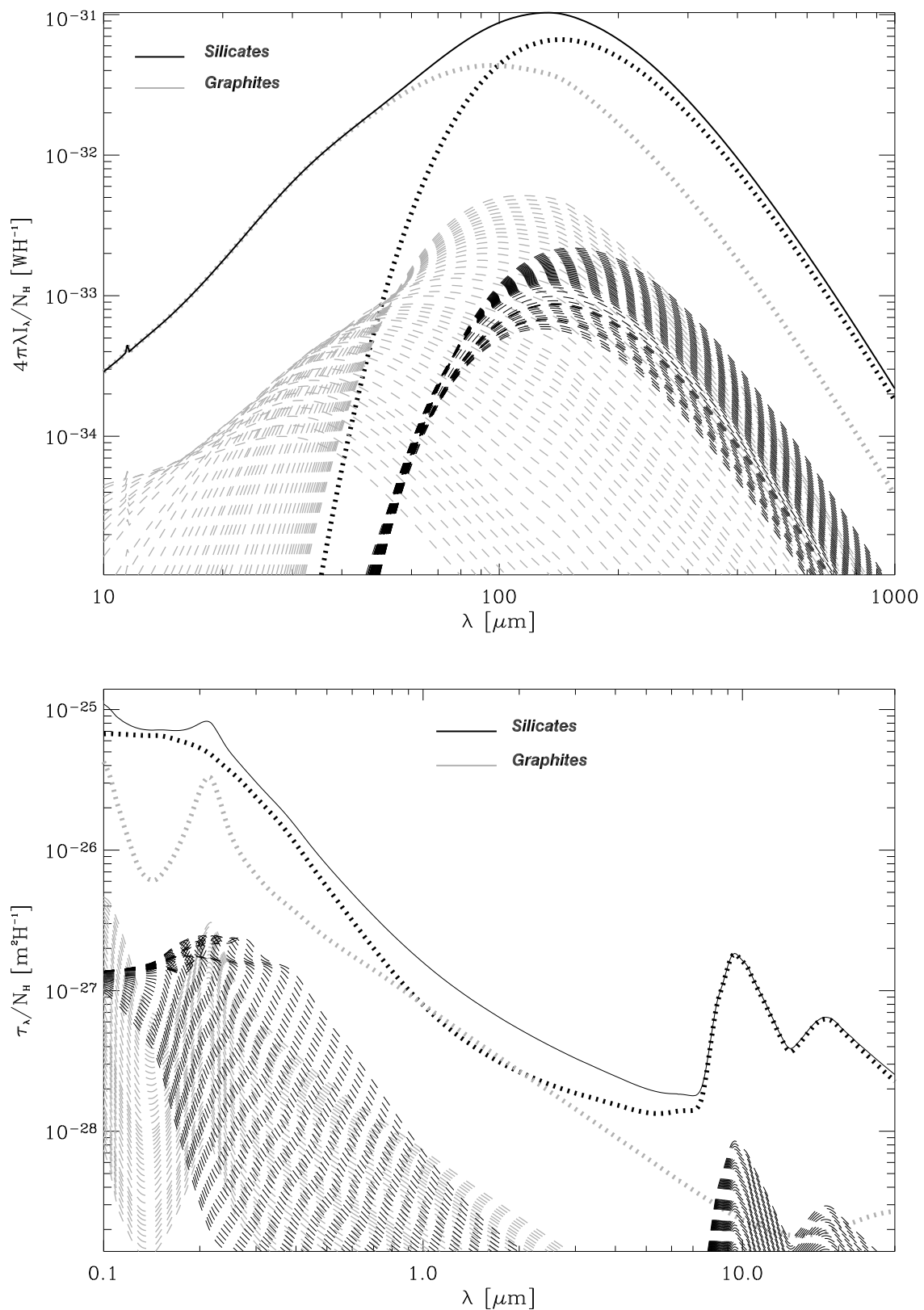


FIGURE B.12: **Effet de la distribution de taille des grains sur le spectre émis et sur la courbe d'extinction.** Les tirets correspondent à une taille de grain donnée, les courbes en pointillés sont la somme sur la distribution de taille, et la courbe en trait plein est la somme des deux composantes (silicates en noir et graphites en gris). Notations : λ est la longueur d'onde, I_λ , l'intensité monochromatique émise, τ_λ , la profondeur optique, et N_H , la densité de colonne d'hydrogène.

B.2.1 Silicates et grains carbonés

Historiquement, la poussière interstellaire a été découverte, dans les années 1930, par l'observation qu'elle produisait, dans certaines régions du ciel, à une époque où l'on observait presque exclusivement en optique. Les propriétés des poussières ont donc d'abord été étudiées à partir de l'extinction. Le premier modèle de poussières largement utilisé, a été élaboré par [Mathis *et al.* \(1977\)](#), MRN). Ses auteurs réussirent à expliquer la courbe d'extinction moyenne du milieu diffus Galactique entre 0.11 et 1 μm de longueur d'onde, à l'aide de grains sphériques de silicates et de graphites dont la distribution de taille était une loi de puissance :

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{\text{silicates}}(a) &\propto a^{-3.5} && \text{pour } 0.025 \mu\text{m} \leq a \leq 0.25 \mu\text{m}, \\ \mathcal{N}_{\text{graphites}}(a) &\propto a^{-3.5} && \text{pour } 0.005 \mu\text{m} \leq a \leq 0.25 \mu\text{m}. \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

Avec une telle distribution, la masse de grains est dominée par les grandes tailles, mais leur surface est dominée par les plus petits grains. Ce modèle a été exploité par [Draine & Lee \(1984\)](#) qui ont calculé les constantes optiques que j'ai présentées à la section B.1. Les fonctions diélectriques ont été construites, pour une partie, à partir de données de laboratoires, et lorsque ces données faisaient défaut, à partir d'observations astronomiques, en supposant une distribution de taille de type MRN. En particulier, les bandes de silicates à 9.7 et 18 μm proviennent d'un ajustement sur des observations.

Pourquoi utiliser ces deux types de grains ? Premièrement, les grains doivent être formés à partir des principaux éléments déplétés de la phase gazeuse (tableau A.2). Ensuite, les observations spectroscopiques restreignent fortement le type de matériau. Les bandes à 9.7 et 18 μm , attribuées aux silicates, sont observées virtuellement dans tous les environnements. Ce sont des grains construits à partir d'unités tétraédrales SiO_4 , pouvant avoir des compositions très variées : MgSiO_3 , $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_3$, Mg_2SiO_4 , $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$. Ils sont essentiellement amorphes, sauf dans les enveloppes circumstellaires. Quant à la bande à 2175 Å, elle est habituellement attribuée à de petits grains graphitiques ($a < 0.02 \mu\text{m}$) bien que d'autres porteurs aient été proposés ([Joblin *et al.*, 1992](#)). Le graphite se transforme partiellement en carbone amorphe, quand les conditions physiques sont favorables. D'autre part, on trouve des silicates présolaires, dans les « *IDP* » – pour « *Interplanetary Dust Particles* » – ([Messenger *et al.*, 2003](#)), et des gros grains de graphite, dans les météorites.

B.2.2 Les hydrocarbures aromatiques polycycliques

Il reste un certain nombre de propriétés inexplicées par des grains solides de silicates et de graphites. En particulier, on trouve, dans une grande variété d'objets, des bandes en émission, très intenses – elles peuvent dominer le spectre infrarouge – qui furent longtemps appelées « *bandes infrarouges non-identifiées* ». La figure B.13 montre un spectre typique de ces bandes, en émission. Les longueurs d'onde centrales des plus intenses d'entre elles sont 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm . Ces bandes ont été abondamment étudiées par les spectrographes embarqués à bord du satellite ISO. Elles sont relativement bien ajustées par des profil lorentziens ([Boulanger *et al.*, 1998](#) ; [Laurent *et al.*, 2000](#) ; [Verstraete *et al.*, 2001](#), partie II).

[Duley & Williams \(1981\)](#) ont mis en évidence la concordance de ces bandes avec les modes vibrationnels, C-H et C-C, caractéristiques des matériaux aromatiques. Les hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH pour Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) ont été proposés par [Léger & Puget \(1984\)](#), [Puget *et al.* \(1985\)](#) et [Allamandola *et al.* \(1985\)](#). Les PAHs sont de grosses molécules ($50 \lesssim$ nombre d'atomes $\lesssim 1000$) composées à partir de cycles aromatiques (figure B.14) chauffées stochastiquement. Ils sont à la limite des très petits grains. Le

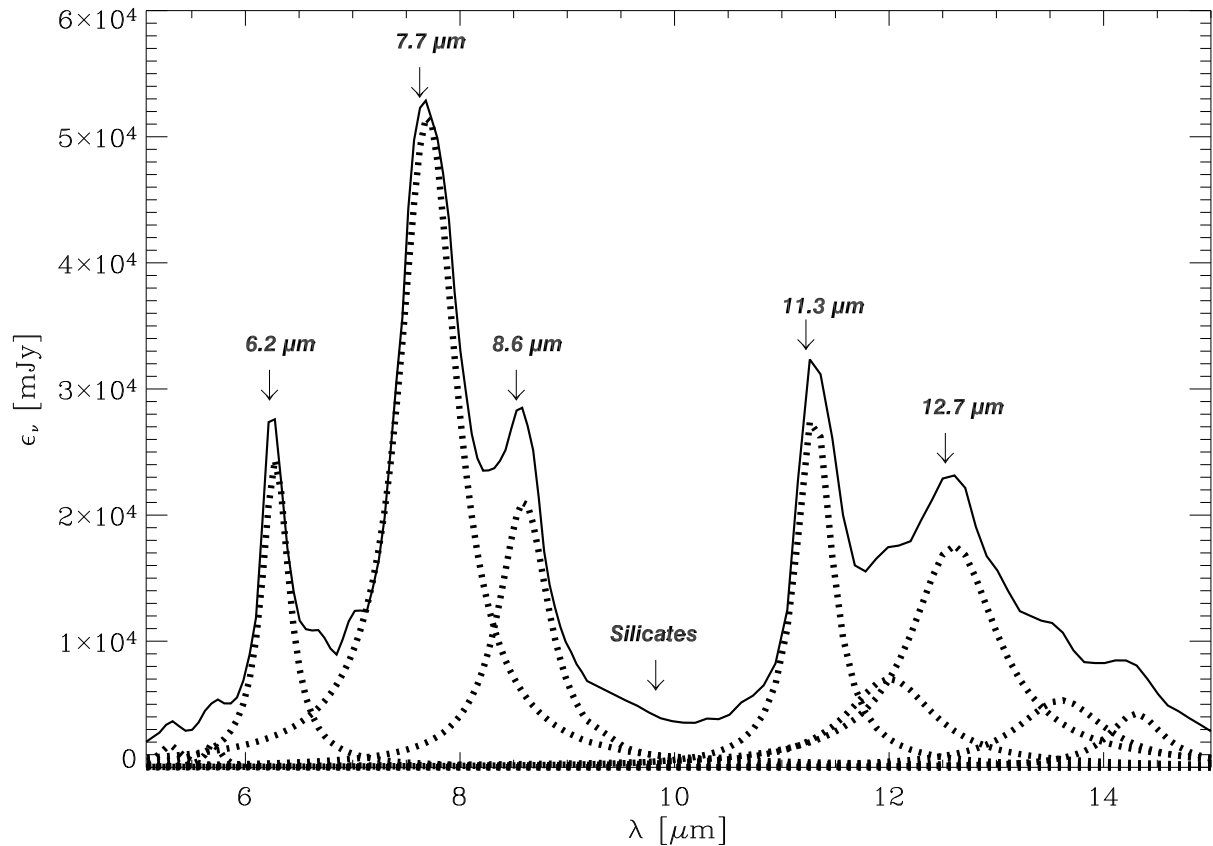


FIGURE B.13: **Bandes aromatiques en infrarouge moyen.** Le continuum et les raies du gaz ont été retirées. La courbe en trait plein montre le spectre résultant. Les pointillés sont les ajustements de chaque bande, par une lorentzienne (cf section D.3). Ce spectre est celui de M82 (Laurent *et al.*, 2000). Notations : ϵ_ν est l'éclairement monochromatique, et λ est la longueur d'onde.

tableau B.1 fait correspondre à chaque bande un mode de vibration observé en laboratoire. Les longueurs d'onde centrales varient sensiblement d'un spectre à l'autre, en fonction de la structure particulière de la molécule. L'intensité relative des bandes dépend, entre autre, du degré d'ionisation des PAHs (Allamandola *et al.*, 1989).

L'importance des PAHs tient à plusieurs faits :

- On les observe pratiquement partout, surtout dans les régions de photodissociation, sauf lorsque le rayonnement ultraviolet est trop intense, ce qui a pour effet de les détruire.
- Ils sont censés contenir une part importante du carbone déplété.
- Ils jouent un rôle important dans le chauffage et le refroidissement du gaz par effet photoélectrique (Tielens & Hollenbach, 1985a ; Bakes & Tielens, 1994).
- Ils ont un rôle dans la chimie du milieu interstellaire, du fait de leur surface importante.
- Les bandes infrarouges sont des traceurs de formation d'étoiles (Genzel *et al.*, 1998 ; Helou *et al.*, 2000 ; Roussel *et al.*, 2001a).

On attribue également aux PAHs la montée du continuum ultraviolet lointain, de la courbe d'extinction (Allamandola *et al.*, 1989 ; Désert *et al.*, 1990). Cette montée est très faiblement corrélée avec la bande à 2175 Å. Cependant, Joblin *et al.* (1992) ont modélisé cette dernière avec des PAHs. Citons enfin, les études de Jones & d'Hendecourt (2000) et Jones *et al.* (2004) qui proposent les nanodiamants comme porteurs de certaines bandes infrarouges.

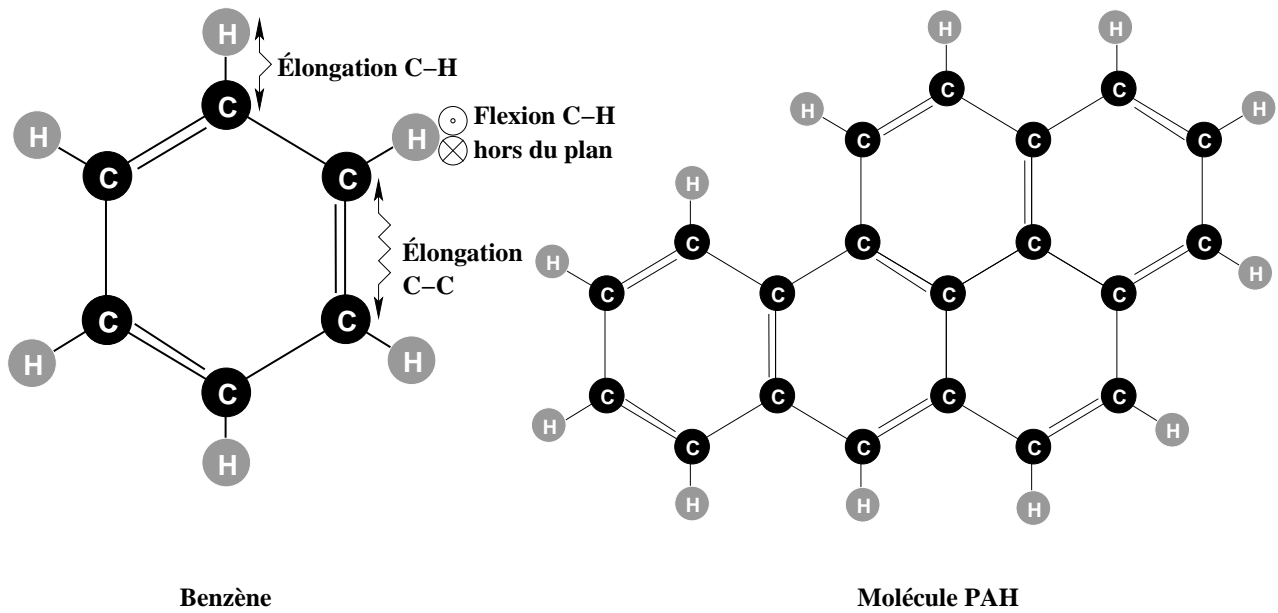


FIGURE B.14: Structure moléculaire typique d'un PAH, inspiré de *Peeters (2002)*. Les principaux modes de vibration sont représentés sur la molécule de benzène. Une molécule PAH est formée de plusieurs cycles aromatiques dont l'élément de base est le benzène.

B.2.3 Vers un modèle global de poussières

Idéalement, un modèle global de poussière devrait reproduire toutes les propriétés observées, listées au début de cette section – extinction, émission, polarisation, diffusion X, etc. – en utilisant chaque élément dans la limite disponible posée par les déplétions (tableau A.2). De plus, les grains utilisés devraient être constitués de matériaux dont les propriétés physico-chimiques et les constantes optiques sont connues (*Dwek, 2004* ; *Whittet, 2003*, pour une revue).

Nous avons déjà parlé du modèle de *Mathis et al. (1977)*, à la section B.2.1, ainsi que des constantes optiques calculées par *Draine & Lee (1984)*. *Draine & Anderson (1985)* ont étendu la distribution de taille MRN aux très petits grains et ont pris en compte les fluctuations de température de ces grains. Le premier modèle à avoir reproduit de manière cohérente, à la fois

Bande λ_{central}	Mode de vibration moléculaire
3.3 μm	Vibration d'élongation de liaisons C-H attachées à un cycle aromatique
6.2 μm	Vibration d'élongation de liaisons C-C attachées à un cycle aromatique
7.7 μm	Superposition de plusieurs vibrations d'élongation de liaisons C-C
8.6 μm	Vibration d'élongation de liaisons C-H attachées à un cycle aromatique, dans le plan du cycle
11.3 μm	Vibration de flexion de liaisons C-H attachées à un cycle aromatique, hors du plan du cycle, lorsqu'il n'y a pas de liaisons C-H adjacentes
12.6 μm	Vibration de flexion de liaisons C-H attachées à un cycle aromatique, hors du plan du cycle, lorsqu'il y a trois liaisons C-H adjacentes

TABLEAU B.1: Origine moléculaire des principales bandes aromatiques, extrait de *Allamandola et al. (1989)*. La figure B.14 montre les modes de vibrations cités dans ce tableau.

l'extinction et l'émission du milieu diffus Galactique, est le modèle de [Désert *et al.* \(1990\)](#). Puisque ce modèle sera abondamment utilisé, dans la partie III, présentons le brièvement.

Le modèle de [Désert *et al.* \(1990\)](#) utilise trois composantes de grains dont la distribution de taille est une loi de puissance.

Les PAHs sont les porteurs des bandes infrarouges et sont responsables de la montée non-linéaire de la courbe d'extinction dans l'ultraviolet lointain. Ils sont supposés être de grosses molécules planes, de rayon $4 \text{ \AA} \leq a \leq 12 \text{ \AA}$.

Les très petits grains (VSGs pour Very Small Grains) sont des grains sphériques carbonés, de rayon $1.2 \text{ nm} \leq a \leq 15 \text{ nm}$. Ils sont responsables de l'émission continue, en infrarouge moyen, et de la bande à 2175 \AA de la courbe d'extinction.

Les gros grains (BGs pour Big Grains) sont des grains sphériques silicatés qui ont un manteau de matériau carboné. Ils ont un rayon $15 \text{ nm} \leq a \leq 110 \text{ nm}$. Ils sont responsables de l'émission continue, en infrarouge lointain, et de l'extinction dans le visible et l'infrarouge proche.

Ce modèle prend en compte les fluctuations de température des grains. La figure B.15 montre l'ajustement des observations, proposé par ce modèle. Dans les modèles ultérieurs, comme ceux de [Draine & Li \(2001\)](#), [Li & Draine \(2001\)](#) et [Zubko *et al.* \(2004\)](#), la bande à 2175 \AA et le continuum ultraviolet lointain sont expliqués, à la fois par des PAHs et par des grains carbonés, contrairement au modèle de [Désert *et al.* \(1990\)](#). Cette constatation sera rappelée, lors de l'interprétation des résultats du chapitre G.

Par la suite d'autres modèles ont été proposés. [Li & Greenberg \(1997\)](#) ont reproduit l'extinction et la polarisation à l'aide de PAHs et de silicates cylindriques entouré d'un manteau organique, en respectant les contraintes données par les déplétions solaires. [Dwek *et al.* \(1997\)](#) ont proposé un modèle à trois composantes : (i) des grains de graphite (ii) des silicates sans manteau et (iii) des PAHs pour reproduire l'émission du milieu diffus observée par les instruments DIRBE et FIRAS à bord de COBE. Leur modèle reproduit mal l'extinction. [Draine & Li \(2001\)](#) et [Li & Draine \(2001\)](#) ont utilisé les mêmes données et un modèle semblable. Ils parviennent à reproduire à la fois l'extinction et l'émission, mais ont besoin de plus d'éléments lourds que la quantité disponible, indiquée par les mesures de déplétions. Enfin, récemment, [Zubko *et al.* \(2004\)](#) ont élaboré un modèle reproduisant simultanément (i) l'émission (ii) l'extinction et (iii) les abondances interstellaires. La diffusion des rayons X par les poussières ([Smith & Dwek, 1998](#)) pourrait être une contrainte supplémentaire pour discriminer, parmi les modèles possibles, ceux satisfaisant la composition et l'abondance des grains les plus gros.

Il est important de noter que tous ces modèles de poussière ont été élaboré pour reproduire les propriétés des grains Galactiques, qui sont dans un milieu de métallicité donnée et sont soumis à une irradiation particulière. Ces modèles ne sont donc pas directement applicables à d'autres galaxies, de métallicité et d'activité de formation d'étoiles différentes.

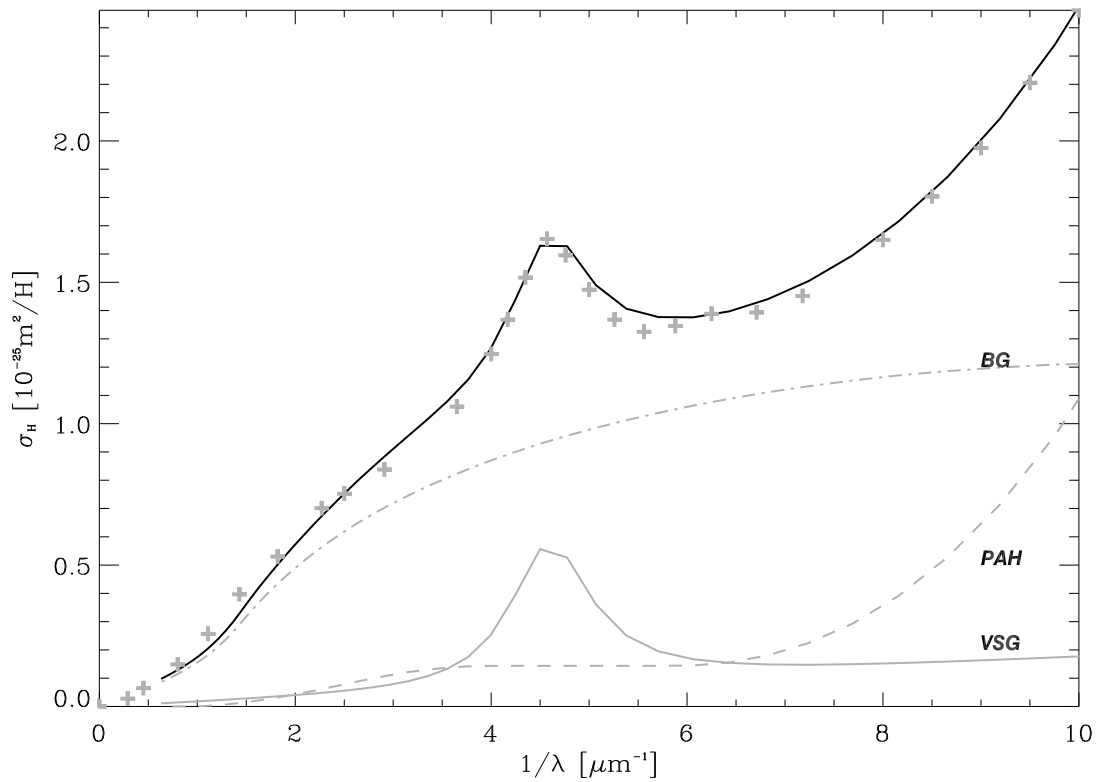
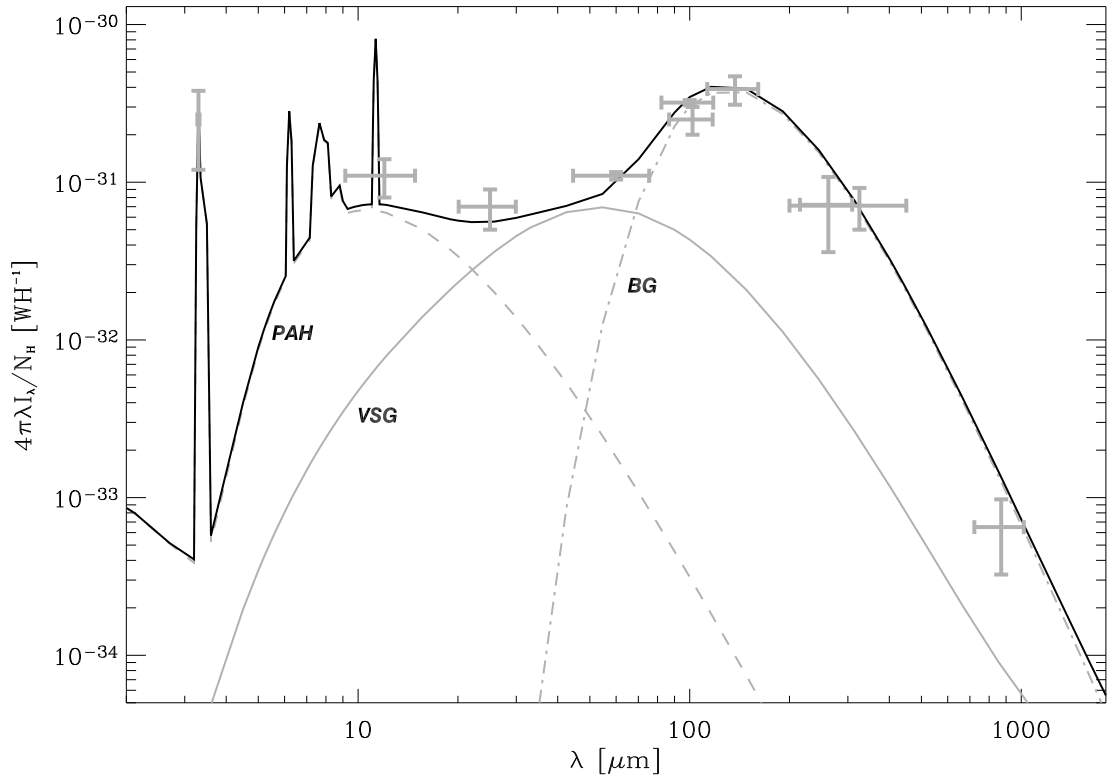


FIGURE B.15: Émission et extinction par le modèle de **Désert *et al.* (1990)**. Les barres d'erreur sont les observations de l'émission – les références sont citées dans l'article. Les croix sur la courbe d'extinction sont les observations de **Savage & Mathis (1979)**. La ligne noire en trait plein représente la somme des trois composantes. Notations : λ est la longueur d'onde, I_λ , l'intensité monochromatique, N_H , la densité de colonne d'hydrogène, et σ_H , la section efficace par atome d'hydrogène.

Deuxième partie

Spectroscopie de galaxies en infrarouge moyen

Chapitre C

Les observations avec ISOCAM

C.1 L'importance de l'infrarouge en astrophysique	53
C.1.1 Phénomènes physiques ayant une contrepartie infrarouge	53
C.1.2 L'opacité de l'atmosphère	54
C.2 La caméra ISOCAM	54
C.2.1 L'optique d'ISOCAM	55
C.2.2 Le détecteur LW	56
C.3 La réduction des données ISOCAM	58
C.3.1 La correction des effets instrumentaux	58
C.3.1.1 Les données brutes	58
C.3.1.2 Les principales étapes de la réduction des données	59
C.3.2 Obtenir des quantités astrophysiques	61
C.3.2.1 Soustraction de l'avant-plan zodiacal	62
C.3.2.2 Estimation des incertitudes	62
C.3.2.3 Filtrage et déconvolution	65
C.3.3 Un exemple de session	65

C.1 L'importance de l'infrarouge en astrophysique

Historiquement, les observations astronomiques ont été effectuées, pendant longtemps, exclusivement en optique. L'infrarouge a connu un réel essor avec le télescope IRAS (Beichman, 1988). Le satellite ISO (Kessler *et al.*, 1996), qui est au centre de ce chapitre, a permis d'approfondir la connaissance de ce domaine de longueur d'onde, grâce à une meilleure sensibilité et à une meilleure résolution spatiale et spectrale.

C.1.1 Phénomènes physiques ayant une contrepartie infrarouge

Le rayonnement infrarouge est émis par différents processus physiques, dans des objets variés. Voici les principaux – je ne parlerai pas du système solaire.

La poussière, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, émet depuis l'infrarouge proche jusqu'au millimétrique, le maximum de l'émission se trouvant habituellement dans l'infrarouge moyen/lointain. En particulier, la formation stellaire enfouie est détectée par l'émission intense des grains qui l'entourent. La poussière est omniprésente dans l'univers

actuel. On l’observe même dans les galaxies les plus faiblement métalliques (SBS 0335-052, de métallicité $1/40 Z_{\odot}$, avec $A_V \simeq 20$; [Thuan *et al.*, 1999](#), par exemple).

Certaines raies du gaz émettent en infrarouge. Par exemple, les raies ioniques de structure fine suivantes : [Ar III] $\lambda 8.99 \mu\text{m}$, [S IV] $\lambda 10.51 \mu\text{m}$, [Ne II] $\lambda 12.81 \mu\text{m}$, [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$, [C II] $\lambda 158 \mu\text{m}$, et la raie atomique [O I] $\lambda 63 \mu\text{m}$ peuvent être très intenses. On observe également des raies moléculaires de H_2 , O_2 , H_2O , etc.

Les galaxies distantes voient leur spectre fortement décalé vers le rouge. Par exemple, la raie [H α] $\lambda 6563 \text{ \AA}$, lorsqu’elle est décalée à $z = 6$, émet dans l’infrarouge, à $\lambda = 4.6 \mu\text{m}$.

Les disques d’accrétion, depuis les disques stellaires jusqu’aux disques alimentant les noyaux actifs de galaxies – comme dans le cas de la galaxie infrarouge ultralumineuse présentée à la section [A.3.1](#) – ont une émission continue, non thermique, intense couvrant un grand domaine de longueur d’onde, incluant l’infrarouge.

Les étoiles vieilles émettent dans l’infrarouge proche (figure [A.9](#)) et ont une contribution à l’infrarouge moyen qui peut être comparable à l’émission des poussières, lorsque le milieu interstellaire est raréfié comme dans le cas des elliptiques (figure [A.10](#); [Xilouris *et al.*, 2004](#), par exemple).

C.1.2 L’opacité de l’atmosphère

L’infrarouge est toutefois un domaine spectral difficile à explorer, depuis le sol, en raison de l’opacité de l’atmosphère terrestre. La transmission atmosphérique en infrarouge proche et moyen est représentée sur la figure [C.1](#). De nombreuses bandes d’absorption, dues à des molécules diverses, comme O_2 et H_2O , strillent le signal – ici, le spectre de M 82. Par ailleurs, la transmission chute à partir de $20 \mu\text{m}$, et est pratiquement nulle entre 40 et $300 \mu\text{m}$ – non représentée ici. C’est la raison pour laquelle les observatoires spatiaux sont préférés, dans ce domaine de longueur d’onde.

C.2 La caméra ISOCAM

La caméra ISOCAM ([Cesarsky *et al.*, 1996](#)), était l’un des quatre instruments embarqués à bord du satellite ISO, qui a opéré de novembre 1995 à mai 1998. Ces instruments (tableau [C.1](#)) ont observé toutes les classes d’objets astrophysiques, entre 2.5 et $250 \mu\text{m}$ de longueur d’onde. Le satellite ISO ([Kessler *et al.*, 1996](#)), maintenu à une température de $2\text{--}8 \text{ K}$, par un cryostat d’He superfluide, possédait un miroir primaire de 60 cm de diamètre.

	ISOCAM	ISOPHOT	ISOSWS	ISOLWS
Type d’instrument	Caméra	Photo-polarimètre	Spectromètre	Spectromètre
Couverture spectrale	$2.5\text{--}17 \mu\text{m}$	$2.5\text{--}240 \mu\text{m}$	$2.5\text{--}45 \mu\text{m}$	$45\text{--}196.9 \mu\text{m}$

TABLEAU C.1: Instruments embarqués à bord d’ISO.

À l’heure actuelle, alors que Spitzer/SIRTF est déjà en train de collecter des données, seulement 46% des observations ISOCAM ont été publiées – 47% pour ISO, *communication privée* d’Alberto Salama. La base de données d’ISO contient encore une quantité très importante de données à exploiter. ISOCAM n’est pas un instrument du passé.

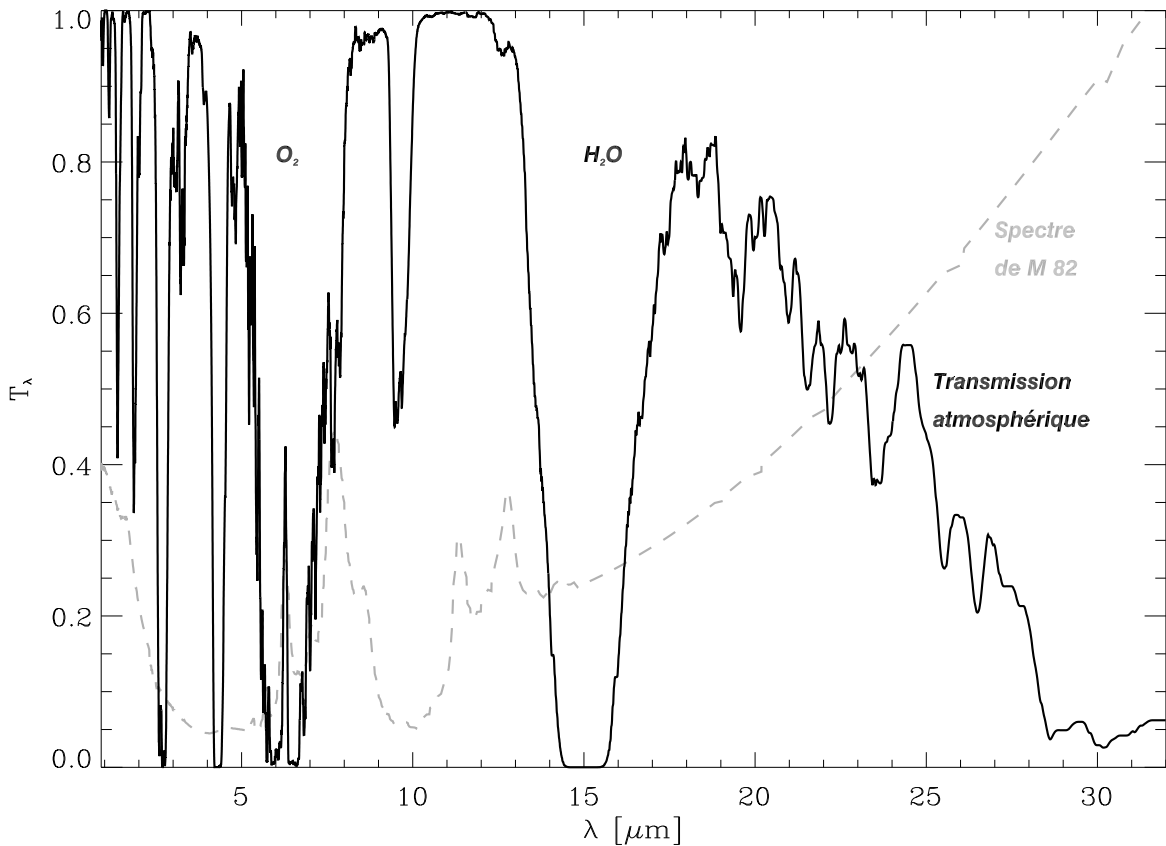


FIGURE C.1: **Transmission atmosphérique en infrarouge moyen.** La courbe en trait plein est la transmission, et la courbe en tirets est le spectre de M 82 (Chañal, 2003), pour comparaison. Les deux principales bandes, aux alentours de 5 et 15 μm , sont dues aux molécules O_2 et H_2O de l'atmosphère, respectivement. Cette courbe de transmission a été produite avec le programme IRTRANS4, et a été obtenue sur le site du télescope UKIRT (<http://www.jach.hawaii.edu/JACpublic/UKIRT>). Notations : T_λ est la transmission et λ , la longueur d'onde.

C.2.1 L'optique d'ISOCAM

La figure C.2 montre le schéma de l'instrument. ISOCAM est composée de deux matrices indépendantes, comprenant chacune 32×32 pixels : (i) une matrice de détecteurs à injection de charges en In :Sb (SW), à courtes longueurs d'onde, opérant entre 2.5 et 5.5 μm et (ii) une matrice de photoconducteurs en Si :Ga (LW), à grandes longueurs d'onde, opérant entre 4 et 18 μm . Les quatre différentes lentilles de chaque canal (figure C.2) déterminent les quatre champs de vue par pixel – PFOV pour « pixel field of view » – possibles : 1.5, 3, 6 et 12 secondes d'arc par pixel. Le miroir de Fabry que l'on choisit d'utiliser a aussi pour effet de modifier le champ de vue effectif (tableau C.2).

PFOV ($''\text{pix}^{-1}$)	1.5	3	3	6	12
Miroir de Fabry	petit	petit	grand	grand	grand
Champ de vue	$45'' \times 45''$	$87'' \times 87''$	$1.5' \times 1.5'$	$3' \times 3'$	$3.3' \times 3.3'$

TABLEAU C.2: Champs de vue effectifs d'ISOCAM, extrait de Siebenmorgen et al. (2000).

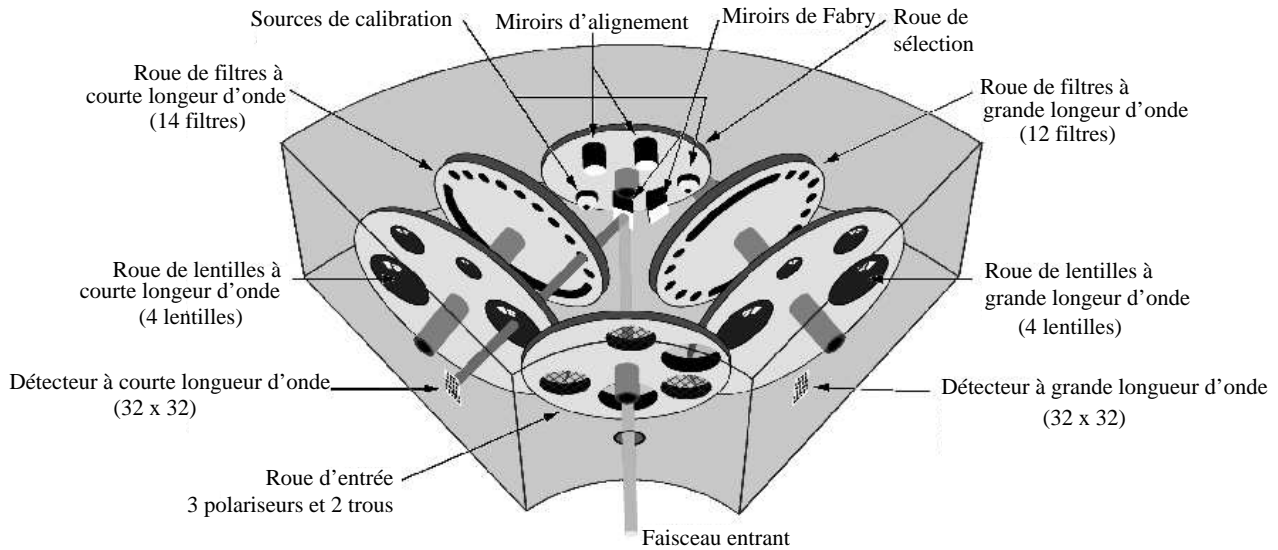


FIGURE C.2: Schéma de principe de la caméra ISOCAM, extrait de *Siebenmorgen et al. (2000)*.

Les roues à filtres permettent d'utiliser une dizaine de filtres larges et un « *filtre variable circulaire* » – CVF pour « *circular variable filter* » en anglais – pour chaque détecteur (*Cesarsky et al., 1996 ; Siebenmorgen et al., 2000*). Ce mode CVF permet de faire de la spectro-imagerie, c'est à dire d'obtenir un spectre pour chaque pixel, avec une résolution spectrale $R = \Delta\lambda/\lambda \simeq 40$.

C.2.2 Le détecteur LW

Toutes les données ISOCAM utilisées dans cette thèse ont été obtenues à l'aide du détecteur LW. C'est d'ailleurs, le plus utilisé des deux. Voyons les caractéristiques de cette matrice.

Filtre	λ_c (μm)	$\Delta\lambda$ (μm)	RMS (%)	Intérêt scientifique
LW1	4.5	4.0–5.0	4.1	Continuum des étoiles vieilles et poussière
LW2	6.7	5.0–8.5	3.3	Bandes infrarouges à 6.2 et 7.7 μm
LW3	14.3	12.0–18.0	4.8	Général
LW4	6.0	5.5–6.5	7.5	Bande infrarouge à 6.2 μm
LW5	6.8	6.5–7.0	7.5	Continuum
LW6	7.7	7.0–8.5	6.4	Bande infrarouge à 7.7 μm
LW7	9.6	8.5–10.7	6.7	Bande des silicates à 9.7 μm
LW8	11.3	10.7–12.0	5.4	Bande infrarouge à 11.3 μm
LW9	14.9	14.0–16.0	2.8	Continuum
LW10	12.0	8.0–15.0	3.9	Bande IRAS à 12 μm

TABLEAU C.3: Filtres du détecteur LW d'ISOCAM, extrait de *Siebenmorgen et al. (2000)*. Notations : λ_c est la longueur d'onde centrale du filtre, $\Delta\lambda$, sa largeur, et RMS est la dispersion du facteur de conversion permettant de passer des ADU/Gain/s à un éclairement monochromatique, en J_y .

La colonne 24 est endommagée, elle n'est pas utilisée. Plusieurs temps d'exposition sont possibles : $t_{\text{int}} = 0.28 \text{ s}, 2 \text{ s}, 5 \text{ s}, 10 \text{ s}, 20 \text{ s}$. On peut choisir trois gains : $G = 1, 2, 4$. Les filtres disponibles, dénommés LW x avec $x = 1-10$, sont donnés dans le tableau C.3. Nous

voyons, d'après la colonne « *RMS* », que la calibration absolue est correcte, à 5 % près. La figure C.3 illustre le tableau C.3, en superposant les bandes passantes des dix filtres LW, à un spectre astrophysique. On remarque que les bandes les plus larges, comme LW2, LW3, ou LW10, englobent plusieurs composantes spectrales différentes – continuum, bandes PAHs, raies ioniques – qu'il faut quantifier pour faire une interprétation convenable. La convention, pour la correction de couleur, est $\nu \times I_\nu = \text{constante}$.

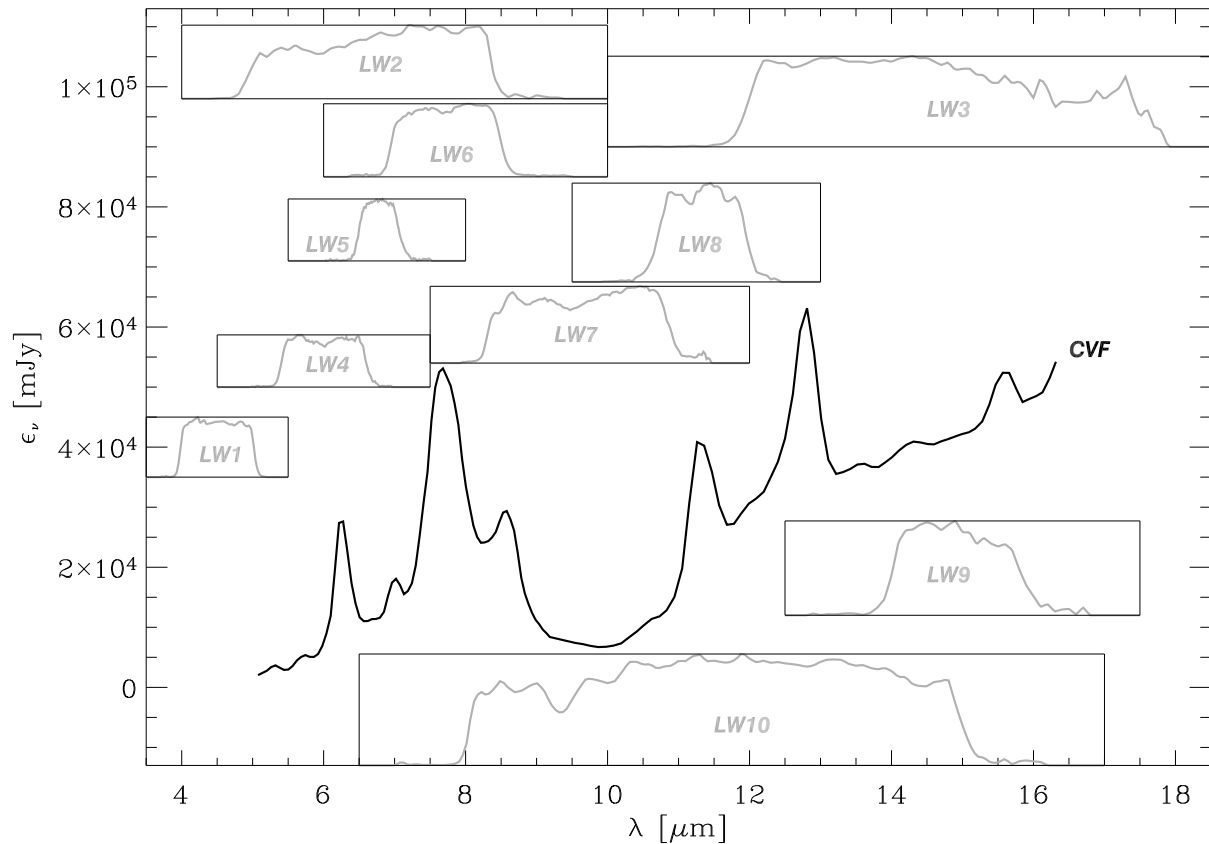


FIGURE C.3: **Bandes larges et spectre avec ISOCAM-LW.** Les courbes grises sont les transmissions de chaque filtre LW (tableau C.3). La courbe noire est un spectre CVF-LW – celui de M82 (Laurent et al., 2000). Attention, ce n'est pas la transmission du CVF. Notations : λ est la longueur d'onde, et ϵ_ν , l'éclairement monochromatique.

	LW1	LW2	LW3	LW4	LW5	LW6	LW7	LW8	LW9	LW10
1.5''	2.4''	2.3''	4.4''	2.2''	2.3''	2.5''	3.1''	3.6''	4.7''	3.5''
3.0''	3.8''	4.7''	4.7''	4.5''	4.9''	5.1''	4.8''	4.4''	4.9''	4.7''
6.0''	7.4''	7.6''	9.9''	7.6''	7.7''	7.6''	7.9''	8.8''	10.2''	8.7''

TABLEAU C.4: **Largeur à mi-hauteur des PSFs pour les filtres LW.** Ces largeurs sont données en secondes d'arc. Elles dépendent de la valeur de la PFOV, 1.5'', 3.0'' ou 6.0''.

La « *PSF* » – « *Point Spread Function* », ou « *fonction d'étalement de point* » – a été mesurée pour chaque PFOV, et pour chaque filtre et longueur d'onde du CVF. Le tableau C.4 donne les largeurs à mi-hauteur de la PSF des filtres LW. Le profil de l'une de ces PSFs est

montré à la figure C.4. Les courbes de la figure C.4 représentent la variation de la largeur à mi-hauteur de la PSF, en fonction de la longueur d'onde.

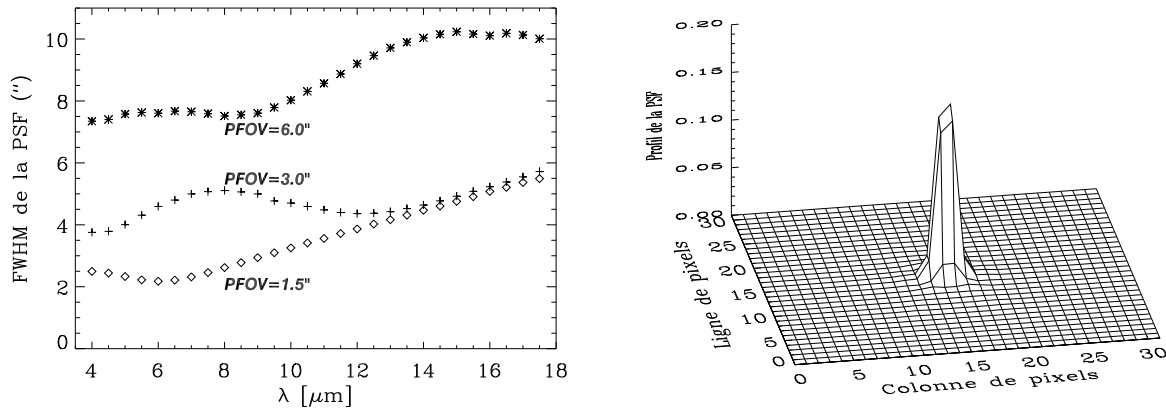


FIGURE C.4: **Largeurs à mi-hauteur de la PSF en mode CVF.** Les trois courbes correspondent à trois PFOV. « FWHM » signifie « largeur à mi-hauteur », pour « Full Width at Half Maximum ». La surface de droite est le profil de la PSF à travers LW3 (PFOV=6'').

C.3 La réduction des données ISOCAM

Dans cette partie, je vais décrire les étapes de la réduction des données, nécessaire pour obtenir une image ou un spectre astrophysique, à partir d'un signal brut, exprimé en unités électroniques. Ce traitement est décrit brièvement dans l'article de [Madden *et al.* \(2005\)](#). Il repose sur les bases jetées par les thèses de [Laurent \(1999\)](#), [Roussel \(2001\)](#) et [Chaniel \(2003\)](#).

D'un point de vue pratique, les algorithmes, permettant d'effectuer les différentes étapes de cette réduction de données, ont été rassemblés dans un logiciel, nommé CIA – pour « CAM Interactive Analysis » – ([Ott *et al.*, 2001](#)). [Gastaud & Chaniel \(2000\)](#) et [Chaniel \(2003\)](#) ont simplifié et amélioré ce logiciel en créant CIR, pour « CAM Interactive Reduction ». Je vais décrire le processus, en prenant pour exemple la galaxie naine NGC 1569 ([Galliano *et al.*, 2003](#) ; [Madden *et al.*, 2005](#)), qui a été observée, à la fois en bandes larges, et en spectro-imagerie.

C.3.1 La correction des effets instrumentaux

C.3.1.1 Les données brutes

Les données brutes, que l'on peut retirer sur l'archive ISO (<http://www.iso.vilspa.esa.es/ida/index.html>), se présentent sous la forme d'un cube. Deux de ses dimensions, sont les dimensions spatiales de la caméra, les coordonnées d'un pixel, la troisième est l'évolution temporelle du signal, pour chaque pixel. Chacun de ces « pas de temps » est une intégration élémentaire, appelée « trame » – « frame » en anglais. Le signal est lui, en ADU, « Analog-to-digital units ».

La figure C.5 montre le signal d'un pixel d'ISOCAM en fonction de la trame, avant la réduction de données. Cette observation a été effectuée en mode « mosaïque » – « raster » en anglais – à travers deux filtres différents. Ce mode mosaïque consiste à centrer le détecteur sur différentes parties de la source – dans notre cas, c'est un carré 2×2 – afin d'imager un objet, éventuellement plus grand que le champ de vue. Cette méthode présente l'avantage de

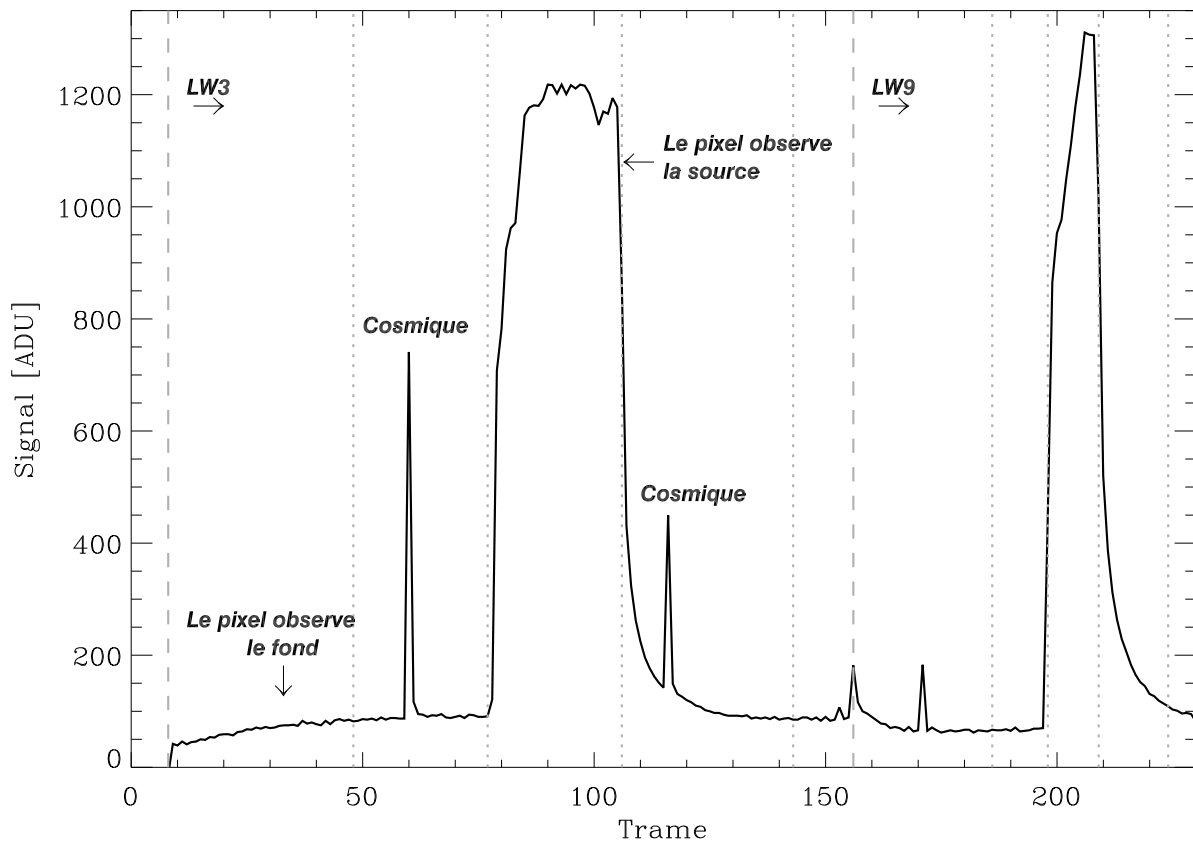


FIGURE C.5: **Coupe temporelle d'un pixel d'ISOCAM.** La courbe noire est le signal du pixel considéré. Les tirets verticaux délimitent les différentes utilisations de filtres. La première partie est observée à travers LW3, la seconde, à travers LW9. Les lignes verticales pointillées délimitent les changements de position du pixel sur le ciel, en mode mosaïque.

pouvoir fournir une mesure du fond du ciel lorsque le quadrillage choisi est plus grand que la source.

C.3.1.2 Les principales étapes de la réduction des données

Le courant d'obscurité. La première étape est de soustraire le « *courant d'obscurité* », ou « *dark* ». Celui-ci occasionne des différences de niveau entre lignes paires et impaires. Il a été modélisé par [Biviano et al. \(1998b\)](#), à partir de mesures de calibration, corrigées des dérives temporelles. La figure C.6 montre l'effet de la soustraction du courant d'obscurité sur une trame donnée. Les bandes horizontales disparaissent. Parallèlement, le signal est converti en ADU/Gain/secondes, lors de cette étape par le logiciel.

Les rayons cosmiques. Les « *rayons cosmiques* » – « *glitches* » en anglais – sont des pics d'intensité, produits par l'impact de particules chargées sur le détecteur. La figure C.7 montre l'allure temporelle et spatiale d'un rayon cosmique ordinaire. Leur impact est relativement court, cependant ils peuvent avoir un effet de mémoire plus ou moins long, en occasionnant une décroissance exponentielle, les « *faders* », ou une baisse de sensibilité momentanée du détecteur, les « *dippers* » ([Claret et al., 1998](#)). Ces pics sont retirés à l'aide d'un filtrage multirésolution ([Starck et al., 1999](#)) sur chaque bloc de donnée. Cette

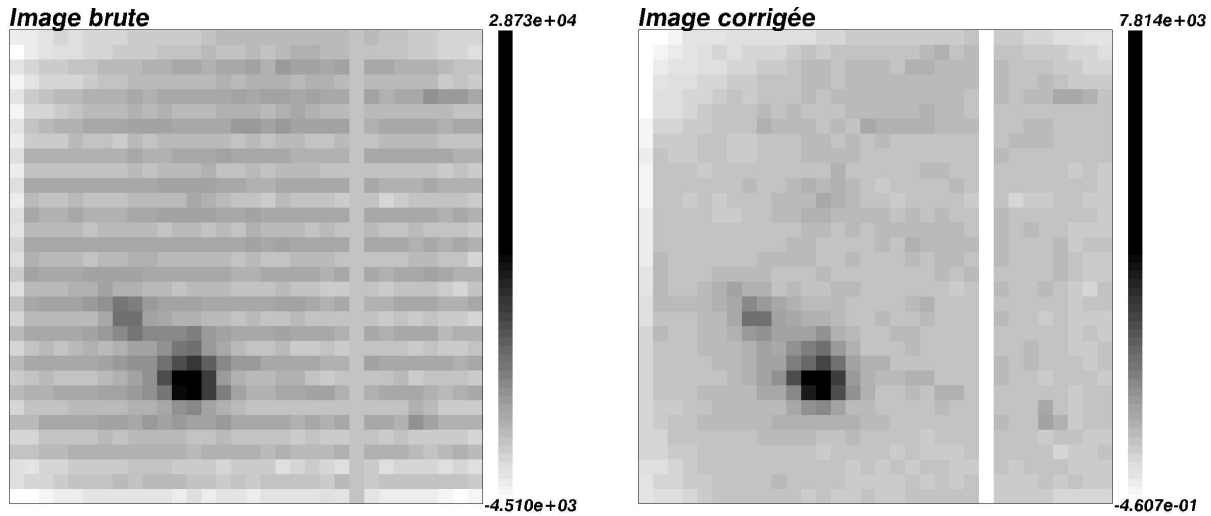


FIGURE C.6: **Correction du courant d'obscurité.** L'image de gauche est une trame brute, l'image de droite est la même trame, corrigée du courant d'obscurité. La bande blanche verticale est la colonne de pixels morte n°24. La dynamique de l'échelle d'intensité est identique pour les deux images. La source est la galaxie naine NGC 1569 (Madden et al., 2005).

méthode est inefficace pour retirer les « *faders* » et les « *dippers* ». Il faut donc examiner la coupe temporelle de chaque pixel, identifier les cosmiques restants, ainsi que leurs effets de mémoire, et les retirer manuellement. Cette étape est fastidieuse, mais nécessaire pour obtenir des données de qualités, particulièrement en mode CVF, où le nombre de trame par bloque, et le temps d'intégration par trame, habituellement utilisés, sont faibles.

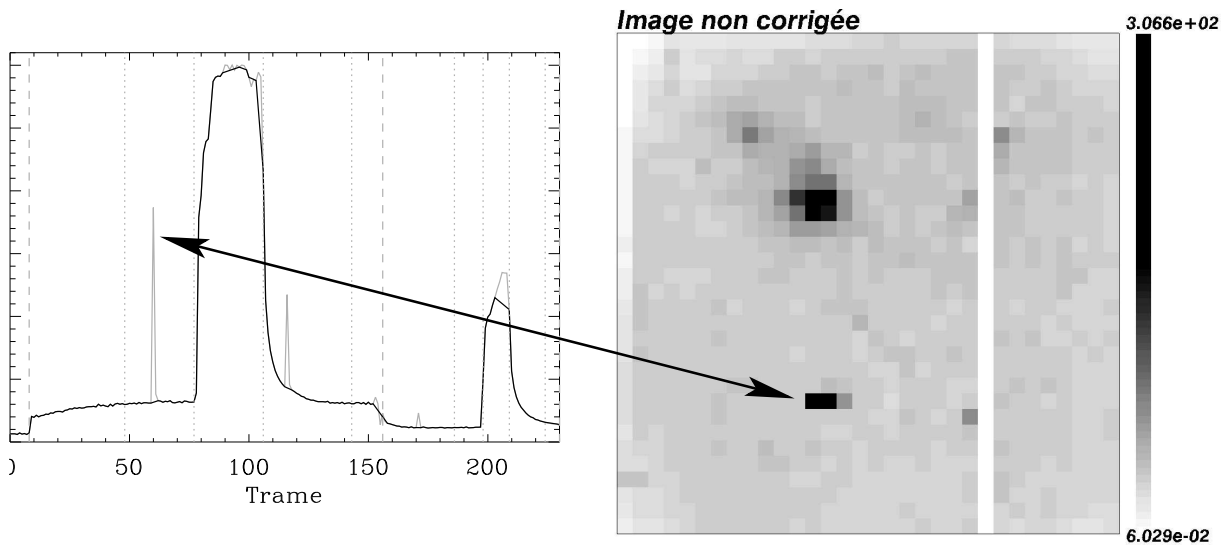


FIGURE C.7: **Effet d'un rayon cosmique sur la coupe temporelle et sur la trame.** La coupe temporelle, sur la gauche, représente le signal avant correction (en gris), et après suppression des cosmiques (en noir). L'image de droite est la trame lors de laquelle le premier rayon cosmique a percuté la matrice.

Les effets de mémoire. À cause de leur très faible température, les photoconducteurs utilisés en astronomie infrarouge présentent des effets de mémoire systématiques. La réponse, après une variation de flux, n'est pas instantanée, et dépend fortement de l'historique

du pixel. La figure C.8 montre la stabilisation du signal, après une marche de flux ascendante, et descendante. La réponse n'est jamais stabilisée et peut entraîner un biais de 10 %, sur la photométrie finale (Coulais & Abergel, 2000). La méthode utilisée pour corriger cet effet a été développée par Fouks & Schubert (1995) pour le détecteur Si :Ga d'ISOPHOT. Il existe également une dérive lente, sur la durée d'une observation, qui n'est pas corrigée par la méthode de Fouks & Schubert (1995). Elle est surtout sensible pour les grandes mosaïques, et a été discutée par Roussel (2001).

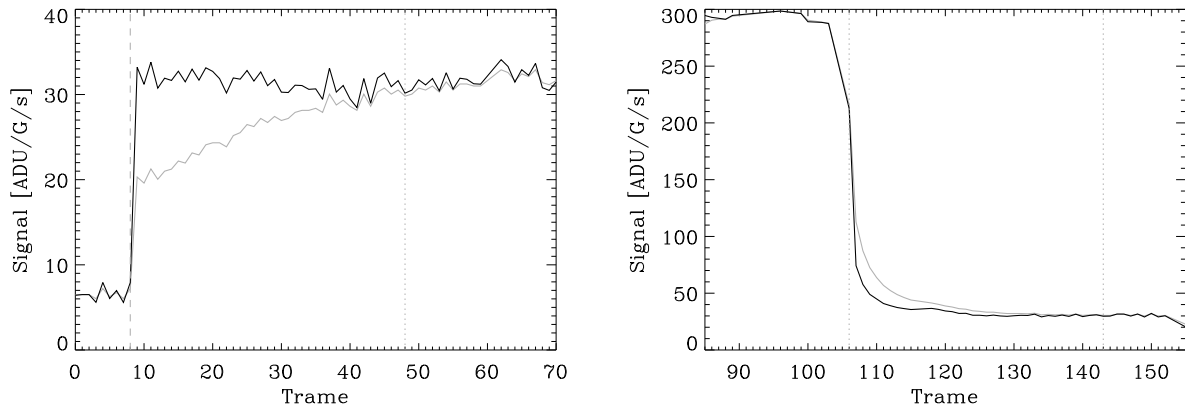


FIGURE C.8: **Correction des effets de mémoire.** Les courbes grises représentent les signaux non corrigés des effets de mémoire, et les courbes noires, le même signal, après application de la méthode de Fouks & Schubert (1995). La courbe de gauche montre une marche de flux ascendante, et celle droite une marche descendante.

Le champ plat. Chaque pixel de la matrice n'a pas la même réponse à une illumination uniforme. Pour corriger cet effet, il suffit de diviser le signal par la réponse de la caméra à un « *champ plat* », ou « *flat field* ». Ces champs plats peuvent être obtenus de deux manières différentes. La première – dite « *méthode de calibration* » – est d'utiliser les données de calibration en vol (Biviano *et al.*, 1998a). La seconde – dite « *méthode automatique* » – est de construire un champ plat, propre à l'observation que l'on souhaite réduire. En effet, si chaque pixel de la matrice regarde majoritairement le fond, sa valeur moyenne peut être utilisée pour calculer le champ plat. Cette dernière méthode est plus précise, mais entraîne des résultats faux, pour les pixels qui observent la source, durant une grande partie de l'observation. C'est le cas pour les galaxies naines, qui sont observées en mode CVF, avec un seul pointé, ou en bandes larges, sur de petites mosaïques, 2×2 . Pour ces données, j'ai utilisé une méthode hybride qui consiste à employer la méthode automatique pour les pixels du fond, et la méthode de calibration pour les autres.

Projection, distortion et photométrie. Les mosaïques sont ensuite projetées, en fonction de leur astrométrie, afin de construire une carte réelle. À ce moment-là, la distortion du champ (Okumura, 2000), qui dépend de la lentille de champ utilisée (figure C.2), est corrigée. Le signal est en ADU/G/s. Sa conversion en unités astrophysiques (mJy), se fait en utilisant les données de calibration en vol (Blommaert, 1998).

C.3.2 Obtenir des quantités astrophysiques

À ce stade de la réduction de données, tous les effets instrumentaux ont été corrigés. Il reste encore quelques étapes à réaliser, avant d'obtenir une image ou un spectre, qui soit

interprétable scientifiquement.

C.3.2.1 Soustraction de l'avant-plan zodiacal

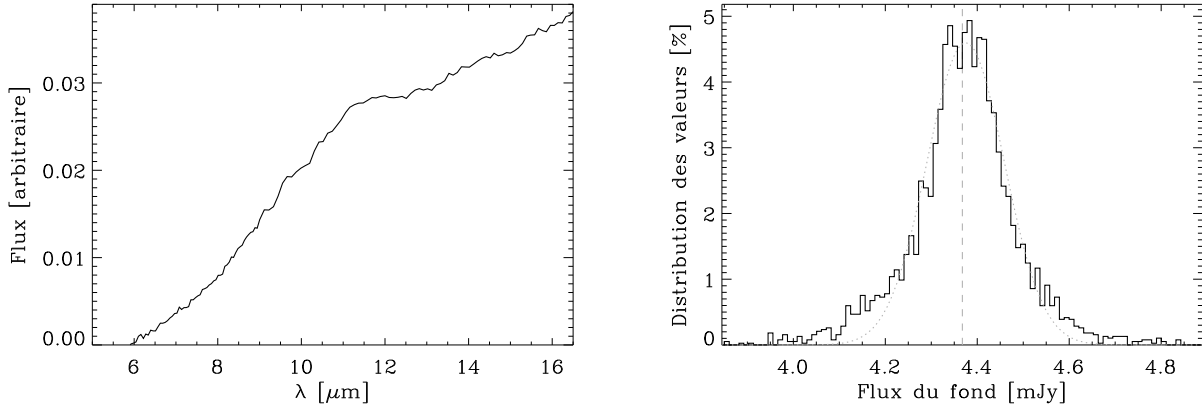


FIGURE C.9: **L'avant-plan zodiacal et la distribution des points du fond.** La courbe de gauche est un spectre du fond zodiacal, observé par ISOCAM. L'histogramme de droite est la distribution des points du fond, à travers LW3 – la source est NGC 1569. La courbe pointillée grise est une gaussienne ajustée à la distribution.

Les observations infrarouges sont contaminées par l'émission des poussières du milieu interplanétaire. Celle-ci est appelée « *fond zodiacal* » ou, plus judicieusement, « *avant-plan zodiacal* ». Cet avant-plan a été observé et modélisé par [Reach et al. \(1996\)](#). La figure C.9 montre, entre autres, un spectre de ce fond. Il ne contient pas de signatures spectrales particulières. Il peut être soustrait relativement facilement, si l'image contient des pixels voyant le fond. Sa contribution est pratiquement négligeable pour les sources brillantes – les galaxies à flambée de formation d'étoiles, comme M 82 – mais doit être prise en compte pour les sources faibles, comme les galaxies naines. Heureusement, dans ce dernier cas, il a été possible d'estimer ce fond. La distribution montrée à la figure C.9 est celle des points du fond en fonction de leur flux. On voit que cette distribution est à peu près symétrique. Elle est relativement bien approchée par une gaussienne, sauf au niveau des ailes. Pour déterminer la valeur à soustraire à l'image en question, on prend la médiane de la distribution. C'est un meilleur estimateur que la moyenne, dans ce cas-là, car il est moins sensible aux valeurs aberrantes, dues aux cosmiques mal retirés, par exemple. La figure C.10 montre la distribution, pour un CVF.

Lorsqu'aucun pixel ne voit le fond et que les sources sont faibles, il faut trouver une autre méthode. C'était le cas, pour plusieurs sources de l'échantillon de galaxies elliptiques, publié par [Xilouris et al. \(2004\)](#). Pour ces sources, nous avons extrapolé le profil de brillance, avec un profil de [Vaucouleurs \(1953\)](#), la valeur du fond étant un paramètre libre. On peut également, dans le cas d'un CVF, ajuster un spectre de fond zodiacal, comme celui de la figure C.9, sur les points des régions étendues, afin d'obtenir une limite supérieure de la valeur du fond.

C.3.2.2 Estimation des incertitudes

Pour obtenir des flux scientifiquement interprétables, il faut en estimer les incertitudes. Je les ai évaluées en m'inspirant, en grande partie, de ce qu'avaient fait [Roussel et al. \(2001b\)](#), et je les ai décrites dans le papier I ([Madden et al., 2005](#)). [Biviano \(1998\)](#) a identifié les différentes sources d'erreur, dans les observations ISOCAM. On peut en retenir principalement

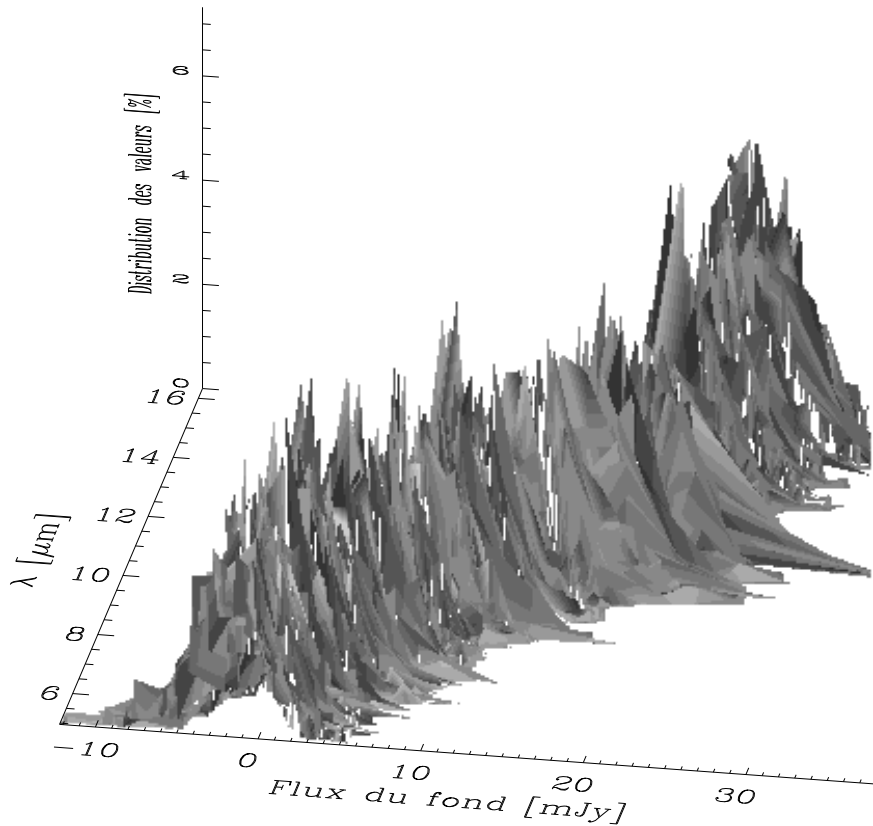


FIGURE C.10: **La distribution des points de l'avant-plan zodiacal, en fonction de la longueur d'onde.** Cette surface représente la distribution des points du fond, pour une observation CVF – celle de NGC 1569. C'est, en quelque sorte, la combinaison des deux courbes de la figure C.9.

trois. Notons $\Delta F_\nu(\lambda)$, l'incertitude sur le flux $F_\nu(\lambda)$, intégré dans un ouverture Θ . $F_\nu(\lambda)$ est la densité de flux par rapport aux fréquences, ou éclaircissement monochromatique, pris à la longueur d'onde λ . Notons $(i, j; \lambda)$, les coordonnées d'un pixel (i, j) , à la longueur d'onde λ . Dans le cas d'une intégration en bande large, cette longueur d'onde correspond à l'observation au travers d'un même filtre.

- 1) Le bruit de lecture et le bruit de photon, $\sigma_{\text{RMS}}(i, j; \lambda)$, sont estimés et propagés par le logiciel, en prenant la dispersion du signal. La contribution à l'erreur totale est la somme quadratique sur tous les pixels :

$$\Delta F_\nu^{\text{RMS}}(\lambda) = 2 \times \sqrt{\sum_{(i,j) \in \Theta} \sigma_{\text{RMS}}^2(i, j; \lambda)}. \quad (\text{C.1})$$

- 2) La non-stabilisation du signal est la contribution principale, dans la plupart des cas, avec une erreur d'environ 15 % sur le flux (Biviano, 1998). Celui-ci est estimé par la méthode décrite par Roussel *et al.* (2001b). À l'intérieur d'un bloc, on considère que toute variation du flux, supérieure à un niveau de $3 \times \sigma_{\text{RMS}}$, est un effet de mémoire. Notons, cette variation $\delta F_{3\sigma}(i, j; \lambda)$. Le temps de stabilisation est de l'ordre de 120 s, on

corrige ce terme par un facteur :

$$\begin{cases} f_{\text{stab}}(\lambda) = 1 & \text{si } t_{\text{integ}} \geq 120 \text{ s} \\ f_{\text{stab}}(\lambda) = \frac{120 \text{ s}}{t_{\text{integ}}} & \text{si } t_{\text{integ}} < 120 \text{ s} \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

La contribution à l'erreur totale est :

$$\Delta F_{\nu}^{\text{trans}}(\lambda) = \sqrt{\sum_{(i,j) \in \Theta} \delta F_{3\sigma}(i,j;\lambda) \times f_{\text{stab}}(\lambda)}. \quad (\text{C.3})$$

- 3) L'erreur sur la mesure de l'avant-plan zodiacal est donnée par la dispersion de la distribution des points du fond (figure C.9), σ_{zod}^2 . Cette valeur est identique, pour chaque pixel. La contribution à l'erreur totale est :

$$\Delta F_{\nu}^{\text{zod}}(\lambda) = 2 \times \sqrt{\sum_{(i,j) \in \Theta} \sigma_{\text{zod}}^2}. \quad (\text{C.4})$$

Cette dernière erreur est une incertitude statistique sur la mesure du fond, et non l'erreur systématique que l'on commet en prenant une région du ciel, contenant une émission résiduelle. À cela, s'ajoutent des erreurs de calibration systématiques : 5 % sur la calibration des flux (tableau C.3) et 5 % de variation selon l'orbite (Siebenmorgen *et al.*, 2000). Finalement, ces erreurs sont sommées quadratiquement :

$$\Delta F_{\nu}(\lambda) = \sqrt{[\Delta F_{\nu}^{\text{RMS}}(\lambda)]^2 + [\Delta F_{\nu}^{\text{trans}}(\lambda)]^2 + [\Delta F_{\nu}^{\text{zod}}(\lambda)]^2 + 2 \times [0.05 \times F_{\nu}(\lambda)]^2}. \quad (\text{C.5})$$

Le tableau C.5 donne la contribution de ces différents termes, dans deux cas concrets – M 82 est plus brillante que NGC 1569. On voit que ce sont les erreurs systématiques – celles dues aux transitoires – qui dominent.

		RMS	Transitoires	Zodiacal	Total
NGC 1569	moyenne	13 %	22 %	3 %	27 %
	$\lambda = 16 \mu\text{m}$	13 %	9 %	2 %	17 %
	$\lambda = 4 \mu\text{m}$	66 %	31 %	13 %	75 %
M 82	moyenne	1 %	4 %	1 %	8 %
	$\lambda = 16 \mu\text{m}$	1 %	1 %	2 %	8 %
	$\lambda = 4 \mu\text{m}$	8 %	13 %	4 %	17 %

TABLEAU C.5: **Contribution des différentes sources d'erreur**, dans le cas des CVF de NGC 1569 et de M82. La ligne « moyenne » donne la moyenne sur les longueurs d'onde, et les deux longueurs d'onde extrêmes du spectre sont indiquées, pour chaque galaxie. La valeur indiquée est $\Delta F_{\nu}^x(\lambda)/\Delta F_{\nu}(\lambda)$ pour chaque contribution x . Ces valeurs sont données pour une ouverture englobant toute la galaxie.

Il est très utile de vérifier les valeurs des flux obtenues, en les comparant à d'autres observations. Par exemple, la bande LW10 est identique à la bande IRAS à $12 \mu\text{m}$. On peut aussi intégrer le CVF dans une bande donnée – la bande N à $10.2 \mu\text{m}$, par exemple – et le comparer à une observation au sol. Dans le papier I, nous avons comparé, les flux IRAS à $12 \mu\text{m}$ globaux aux flux de nos spectres, intégrés dans cette même bande, pour appuyer nos résultats.

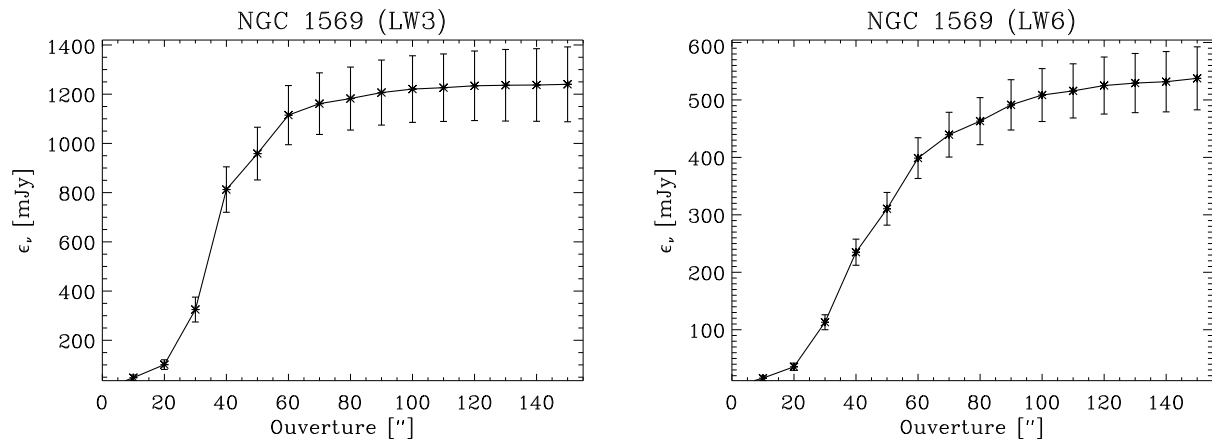


FIGURE C.11: **Courbes de croissance, pour NGC 1569**, à travers LW3 et LW6. Les ouvertures sont circulaires concentriques, centrées sur le barycentre de luminosité de la galaxie. La valeur portée en abscisse est le diamètre de cette ouverture. Les barres d'erreur sont les incertitudes totales sur le flux (équation C.5). Notations : ϵ_ν est l'éclairement monochromatique.

On peut également s'assurer de la qualité des données en construisant les « courbes de croissance », donnant la valeur du flux en fonction de l'ouverture. La figure C.11 montre de telles courbes, tracées pour NGC 1569, à travers LW3 et LW6, dans des ouvertures circulaires concentriques. En théorie, si le champ de vue utilisé englobe toute la galaxie – même l'émission diffuse étendue – ces courbes doivent devenir plates à partir d'un certain rayon. En effet, si le fond zodiacal a été correctement soustrait, le flux intégré ne change pas lorsque l'on y ajoute l'émission du fond, seul le bruit augmente.

C.3.2.3 Filtrage et déconvolution

Pour améliorer la qualité des résultats, on peut déconvoluer les données, spatialement et spectralement. J'ai utilisé les méthodes de filtrages et déconvolution multirésolution, développées par Starck (2001) et décrites par Starck *et al.* (1998). Il m'a été possible de déconvoluer les observations en bandes larges. Celles-ci avaient un rapport signal sur bruit suffisamment élevé. Sur la figure C.12, nous voyons, particulièrement bien, l'effet de la déconvolution, en comparant le nombre de pixels qu'occupe l'étoile de champ – source ponctuelle – située en haut, à droite de la galaxie, avant et après la déconvolution.

En revanche les spectres de galaxies naines étaient trop bruités pour les déconvoluer spatialement et spectralement. Je me suis contenté d'appliquer un filtre spatial multirésolution. Laurent (1999) discute les deux déconvolutions, dans le cas de sources brillantes – galaxies à flambée de formation d'étoiles normales.

C.3.3 Un exemple de session

Dans cette section, je vais décrire le déroulement d'une session typique de réduction de données ISOCAM, avec CIR. Cette section est un peu technique, mais elle sera peut-être utile à certains, étant donné qu'il n'y a pas de manuel de CIR. Le point-virgule marque un commentaire, sous IDL.

```
;; Lecture du fichier contenant les données brutes
```

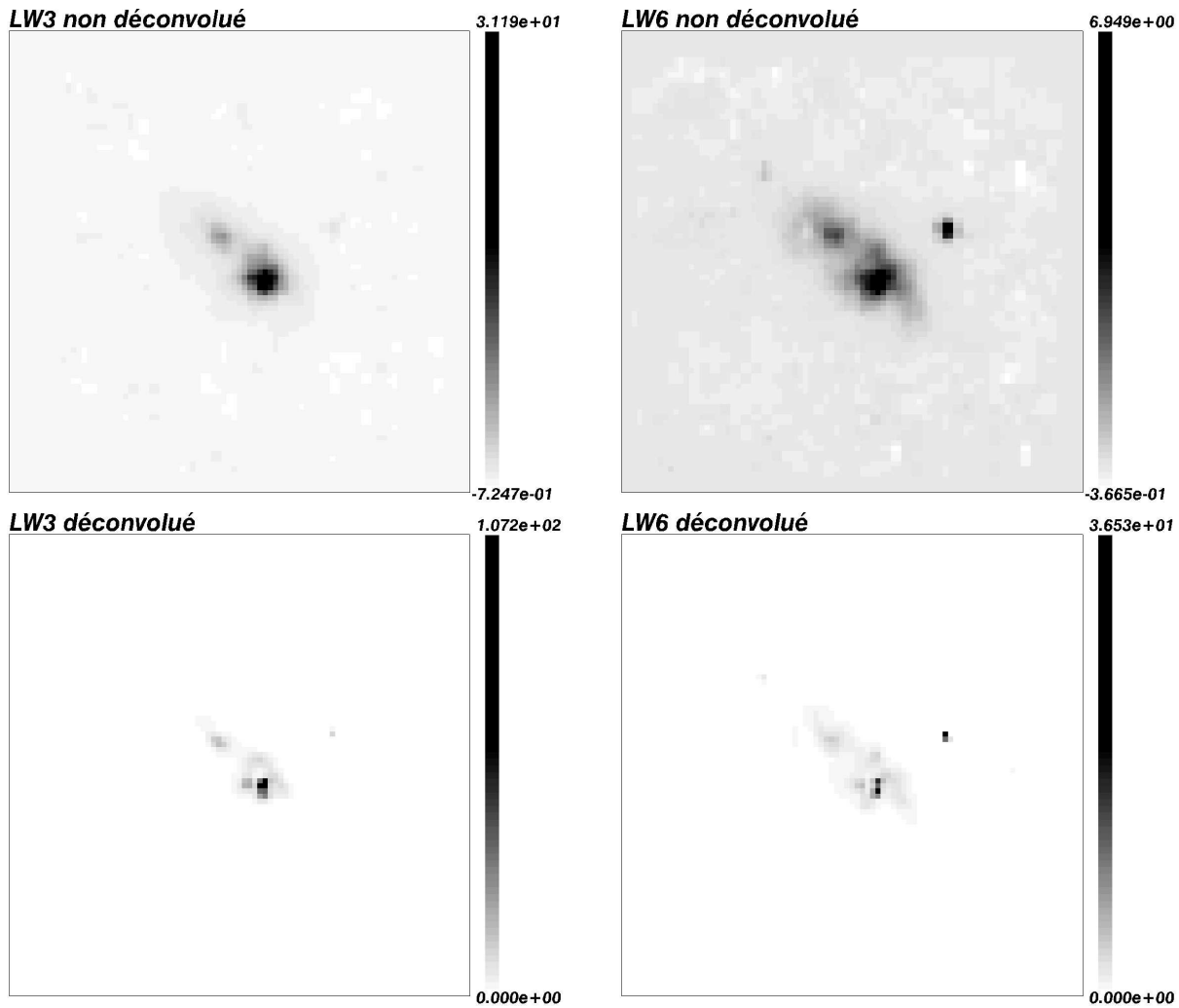


FIGURE C.12: Images de NGC 1569, avant et après déconvolution, dans les bandes LW3 et LW6 (Galliano *et al.*, 2003). La dynamique de l'échelle d'intensité est identique pour les quatre images, ainsi que le champ de vue.

```
xcisp = READ_XCISP('cisp86301387.fits',DIR='Data')

;; Correction du courant d'obscurité
CORRECT_DARK_VILSPA , xcisp

;; Correction des cosmiques par la méthode automatique
CORRECT_GLITCH_MR , xcisp

;; Correction des effets de mémoire
stab_img = MEDIAN_ARRAY(xcisp[0:10].data,xcisp[0:10].mask,DIM=3)
CORRECT_TRANSIENT_FS , xcisp , STAB_IMG=stab_img

;; Correction des cosmiques et des effets de mémoire résiduels, à la main
XCUBE , /GLITCH , xcisp
```

J'effectue habituellement cette étape manuelle, après la correction des transitoires, car l'inspection du cube de données est très longue et fastidieuse. En masquant les cosmiques et les

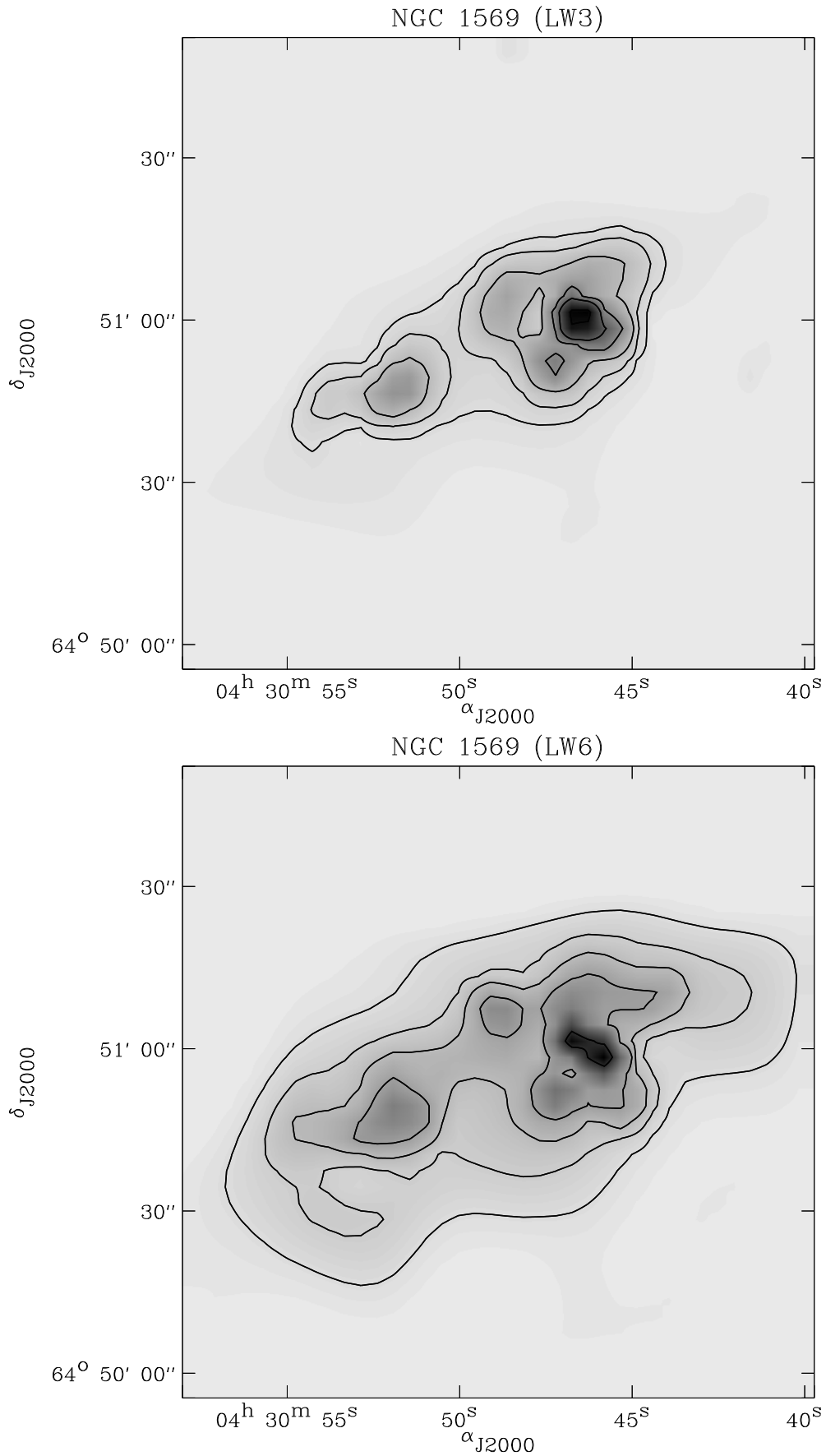


FIGURE C.13: Images finales de NGC 1569, à travers LW3 et LW6 (Galliano *et al.*, 2003). L'image du haut est LW3 et celle du bas LW6. La dynamique de la table de couleur est identique pour les deux images, ainsi que le champ de vue.

effets de mémoire résiduels, au même moment, on gagne beaucoup de temps. Concrètement, la dernière instruction a pour effet d'ouvrir une fenêtre, qui va nous permettre d'inspecter le cube de données et de masquer les pixels affectés. J'en profite, par la même occasion, pour masquer les pixels du bord du champ – une ou deux rangées, selon les cas – qui sont trop faiblement illuminés, et peuvent affecter la mesure du fond zodiacal.

```
;; Mise à jour de l'historique
ADD_HISTORY,xcisp,'xcube,/glitch','1.0',params='manual'

;; Extraction des données correspondant à LW3
lw3 = XSLICE(xcisp)
```

L'instruction précédente a pour effet d'ouvrir une fenêtre qui va nous permettre de choisir quelles données extraire. Dans le cas d'une observation en bande large, on aura à choisir un filtre donné – dans notre exemple, LW3.

```
REDUCE_PDS , lw3

;; Correction de champ plat
CORRECT_FLAT_MIXED , lw3
```

Cette procédure, `CORRECT_FLAT_MIXED`, n'appartient pas à CIR. C'est une méthode que j'ai développée, et qui est un mélange des méthodes « *automatique* » et « *de calibration* » (section C.3.1.2). Ces procédures, sous CIR, s'appellent `CORRECT_FLAT_AUTO` et `CORRECT_FLAT_LIBRARY`.

```
;; Soustraction du fond zodiacal
ZODIAC , lw3 , mask_lw3
```

Là encore, cette procédure est une routine personnelle. La variable `mask_lw3` masque la source. Ensuite, la procédure retire la médiane de la distribution des points du fond (section C.3.2.1).

```
;; Projection de la mosaïque et correction de la distortion
PROJECT_RASTER_DISTORTION , lw3

;; Conversion du flux
CONVERT_FLUX , lw3
```

Nous pouvons maintenant déconvoluer l'image, contenue dans la variable `lw3.raster`, en utilisant le logiciel MR/1 (Starck, 2001). La variable `psf_lw3` contient la PSF adéquate, construite d'après les fichiers de calibration. Il faut éliminer les trous de l'image – comme, la colonne de pixels morte – en extrapolant les parties manquantes, sans oublier de mettre à jour le RMS. Les paramètres utilisés ont été optimisés pour ce cas particulier.

```
;; Ecriture des fichiers fits
WRITEFITS , "psf_lw3_3.fits" , psf_lw3.raster
WRITEFITS , "lw3.fits" , lw3.raster
WRITEFITS , "lw3_rms.fits" , lw3.rmsraster

;; On déconvolue
SPAWN , 'mr_deconv -p -v -i 500 -e 0 -m 5 -s 3 -R lw3_rms.fits lw3.fits
        psf_lw3_3.fits lw3_deconv.fits'
```

Le traitement est similaire pour un CVF, à l'exception de la commande XSLICE, qui est remplacée par EXTRACT_CVF, et de PROJECT_RASTER_DISTORTION, qui est supprimée.

La figure [C.14](#) récapitule la procédure à suivre.

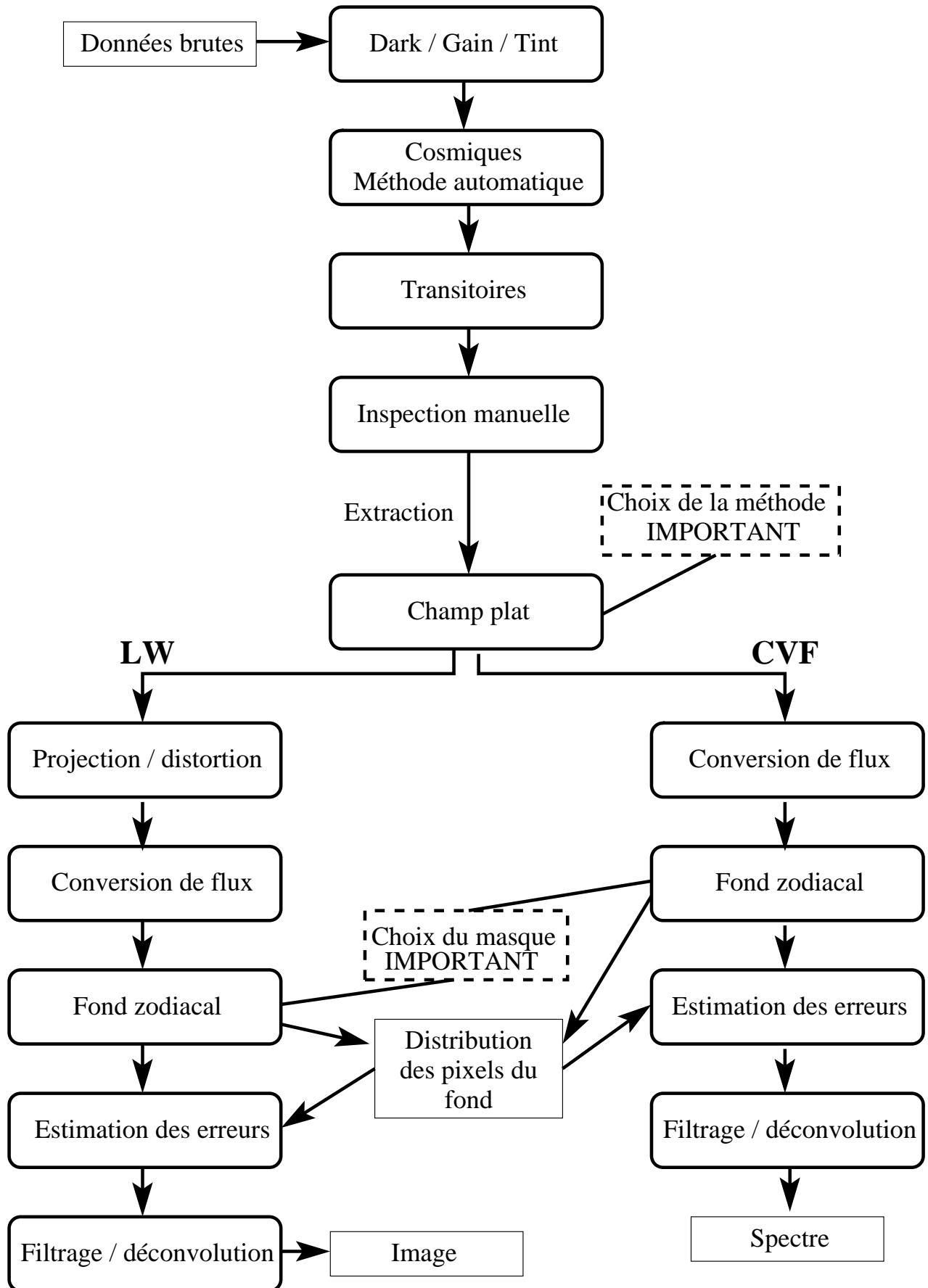


FIGURE C.14: Procédure de réduction des données ISOCAM.

Chapitre D

L'effet de la métallicité sur les spectres infrarouges

D.1	L'analyse des spectres pris par ISO	72
D.1.1	Les spectres en infrarouge moyen	72
D.1.1.1	Les composantes spectrales	72
D.1.1.2	La diversité des spectres selon les environnements	73
D.1.2	Choix d'une méthode de décomposition	75
D.1.2.1	Motivations	75
D.1.2.2	Description de la méthode	76
D.1.2.3	Variation spatiale des composantes spectrales	78
D.2	Étude spectroscopique de galaxies naines	79
D.2.1	Présentation	79
D.2.2	Publication : le papier I (<i>in English</i>)	79
D.2.3	Synthèse : caractéristiques spectrales des environnements de faible métallicité	95
D.3	Prolongation de l'étude à un échantillon plus varié	95
D.3.1	Présentation de l'échantillon	95
D.3.1.1	Motivations	95
D.3.1.2	Problèmes dus à l'hétérogénéité des observations	97
D.3.2	Corrélations entre composantes spectrales	98
D.3.2.1	Corrélations globales	98
D.3.2.2	Corrélations spatiales	100
D.3.3	Tentatives d'interprétation et perspectives	100

Les spectres sont des outils de diagnostic très puissants, en astrophysique. Ils nous renseignent sur les espèces chimiques présentes et sur les conditions physiques régnant dans les régions observées. D'une manière plus restreinte, ils contiennent des informations sur la géométrie du milieu. Certains auteurs font une différence entre les « distributions spectrales d'énergie », terme qui concernerait plutôt la manière dont se répartit l'émission du rayonnement, sur une large gamme de longueurs d'onde, et les « spectres », terme qui désignerait plutôt les signatures de certaines espèces – raies, bandes, etc. – même observées sur une échelle de longueurs d'onde réduite. Je n'ai pas fait cette distinction au chapitre A, puisque dans

l'absolu, un spectre est une distribution spectrale d'énergie. Au cours de ce chapitre, je parlerai exclusivement de spectres.

D.1 L'analyse des spectres pris par ISO

Ce chapitre présente des spectres observés par trois instruments embarqués à bord d'ISO : ISOCAM (chapitre C), ISOPHOT (Lemke *et al.*, 1996) et ISOSWS (de Graauw *et al.*, 1996). La résolution spectrale d'ISOCAM et ISOPHOT, $R = \Delta\lambda/\lambda \simeq 40$ est relativement moyenne, tandis que celle d'ISOSWS, $R \simeq 1000 - 2000$ est très fine. En revanche, seule ISOCAM a une résolution spatiale suffisante pour résoudre les sources auxquelles nous nous intéresserons.

D.1.1 Les spectres en infrarouge moyen

La section A.3.1 décrivait la diversité des distributions spectrales d'énergie de galaxies. Cette section en est le pendant observationnel. Elle a pour but de décrire la composition des spectres en infrarouge moyen.

D.1.1.1 Les composantes spectrales

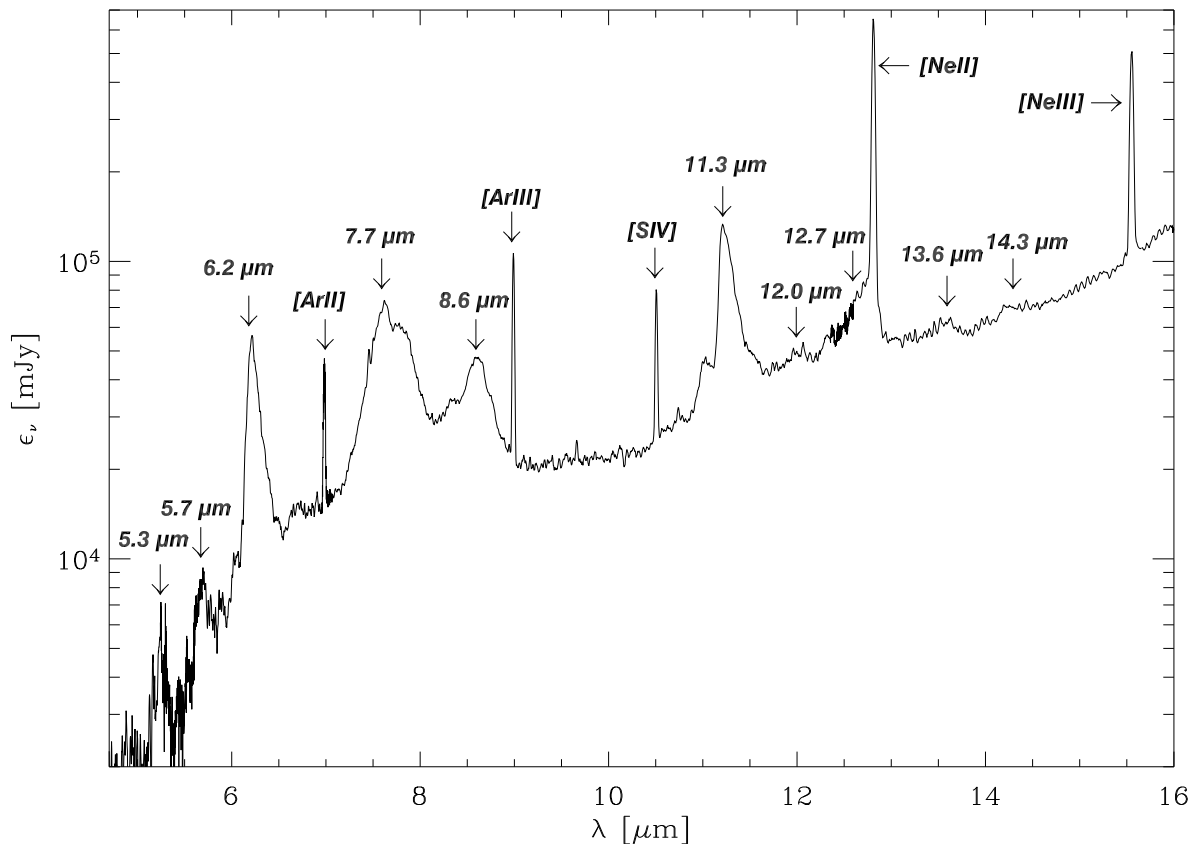


FIGURE D.1: Composantes d'un spectre en infrarouge moyen. Les bandes aromatiques et les raies ioniques sont indiquées. Cet exemple est le spectre ISOSWS de Orion 2 (Vermeij *et al.*, 2002). Notations : ϵ_ν est l'éclairement monochromatique et, λ , la longueur d'onde.

Un spectre infrarouge moyen contient des informations, en émission et en absorption, sur plusieurs composantes physiques du milieu interstellaire. La figure D.1 donne un exemple de spectre, en identifiant ses différentes composantes spectrales.

Le gaz ionisé émet plusieurs raies ioniques. Les plus brillantes, aux longueurs d'onde couvertes par ISOCAM, sont : [Ar II] $\lambda 6.98 \mu\text{m}$, [Ar III] $\lambda 8.99 \mu\text{m}$, [S IV] $\lambda 10.51 \mu\text{m}$, [Ne II] $\lambda 12.81 \mu\text{m}$ et [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$ (figure D.1).

La poussière se manifeste par l'intermédiaire :

- 1) de bandes aromatiques, émises par les PAHs (section B.2.2) ;
- 2) de très petits grains, produisant une émission continue thermique, croissante vers les grandes longueurs d'onde ;
- 3) de bandes en absorption – éventuellement en émission – de silicates à $9.7 \mu\text{m}$ (figure A.6), la bande à $18 \mu\text{m}$ étant hors des spectres ISOCAM.

Les étoiles vieilles ont un continuum en émission qui s'étend jusque dans l'infrarouge moyen.

L'hydrogène moléculaire présente une raie en émission à $9.6 \mu\text{m}$. Celle-ci est très faible, dans la plupart des spectres étudiés.

Le spectre de la figure D.1 est l'observation, avec ISOSWS, d'une région H II Galactique. La résolution spectrale d'ISOSWS permet de distinguer aisément les raies atomiques, des bandes aromatiques. Ces dernières sont plus larges. On remarque aussi l'importance du continuum des petits grains.

D.1.1.2 La diversité des spectres selon les environnements

Comme nous l'avons souligné à la section A.3.1, les conditions physiques du milieu interstellaire conduisent à des répartitions spectrales de l'énergie particulières. La figure D.2 montre quelques exemples de spectres ISO. Analysons les éléments qui font leur diversité.

Les spectres de la figure D.2 sont classés implicitement en fonction de l'importance relative du continuum des petits grains. Le spectre de la galaxie elliptique est très bruité. Il s'en dégage un continuum décroissant avec la longueur d'onde. Ce continuum est dû à l'émission des étoiles vieilles. On distingue, à $9.7 \mu\text{m}$, ce qui pourrait être la bande des silicates, en émission. Cette bande est caractéristique des étoiles AGB (Boulangier *et al.*, 2000, pour une revue), on l'observe dans ce type de galaxies, lorsque le signal est suffisant (Xilouris *et al.*, 2004, par exemple). Les bandes aromatiques dominent le spectre de la galaxie spirale. Celles-ci sont moins importantes, dans l'irrégulière naine, en raison de la faible métallicité. On remarque, par contre, la présence des raies [S IV] $\lambda 10.51 \mu\text{m}$ et [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$, dans cette galaxie riche en gaz.

Dans le spectre de la galaxie à flambée de formation d'étoiles, le continuum des petits grains prend de l'importance. Ceux-ci sont chauffés par le champ de rayonnement intense. La région de formation d'étoiles de faible métallicité et la région H II ont les mêmes caractéristiques spectrales : (i) la raideur du continuum des petits grains (ii) l'absence de bandes aromatiques, dont les porteurs sont probablement détruits par la dureté et l'intensité du champ de rayonnement et (iii) l'intensité de ses raies ioniques. La seule grande différence réside dans les raies qui sont excitées : [Ne II] $\lambda 12.81 \mu\text{m}$ et [Ar II] $\lambda 6.98 \mu\text{m}$, pour la région H II, et [S IV] $\lambda 10.51 \mu\text{m}$ et [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$, pour 30 Doradus. Enfin, le spectre du noyau actif ne présente pratiquement pas de signatures spectrales particulières. Il est dominé par un fort continuum, et la bande d'absorption des silicates.

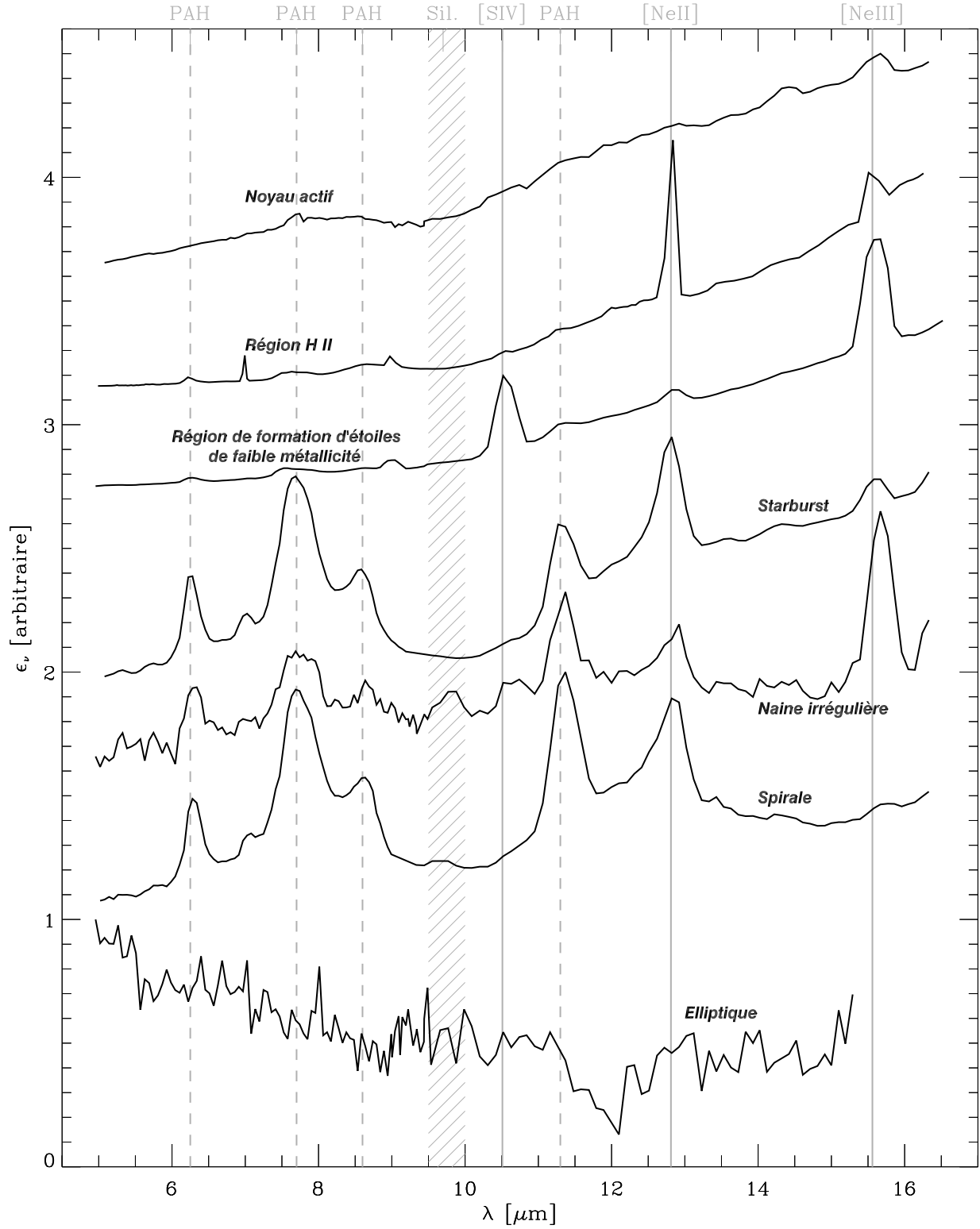


FIGURE D.2: **Diversité des spectres en infrarouge moyen.** Leur flux a été normalisé et ils ont été décalés. Le « noyau actif » est le noyau de NGC 1068 (Laurent et al., 2000), la « région H II » est IR 18434 (Peeters et al., 2002), la « région de formation d'étoiles » est 30 Doradus (Madden et al., 2005), le « starburst » est M82 (Laurent et al., 2000), la « naine irrégulière » est NGC 1140 (Madden et al., 2005), la « spirale » est NGC 1097 (Roussel et al., 2001a) et l'« elliptique » est NGC 1399 (Madden et al., 1997). Notations : ϵ_ν est l'éclairement monochromatique et, λ , la longueur d'onde.

D.1.2 Choix d'une méthode de décomposition

Il faut disposer d'une méthode de décomposition spectrale, pour analyser nos observations, afin d'en extraire une information quantitative. La méthode décrite dans cette section a été utilisée pour obtenir les résultats présentés dans les sections D.2 et D.3.

D.1.2.1 Motivations

Le choix de la méthode de décomposition repose sur plusieurs arguments. Nous voulions une méthode relativement simple, qui permette de séparer les principales composantes. Nous voulions que les seules informations, supposées a priori, soient le nombre, la longueur d'onde centrale et le profil des composantes. Enfin, pour pouvoir étudier un échantillon étendu, comprenant des spectres très différents, nous nous sommes imposé une méthode robuste, applicable à tous les spectres.

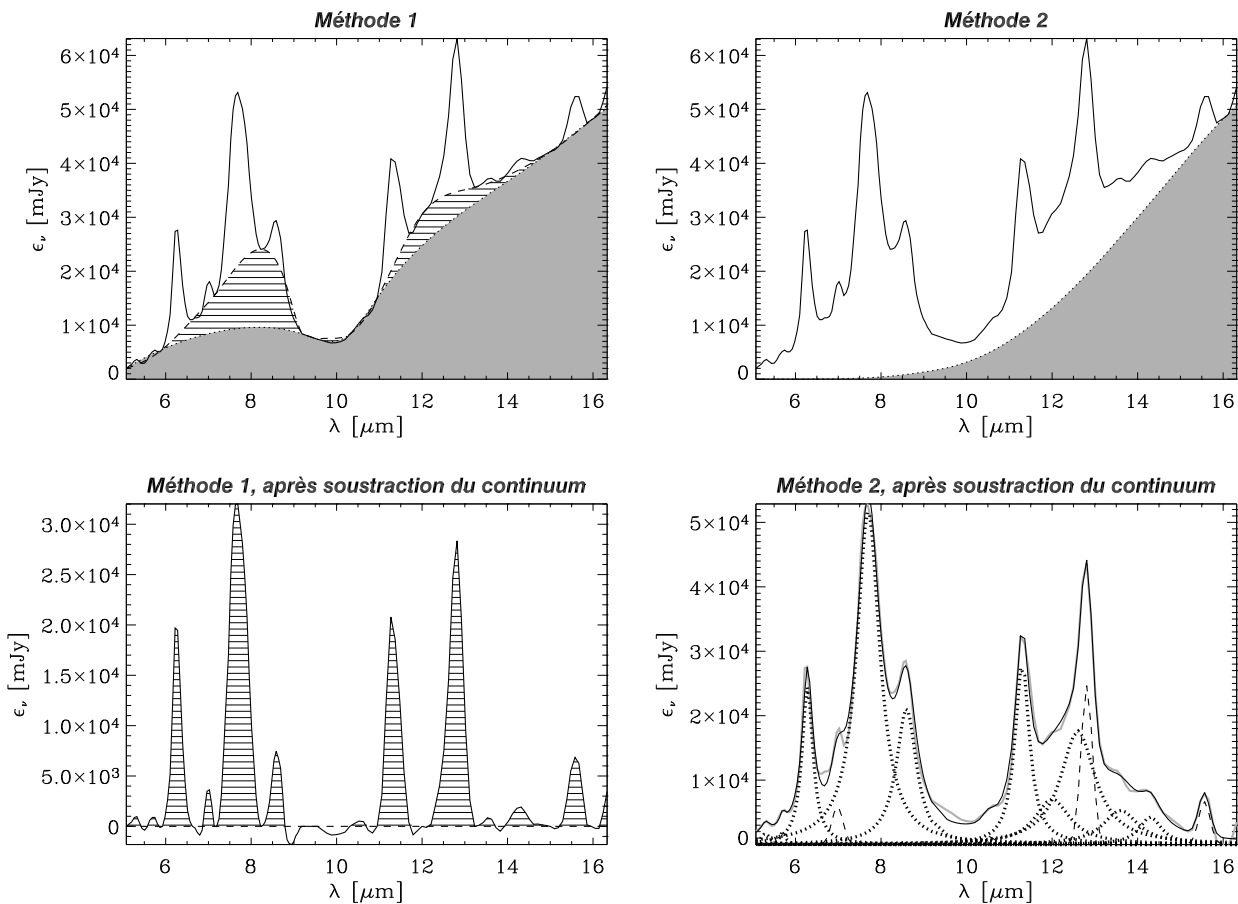


FIGURE D.3: Les deux principales méthodes de décomposition spectrale. La « méthode 1 » est la méthode « néerlandaise », et la « méthode 2 », la méthode « française ». Ces deux méthodes sont comparées sur le spectre de M82 (Laurent et al., 2000), intégré dans une ouverture circulaire de 24'' de diamètre. Notations : λ est la longueur d'onde, ϵ_ν est l'éclairement monochromatique.

Plusieurs méthodes d'analyse de spectres infrarouges existent, dans la littérature. Le profil des raies atomiques ne pose pas de problème, en raison de leur absence d'« ailes ». Les différences entre ces méthodes résident dans les manières d'ajuster le continuum et les bandes aromatiques. Les deux principales, que l'on peut identifier, sont illustrées par la figure D.3. Ce sont les suivantes – les noms de ces méthodes n'ont rien d'officiel.

- La méthode « néerlandaise » – utilisée par [Hony et al. \(2001\)](#) et [Vermeij et al. \(2002\)](#), en particulier – ne considère, dans l'émission des PAHs, que la partie émergente du continuum (partie gauche de la figure D.3). Plus précisément, si l'on suit la description faite par [Vermeij et al. \(2002\)](#), cette méthode est en deux étapes :

- 1) un premier continuum, modélisé par une fonction « spline », est contraint par les courtes longueurs d'onde du spectre, la région 9 – 10 μm , la base bleue de la raie du S IV et les points aux alentours de 11.7 μm (partie grise de la figure D.3, en haut, à gauche) ;
- 2) le plateau, sous les bandes à 7.7 et 8.6 μm , est ajusté par une seconde fonction « spline » (partie hachurée de la figure D.3, en haut, à gauche).

L'intensité des bandes est obtenue en intégrant le résidu (partie hachurée de la figure D.3, en bas, à gauche).

- La méthode « française » – utilisée par [Boulanger et al. \(1998\)](#), [Laurent et al. \(2000\)](#) et [Verstraete et al. \(2001\)](#), en particulier – suppose un profil lorentzien des bandes aromatiques (figure D.3). Les ailes de ces lorentziennes ont un rôle prédominant dans l'ajustement. Le continuum a une forme relativement simple – habituellement une droite, une loi de puissance, ou un corps noir modifié. L'intensité des bandes s'obtient en intégrant l'intensité sous les lorentziennes.

Avec ces deux méthodes, on ne mesure pas exactement les mêmes quantités. C'est une question de définition. Cependant, il faut en tenir compte dans l'interprétation physique. Le tableau D.1 compare les deux méthodes sur l'exemple de M 82.

Méthode	Intensités en $10^{-15} \text{ W m}^{-2}$			
	6.2 μm	7.7 μm	8.6 μm	11.3 μm
« néerlandaise »	397	820	81	179
« française »	930	2770	854	491

TABLEAU D.1: Comparaison des deux méthodes sur l'exemple de M 82 (figure D.3).

Note Technique :

Une erreur très courante est faite, avec les données ISO. Leur flux est une densité par rapport à la fréquence, donnée en fonction de la longueur d'onde : $\epsilon_\nu(\lambda)$. Il faut donc, pour avoir l'intensité I_0 d'une raie ajustée par un profil $p_\nu(\lambda)$, intégrer :

$$I_0 = \int_0^\infty p_\nu(\lambda) \frac{c}{\lambda^2} d\lambda. \quad (\text{D.1})$$

Cette remarque élémentaire est parfois oubliée.

D.1.2.2 Description de la méthode

La méthode que nous avons choisi d'utiliser s'inscrit dans la lignée de la méthode « française ». En particulier, le choix d'un profil lorentzien, pour les bandes aromatiques, repose sur des bases physiques. Leur largeur est probablement due à l'émission intrinsèque de chaque particule, et non pas à la superposition de plusieurs bandes ([Boulanger et al., 1998](#)).

La figure D.4 illustre cette méthode. L'ajustement des spectres comporte quatre composantes différentes.

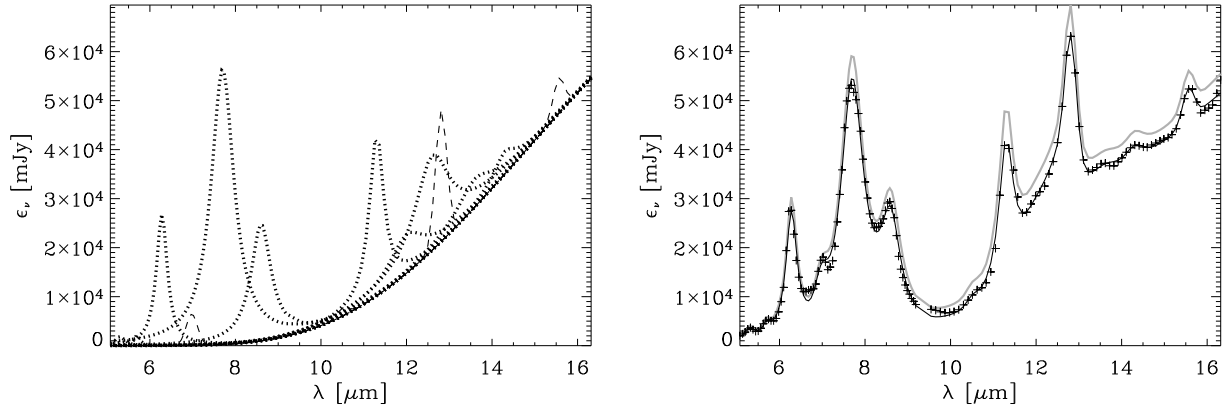


FIGURE D.4: **La méthode de décomposition spectrale choisie.** La figure de gauche montre la fonction analytique utilisée, mais non éteinte, ce sont les termes \mathcal{R}_ν , \mathcal{B}_ν et \mathcal{C}_ν de l'équation (D.6). Les courbes pointillées sont les lorentziennes, les tirets, les gaussiennes, et la courbe grise est le continuum. La courbe grise de la figure de droite montre la somme de ces termes, la courbe noire est la fonction éteinte, et les croix sont les observations. Ce spectre est celui de M82 (Laurent et al., 2000), intégré dans une ouverture circulaire de $24''$ de diamètre. Notations : λ est la longueur d'onde, ϵ_ν est l'éclairement monochromatique.

- 1) Les raies ioniques sont ajustées par des gaussiennes :

$$\mathcal{R}_\nu(A_{\mathcal{R}}, \nu_{\mathcal{R}}, \sigma_{\mathcal{R}}) = A_{\mathcal{R}} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\mathcal{R}}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_{\mathcal{R}})^2}{2\sigma_{\mathcal{R}}^2}\right), \quad (\text{D.2})$$

où $\sigma_{\mathcal{R}}$ est l'écart type, $\nu_{\mathcal{R}}$, la fréquence centrale, et $A_{\mathcal{R}}$, l'amplitude.

- 2) Les bandes aromatiques sont ajustées par des lorentziennes :

$$\mathcal{B}_\nu(A_{\mathcal{B}}, \nu_{\mathcal{B}}, \sigma_{\mathcal{B}}) = A_{\mathcal{B}} \times \frac{1}{\pi\sigma_{\mathcal{B}} \left(1 + \frac{(\nu - \nu_{\mathcal{B}})^2}{\sigma_{\mathcal{B}}^2}\right)}, \quad (\text{D.3})$$

où $\sigma_{\mathcal{B}}$ est la mi-largeur à mi-hauteur, $\nu_{\mathcal{B}}$, la fréquence centrale, et $A_{\mathcal{B}}$, l'amplitude.

- 3) Le continuum des petits grains est ajusté par un corps noir modifié :

$$\mathcal{C}_\nu(A_c, T) = A_c \times \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \times \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta, \quad (\text{D.4})$$

où T est la température, et A_c , l'amplitude.

- 4) Certains spectres présentent une bande d'absorption à $9.7 \mu\text{m}$ très marquée. Nous introduisons donc une composante d'extinction – sous la forme d'un simple écran :

$$\mathcal{E}(A_v) = \exp\left[-A_v \times \left(\frac{\tau_\nu}{A_v}\right)\right], \quad (\text{D.5})$$

où A_v est l'extinction en magnitude, dans la bande V, et τ_ν , la loi d'extinction de la figure A.4.

Toutes ces composantes sont ajustées en même temps, faisant partie d'une grande fonction, dont certains paramètres sont variés pour obtenir la meilleur χ^2 :

$$\mathcal{F}_\nu \left(\{A_{\mathcal{R},i}, \nu_{\mathcal{R}}, \sigma_{\mathcal{R},i}\}_i, \{A_{\mathcal{B},j}, \nu_{\mathcal{B},j}, \sigma_{\mathcal{B},j}\}_j, A_c, T, A_v \right) = \left[\sum_i \mathcal{R}_\nu(A_{\mathcal{R},i}, \nu_{\mathcal{R}}, \sigma_{\mathcal{R},i}) + \sum_j \mathcal{B}_\nu(A_{\mathcal{B},j}, \nu_{\mathcal{B},j}, \sigma_{\mathcal{B},j}) + \mathcal{C}_\nu(A_c, T) \right] \times \mathcal{E}(A_v), \quad (\text{D.6})$$

les indices i se rapportant aux raies ioniques et les indices j , aux bandes aromatiques. Nous utilisons la même largeur, $\nu_{\mathcal{R}}$, pour toutes les raies ioniques. En revanche, les largeurs des bandes sont adaptées à chacune. En effet, certaines bandes, comme celle à $7.7 \mu\text{m}$ sont doubles, et nous avons choisi de l'ajuster avec une seule lorentzienne, qui est donc plus large. D'un point de vue pratique, les spectres décalés vers le rouge sont ramenés dans leur référentiel de repos. Les longueurs d'onde centrales des raies ioniques sont fixées, mais celles des bandes aromatiques peuvent légèrement varier autour de la valeur centrale. Le tableau D.2 rassemble les longueurs d'onde des composantes utilisées.

Raies ioniques									
[Ar II]	[Ar III]	[S IV]	[Ne II]	[Ne III]					
6.98 μm	8.99 μm	10.51 μm	12.81 μm	15.56 μm					
Bandes aromatiques									
5.3 μm	5.7 μm	6.2 μm	7.7 μm	8.6 μm	11.3 μm	12.0 μm	12.7 μm	13.6 μm	14.3 μm

TABLEAU D.2: Composantes utilisées pour ajuster les spectres ISO.

D.1.2.3 Variation spatiale des composantes spectrales

L'avantage d'ISOCAM, outre sa sensibilité, est son mode spectro-imagerie, qui dans le cas de sources résolues, permet d'étudier les variations spatiales des composantes spectrales. En principe, nous pouvons utiliser la méthode présentée à la section D.1.2.2, en l'appliquant à chaque pixel, et non plus à un flux intégré dans une ouverture. C'est ce que montre la figure D.5. Nous obtenons ainsi l'intensité de chaque composante, en tous les pixels.

En pratique, il faut prendre garde au fait que la résolution spatiale dépend sensiblement de la longueur d'onde (figure C.4). L'image de la figure D.5 a été construite en suivant la méthode suivante.

- 1) Les pixels les plus bruités donnent des ajustements aberrants. Nous avons donc appliqué un critère de sélection : les cartes ne sont construites que pour les pixels dont le flux est supérieur à $4 \times \sigma_{\text{RMS}}$ (section C.3.2.2).
- 2) Ensuite, chacun des pixels sélectionnés est ajusté en suivant la méthode décrite à la section D.1.2.2.
- 3) La PSF, correspondant à chaque composante est retirée. Nous prenons pour référence la longueur d'onde centrale de la composante, car la PSF varie peu sur les quelques dixièmes de microns de largeur (figure C.4). La carte est déconvoluée, puis convoluée par la PSF de la raie [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$. Cette raie est en effet celle qui a la résolution la plus faible – $10''$, dans le cas le plus défavorable d'une PFOV de $6''$.

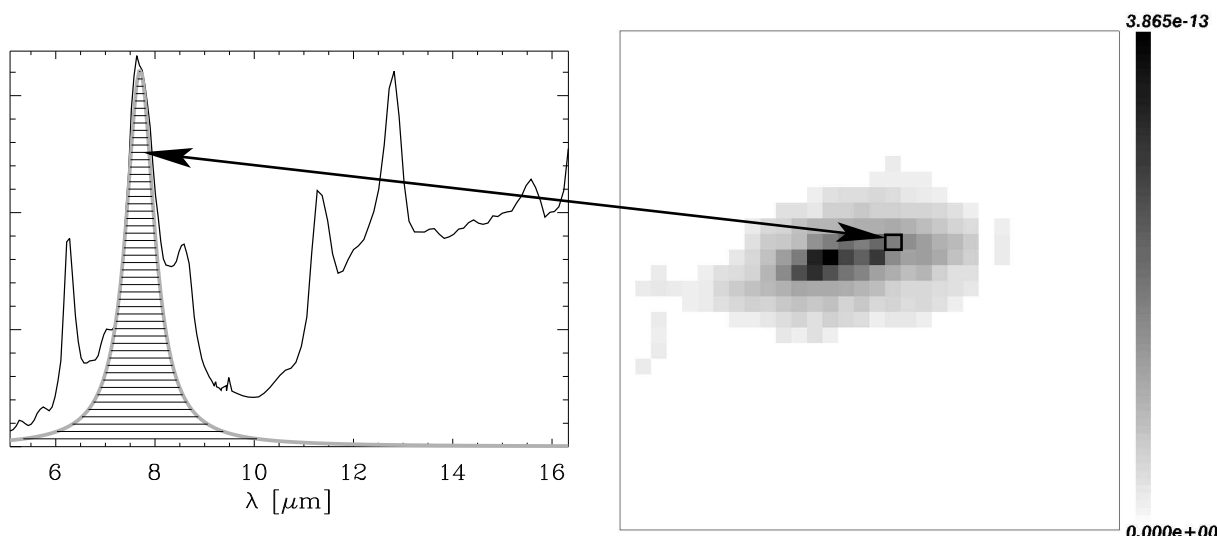


FIGURE D.5: **Construction de la carte d'une composante spectrale.** Le spectre de gauche correspond au pixel indiqué par la flèche, sur l'image de droite. L'image de droite est la carte de l'intensité de la bande à $7.7 \mu\text{m}$. Cet exemple est le spectre de M82 (Laurent *et al.*, 2000).

D.2 Étude spectroscopique de galaxies naines

Le contenu de cette section est en cours de publication. L'article (Madden *et al.*, 2005) est présenté à la section D.2.2, dans son état actuel.

D.2.1 Présentation

Le but de cette étude était d'analyser les spectres, pris par ISOCAM, d'un petit échantillon de galaxies naines : NGC 1569, NGC 1140, II Zw 40 et la région 30 Doradus du grand nuage de Magellan. Il existe peu de galaxies naines dont un spectre infrarouge moyen a été mesuré. Quelques observations avaient été effectuées, au sol, sur l'UKIRT, par Wynn-Williams & Becklin (1986). ISO a été le premier observatoire disposant d'instruments assez sensibles pour étudier plusieurs galaxies, en détail :

- SBS 0335-052 a été observé par Thuan *et al.* (1999), avec ISOCAM ;
- NGC 5253 par Crowther *et al.* (1999), avec ISOSWS ;
- la région B1#1 du petit nuage de Magellan, par Reach *et al.* (2000), avec ISOCAM ;
- la région N 66 du petit nuage de Magellan, par Contursi *et al.* (2000), avec ISOCAM ;
- N 4, dans le grand nuage de Magellan, par Contursi *et al.* (1998), avec ISOCAM, et par Vermeij *et al.* (2002), avec ISOPHOT ;
- 30 Doradus, dans le grand nuage de Magellan, par Vermeij *et al.* (2002), avec ISOPHOT ;
- des observations au sol ont été menées sur He 2-10, en particulier – *communication privée* de Marc Sauvage.

L'étude présentée dans cette section, s'intéresse à des galaxies de métallicité proche de celle des nuages de Magellan ($Z = 1/3 - 1/6 Z_{\odot}$).

D.2.2 Publication : le papier I (*in English*)

MADDEN, S. C., GALLIANO, F., JONES, A. P., & SAUVAGE, M. 2005, Astronomy and Astrophysics, en préparation,

ISM properties in low-metallicity environments
I. Mid-IR spectroscopy of dwarf galaxies.

ISM Properties in Low-Metallicity Environments

I. Mid-Infrared Spectra of Dwarf Galaxies

Suzanne C. Madden¹, Frédéric Galliano¹, Anthony P. Jones², and Marc Sauvage¹

¹ Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, l'Orme des Merisiers, 91191 Gif sur Yvette, France

² Institut d'Astrophysique Spatiale (CNRS), Université de Paris XI, 91405 Orsay, France

Received / Accepted

Abstract. We present new ISOCAM-CVF mid-infrared spectra of three starbursting nearby dwarf galaxies, NGC 1569, NGC 1140 and II Zw 40. We analyse the various components of the ISM probed by these observations and compare them with other results in the literature, including Galactic regions and normal starbursts. Some correlations are established between line ratios. We discuss the effects that can have the low-metallicity of the ISM and the intensity of radiation field, on the shape of these spectra.

Key words. Infrared: galaxies – galaxies: dwarf – galaxies: starburst – galaxies: NGC 1569 – galaxies: II Zw 40 – galaxies: NGC 1140 – ISM: low metallicity, dust, H II regions

1. Introduction

Understanding the interplay between star formation and the interstellar medium (ISM) in low-metallicity environments, perhaps characteristic of primordial galaxies, can be attempted through the local universe dwarf galaxies. Much of what we have gleaned about the state of the ISM and star formation properties in dwarf galaxies has been derived, historically, from optical photons. However, more recently, we have had access to a vast Infrared Space Observatory (ISO) mid-infrared (MIR) database from which new thoughts on the nature of the ISM of dwarf galaxies are emerging. For example, the amount of dust that is actually present in dwarf galaxies is being called into question in several cases (Hunt et al. 2001; Vacca et al. 2002; Plante & Sauvage 2002; Lisenfeld et al. 2002; Galliano et al. 2003, 2005), as a result of the modeling of the dust emission spectral energy distribution (SED). The myth that effects of dust can be ignored or treated lightly in dwarf galaxies is on the way to banishment, and opens our eyes to the possibility of optically hidden, embedded star formation activity in these low metallicity systems.

Until recently, our knowledge of the dust emission properties of dwarf galaxies was dependent primarily on 4 IRAS data points. ISO has provided the sensitivity to begin the exploration of the details of the MIR wavelength regime, where a wide variety of physical components of the ISM can be traced. The availability of the ISOCAM and

SWS MIR spectra, provided the momentum to study the MIR to millimetre (mm) SEDs of dwarf galaxies in better detail, from which the nature of the detailed dust properties in galaxies can be more accurately modeled. Galliano et al. (2003, 2005) determined that the shape of the MIR SED is a particularly critical factor in constraining dust models for the MIR to millimetre (mm) SEDs of dwarf galaxies. Thus the MIR camera on board ISO, ISOCAM (Cesarsky et al. 1996a), has proven to be invaluable in probing the various components of the MIR regime of a number of low-metallicity dwarf galaxies, demonstrating their widely-varying MIR characteristics (Madden 2000), which also differ remarkably from those of the more metal-rich starburst galaxies. Some of the brightest dwarf galaxies have also been valiantly observed from the ground in MIR wavelengths (Roche et al. 1991; Dudley 1999; Vacca et al. 2002; Plante & Sauvage 2002; Vanzi & Sauvage 2004). In this paper, we explore the MIR properties of a sample of dwarf galaxies, using ISOCAM spectra from $\lambda = 4 \mu\text{m}$ to $18 \mu\text{m}$.

Great progress has been made in understanding the MIR dust characteristics through recent studies of Galactic regions and gas and dust rich galaxies (Helou et al. 2000; Vigroux et al. 2001; Roussel et al. 2001b; Dale & Helou 2002; Lutz et al. 1996; Sturm et al. 2000), that we can now explore the effects of low-metallicity on the dust and gas properties. The MIR regime provides unique advantages for characterising the physical properties of the dust and gas in galaxies, particularly due to the fact that it contains a wide variety of ISM diagnostics that

Send offprint requests to: smadden@cea.fr

are not heavily effected by extinction. There is a factor of 10 less extinction in the MIR compared to optical wavelengths. Nebular emission lines from neon, argon and sulfur are present in the ISOCAM range, displaying unique new global properties of star formation activity, which can have some bearing on the low-metallicity environment, directly or indirectly. An important aspect in studying dwarf galaxies in the MIR wavelength range is to discern variations in the spectral characteristics of the dust and gas emission between the low-metallicity and normal metallicity ISM, perhaps establishing useful tracers for possible primordial conditions in more distant galaxies.

For this study we present new MIR spectra for the 4 dwarf galaxies, NGC 1569, NGC 1140 and II Zw 40, whose full dust SEDs have been successfully modeled by Galliano et al. (2003, 2005), as well as the MIR spectra in vicinity of 30 Doradus in the LMC. Additionally, we add to our study other low metallicity sources which have previously been presented: NGC 5253 (Crowther et al. 1999); the $1/40 Z_{\odot}$ galaxy, SBS 0335-052 (Thuan et al. 1999); a quiescent molecular cloud in the SMC, SMC B#1 (Reach et al. 2000) and N66 in the SMC (Contursi et al. 2000). These galaxies possess very massive young star clusters and super star clusters (SSCs), which represent unusual and relatively rare modes of star formation with stellar surface densities orders of magnitude in excess of normal HII regions and OB associations (O'Connell et al. 1994)), some of which can be embedded, while the precise nature of the star formation maybe be concealed. It is thought that these super star clusters will evolve into globular clusters, which are typically products of merging and collapsing of protogalaxies. The combination of the relatively high angular resolution and high sensitivity in the MIR using ISOCAM, provides a unique opportunity to study the impact of the environment of SSCs on the nature of the surrounding dust. As SSCs have strong stellar winds from the densely packed, rapidly-evolving stars, the presence of dust, as well as HII regions in the immediate vicinity may not be immediately obvious (Burkert & Smith 2000; Martin 1997, 1998) and may be hindering our view of star formation.

The 8 low metallicity sources discussed in this article range in metallicity from $Z = 1/40 Z_{\odot}$ to $1/2 Z_{\odot}$, and provide a variety of spatial scales, from our neighboring Magellanic Clouds ($D \simeq 50$ kpc), to that of our most distant source, NGC 1140 ($D = 20$ Mpc) (Table 1). Thus, the linear physical scales range from 1 kpc to 4 kpc, given the spatial resolution of $6''$ of ISOCAM on ISO.

The paper is organised as follows: Sect. 2 presents the new ISOCAM CVF observations, Sect. 3 is the spectral analysis, describing how the components of MIR spectra are modeled, separating the MIR nebular lines, the PAH bands and the continua. Also in Sect. 3, we compare the properties of some of the galaxies with the Galactic HII region/molecular cloud, M 17. Further interpretation of the ionic line ratios, the PAH band ratios, and the continuum emission are presented in Sect. 4, along with other

sources presented here and in the literature. Sect. 5 ties up the paper with a summary.

2. Observations and Data Reduction

The CVF spectro-images were made with ISOCAM (Cesarsky et al. 1996a) on board the ISO satellite Kessler et al. (1996), using a 32×32 detector array of 6 arcsec pixels for NGC 1569 and NGC 1140, and 3 arcsec pixels for II Zw 40, giving a camera field of view of $192'' \times 192''$ and $96'' \times 96''$, respectively. The CVF performed spectral imaging from $\lambda = 5 \mu m$ to $16.5 \mu m$ with one pointing of two CVFs, from $\lambda = 16.5$ to $9 \mu m$ and from $\lambda = 9.5$ to $5 \mu m$, with a spectral resolution of $\lambda/\Delta\lambda = 35$ to 51 across the full spectra. The total integration time for each of these 3 galaxies was 1^h30^m . With the pixel field of view (PFOV) used, the camera observed beyond the extended emission of the entire galaxies so that the foreground emission could be obtained directly from the maps, except in the case of the Magellanic cloud regions.

We reduce the ISOCAM data of NGC 1569, NGC 1140 and II Zw 40 and as well as the already published LMC 30 Dor, SMC N 66 and SMC B#1 (Table 1). For this we use and adapted the CIR (CAM Interactive Reduction; Version: JAN01; Chaniel 2003) package and private IDL routines, taking great care to examine the data between each step of the processing in order to verify the data reduction and to look for evidence of artifacts. We proceeded in the following way:

- 1) *Dark currents*: The subtraction of the dark currents is performed using a model which predicts the time evolution for each row of the detector (Biviano et al. 1998), taking into account drifts along each orbit and each revolution. The correction implemented in CIR is a second order correction avoiding negative values.
- 2) *Cosmic ray impacts*: We masked the glitches using multi-resolution median filtering (Starck et al. 1999) on each block of data after slicing the cube. This method works well for common glitches except for faders and dippers (Claret et al. 1998). In addition, we perform manual deglitching after the transient correction (see below), examining the temporal cut for each pixel and masking the bad pixels. Thus, we were able to remove the remaining glitches which were not found by the automatic method. Moreover, we removed the slowly decreasing tails after each glitch. These were not always masked by the algorithm. We also examined the pixels in the vicinity of all of the strong glitches.
- 3) *Transient effects*: ISOCAM is subject to systematic memory effects due to the very long time needed for the signal to stabilize. We corrected this using the Fouks-Schubert method (Coulais & Abergel 2000) which provides good photometric accuracy without any fitting. We noticed that the corners and the edges of the field were not sufficiently illuminated, thus we mask the borders of the detector to allow proper flat-fielding and background subtraction.
- 4) *Flat-fielding*: The galaxies were observed with a single

Table 1. Sources used in this study. The dates indicate when the observations were made by ISO; the R.A. and Dec. are the coordinates of the center of the field.

Source	date	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	Distance (Mpc)	12+log(O/H)	MIR References
NGC 1569	Mar 1998	04 ^h 30 ^m 49 ^s .1	64°50′52.8″	2.2	8.29	this study
II Zw 40	Oct 1997	05 ^h 55 ^m 42 ^s .7	3°23′29.5″	10	8.1	this study
NGC 1140	Feb 1998	2 ^h 54 ^m 33 ^s .5	-10°01′44.0″	23	8.43	this study
NGC 5253	Jan 1997	13 ^h 39 ^m 56 ^s .	-31°38′29″	4.1	8.23	Crowther et al. (1999)
SMC N 66	Sep 1996	0 ^h 59 ^m 02 ^s .	-72°10′36″	0.057	8.2	Contursi et al. (2000)
SMC B#1	July 1996	0 ^h 45 ^m 33 ^s .	-73°18′46″	0.04	8.2	Reach et al. (2000)
LMC 30 Dor	Oct 1997	5 ^h 38 ^m 34 ^s .	-69°05′57″	0.05	8.3	this study

pointing. Therefore, we could not use redundancy to build a flat-field for the entire detector. We computed a hybrid flat-field image placing a mask on the source and computing a flat field outside this mask from the median of the temporal cut for each pixel. For the pixels which were on-source, the flat-field response was set to the corresponding calibration flat-field.

5) *Flux conversion*: The conversion from Analog Digital Units to mJy/pixel was performed using the standard in-flight calibration data base.

6) *Foreground subtraction*: To remove the Galactic zodiacal light contribution, the source was masked and, for a given wavelength, the median of the pixels which are off-source were subtracted from each pixel.

7) *Filtering*: We apply a multiresolution filtering method from the MR/1 package (Starck et al. 1998). Each image corresponding to a given wavelength was filtered with a threshold of 3σ . The final spectra are shown in Fig. 2.

8) *Uncertainties evaluation*: To estimate the uncertainty $\Delta F_\nu(\lambda)$ on the net flux $F_\nu(\lambda)$ integrated in a circular aperture Θ , we quantify the various contributions induced by the data reduction steps and the remaining errors. We propagate the statistical fluctuations for each pixel $(i, j; \lambda)$ at a given wavelength λ , $\sigma_{\text{RMS}}(i, j; \lambda)$ along each step of the processing. The uncertainty due to these fluctuations on $F_\nu(\lambda)$ in Θ is $\Delta F_\nu^{\text{RMS}}(\lambda) = \sqrt{\sum_{(i,j) \in \Theta} \sigma_{\text{RMS}}^2(i, j; \lambda)}$.

We estimate the error due to the foreground subtraction using the standard deviation, σ_{zodiacal} , of the distribution of the points used to compute the median. This error is $\Delta F_\nu^{\text{zodiacal}}(\lambda) = \sqrt{\sum_{(i,j) \in \Theta} \sigma_{\text{zodiacal}}^2} = \sqrt{N_\Theta \sigma_{\text{zodiacal}}^2}$ where N_Θ is the number of pixels inside the aperture Θ . The uncertainty due to remaining memory effects was estimated by considering, inside a block, the amplitude of the variations of each pixel up to $3\sigma_{\text{RMS}}$, $\delta F_{3\sigma}(i, j; \lambda)$. We also take into account the time needed for the signal to stabilize using a factor, $f_{\text{stabilization}}$, which is equal to 1 if the signal is assumed to be stabilised and equals $(120 \text{ s})/\Delta t$ if not stabilised (Roussel et al. 2001b). The uncertainty due to transients is, finally, $\Delta F_\nu^{\text{transients}}(\lambda) = \sqrt{\sum_{(i,j) \in \Theta} (\delta F_{3\sigma}(i, j; \lambda) \times f_{\text{stabilization}}(\lambda))^2}$. The total uncertainty on the net flux is the sum of these different contributions plus 5% of the flux due to absolute calibration errors and 5% due to variations along each orbit

Siebenmorgen et al. (2000):

$$\Delta F_\nu(\lambda) = [(\Delta F_\nu^{\text{RMS}}(\lambda))^2 + 2 \times (0.05 \times F_\nu(\lambda))^2 + (\Delta F_\nu^{\text{zodiacal}}(\lambda))^2 + (\Delta F_\nu^{\text{transients}}(\lambda))^2]^{1/2}. \quad (1)$$

Table 2 gives an example of the level of the uncertainties for each step, and total, for NGC 1569.

Table 2. Example of the various uncertainties quantified for the global CVF of NGC 1569.

	RMS	Transients	Zodiacal	Total
Average	13 %	22 %	3 %	27 %
$\lambda = 16 \mu\text{m}$	13 %	9 %	2 %	17 %
$\lambda = 4 \mu\text{m}$	66 %	31 %	13 %	75 %

9) *Comparison with IRAS 12 μm* : To verify the photometry of our newly-presented sources, we integrate our CVF spectra over the 12 μm IRAS band and measure the flux of the resulting image in the same aperture. For NGC 1569, we find a flux of (880 ± 200) mJy using our ISOCAM spectra. The IRAS 12 μm flux given by Melisse & Israel (1994) is 508 mJy and is flagged by the authors to be uncertain. The IRAS flux given by Hunter et al. (1989) is $F_{12 \mu\text{m}} = (880 \pm 100)$ mJy which is in excellent agreement with the ISOCAM spectrum. For II Zw 40, we find a flux of (270 ± 60) mJy integrated in the 12 μm IRAS band and the IRAS flux given by Melisse & Israel (1994) is $F_{12 \mu\text{m}} = 415$ mJy. This is higher than our measured flux value and may indicate a substantial extended very low level 12 μm flux. Beck et al. (2002) observed this galaxy with the Keck 1 Telescope and found a total flux of $F_{11.7 \mu\text{m}} = 240$ mJy, which is also in agreement with 220 mJy observed by Rieke & Low (1972) in a 6″ aperture. The ground-based narrow band measurements are consistent with our 11.7 μm flux from the ISOCAM CVF spectrum. For NGC 1140, we find a flux of (62 ± 30) mJy, in agreement with the 12 μm IRAS flux value from Melisse & Israel (1994), who measure $F_{12 \mu\text{m}} = 73$ mJy.

10) *Extinction*: We quantify the reddening by the galactic foreground using the extinction law from Lutz et al. (1996). We scaled this extinction law using data from the literature: for NGC 1569, $A_V = 1.74$ (Waller 1991), for II Zw 40, $A_K = 0.32$ (Vanzi et al. 1996), and for NGC 1140,

$A_K = 0.01$ de Vaucouleurs et al. (1991). The extinction varies from 2 % of the flux to 10 % depending on the wavelength and the galaxy.

3. Spectral analysis

The mid-infrared (MIR) wavelength range covered by ISOCAM CVF ranges from $\lambda = 5$ to $16 \mu\text{m}$ and contains a rich assortment of tracers of various components of gas and dust in galaxies. Fine structure emission lines arising from H II regions, silicate features, aromatic hydrocarbon features, dust continuum and possibly stellar continuum, are all interwoven into a MIR spectrum which can be disentangled to extract clues of the physics of star formation. When observing galaxies, the telescope beam will contain a variety of components of the ISM and star formation regions. The relative contributions of each component depends on many physical parameters, including metallicity, star formation activity and ISM structure – all conspiring together to govern the global observed emission.

Two components of dust emission can be present in MIR spectra:

- The $\lambda = 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.6 \mu\text{m}$ aromatic bands, thought to be very large molecules or very small grains of carbonaceous origins, for example, PAHs (Léger & Puget 1984; Allamandola et al. 1985). Due to their very small nature, these particles undergo thermal fluctuations of a few hundreds of degrees K (Sellgren et al. 1990; Verstraete et al. 2001, e.g.). From Galactic observations, the PAHs are seen to peak in photodissociation regions (PDRs) – the interface envelopes between H II regions and molecular clouds (Cesarsky et al. 1996b).
- Very Small Grains (VSGs; Désert et al. 1990, hereafter DBP90), wavelengths longward of $\lambda \simeq 10 \mu\text{m}$. The VSGs can be either in thermal equilibrium with the radiation field, or stochastically heated to high temperatures, depending on the radiation field and the sizes of the grains. In the Galaxy, these particles range in size from $\lambda = 1 \text{ nm}$ to 10 nm and are thought to be mostly stochastically heated in the diffuse ISM (Désert et al. 1990). This component is seen to peak in H II regions, when observed with sufficient spatial resolution (Cesarsky et al. 1996b; Verstraete et al. 2001).

Both PAHs and VSGs are excited via UV photons in the vicinity of active star formation regions, with the PAHs observed to peak in the PDRs, and the VSGs emitting prominently in the nebular regions (Cesarsky et al. 1996b; Verstraete et al. 1996). PAHs can also be excited by less energetic means, such as optical photons, as evidenced by their presence in the diffuse ISM and elliptical galaxies (Athey et al. 2002; Xilouris et al. 2004, e.g.).

In the disks of spiral galaxies, the PAHs are a very prominent component, while the continua due to the VSGs is less so (Dale et al. 2000; Roussel et al. 2001a; Vogler et al. 2004, e.g.). In the nuclei of normal galaxies, starbursts or active galactic nuclei, various nebular fine struc-

ture lines can also be observed in the ISO MIR wavelength range, notably the [Ne II] $\lambda 12.81 \mu\text{m}$, [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$, [Ar III] $\lambda 8.99 \mu\text{m}$, [Ar II] $\lambda 6.98 \mu\text{m}$ and [S IV] $\lambda 10.51 \mu\text{m}$ (Genzel et al. 1998; Thornley et al. 2000; Laurent et al. 2000; Rigopoulou et al. 2002; Sturm et al. 2002; Lutz et al. 2003; Schreiber et al. 2003). In spiral galaxies (Roussel et al. 2001b,a; Vogler et al. 2004, e.g.) the nuclear region can show a [Ne II] $\lambda 12.81 \mu\text{m}$ line, and in harder radiation fields the [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$ can be present, too.

3.1. MIR component separation

To analyze these spectra and to separate the various components (examples shown in Fig.3), we proceeded as follows:

1. *Small grain continuum.* A modified black body is used to model the very small grains. We use an emissivity, $\beta = 1$, assuming that these very small grains are mainly carbonaceous. The band ratios are not very sensitive to the value of β . We have also tried a solution with a power-law instead of a black body to model the very small grain continuum, however, this solution is mathematically less stable for noisy spectra.
2. *Nebular lines.* Gaussian functions are applied to the ionic lines. We fix the central wavelength and compute the line width and the intensity. The lines included are: [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$, [Ne II] $\lambda 12.81 \mu\text{m}$, [S IV] $\lambda 10.51 \mu\text{m}$, [Ar III] $\lambda 8.99 \mu\text{m}$ and [Ar II] $\lambda 6.98 \mu\text{m}$. The Ne III line usually has excellent signal-to-noise ratios, in these galaxies. Thus the fitted width of this line is presumed to be fixed width of the other gas lines.
3. *PAH bands.* PAH bands are fitted with Lorentzian functions by fixing the central wavelength and the program and leaving the width and intensity as free parameters. The bands modeled are: $5.3 \mu\text{m}$, $5.7 \mu\text{m}$, $6.2 \mu\text{m}$, $7.7 \mu\text{m}$, $8.6 \mu\text{m}$, $11.3 \mu\text{m}$, $12.0 \mu\text{m}$, $12.6 \mu\text{m}$, $13.6 \mu\text{m}$ and $14.3 \mu\text{m}$.
4. The sum of these components is reddened with a mid-IR extinction curve of Mathis (1990), with the silicate profiles of Dudley & Wynn-Williams (1997). The magnitude of the extinction is a free parameter.

This fit is done after redshift correction. Each component is fitted simultaneously in an iterative process to obtain the best χ^2 .

The residuals, shown in the small panels in Fig. 3, appear relatively uniform, except for a noisy potential feature near $10 \mu\text{m}$ coinciding in wavelength to a silicate band, which is not included in the model for the emission spectra. It also appears close in wavelength to the position where the 2 grating spectrometers of the ISOCAM overlap (one CVF: $\lambda = 5 \mu\text{m}$ to $9.5 \mu\text{m}$ and the other CVF: $\lambda = 9 \mu\text{m}$ to $16 \mu\text{m}$). The residual feature near $10.5 \mu\text{m}$ seen in Zw 40 (Fig. 3), is from the fitted S IV line.

The ionic lines are very prominent in the spectra of dwarf galaxies (Crowther et al. 1999, see also), while there is a general paucity of PAHs which normally figure prominently in the spectra of starburst and spiral galaxies

S. Madden et al.: Mid-Infrared spectra of dwarf galaxies

5

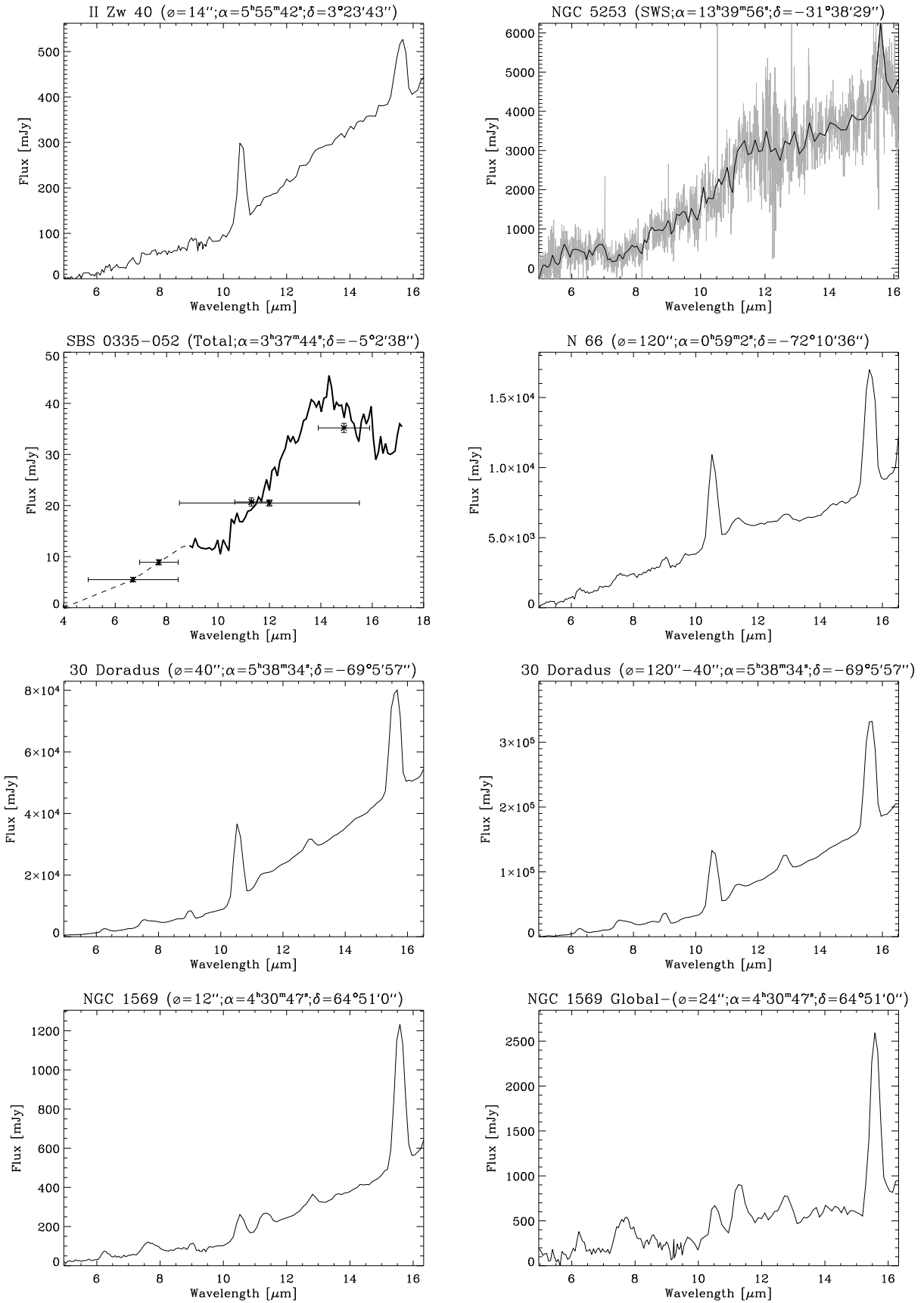


Fig. 1. MIR spectra of central regions and global sources. The diameter of the circular aperture is indicated next to the name of the source, above each spectrum.

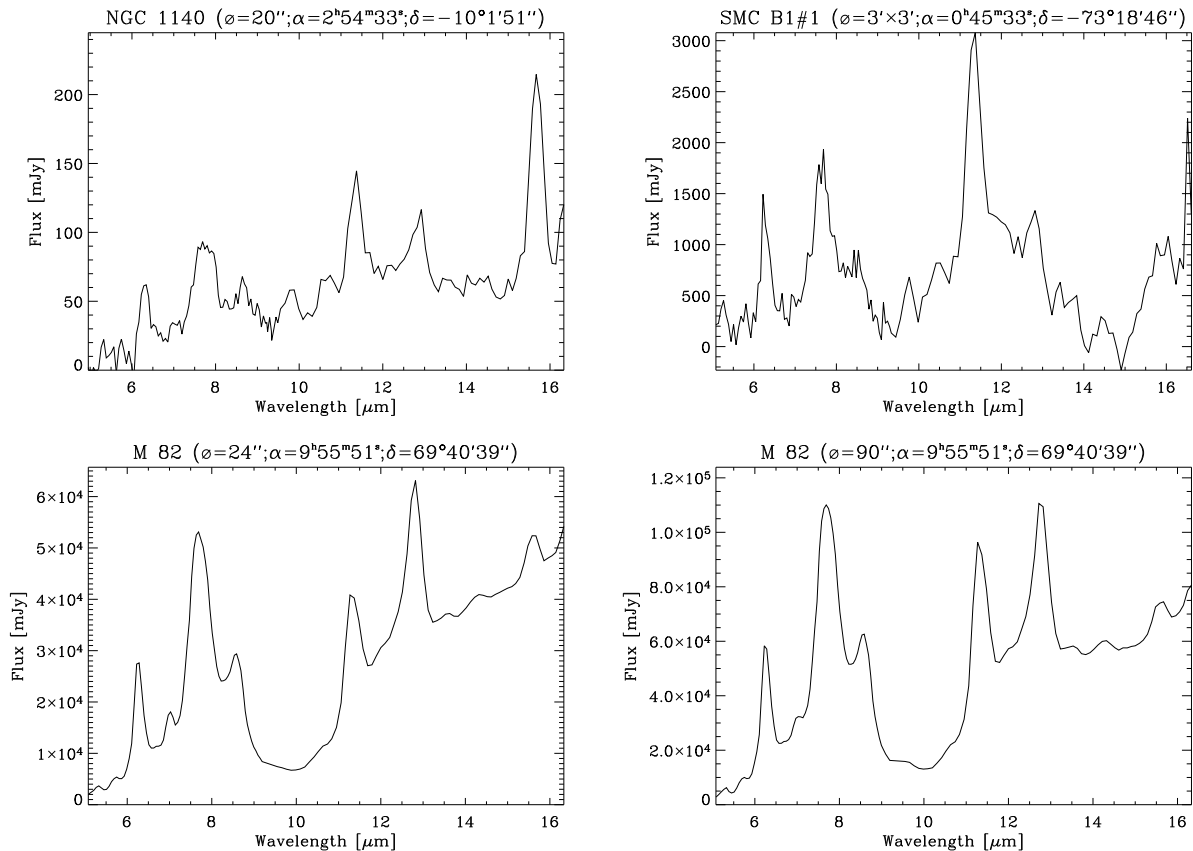


Fig. 2. MIR ISOCAM spectra. SBS 0335-052 (up-left) is from Thuan et al. (1999). For comparison with a metal rich starburst galaxy, we also include the CVF spectra of M 82.

(Laurent et al. 2000); (Sturm et al. 2000). In Fig. 2, we present the MIR spectra of the low-metallicity starburst galaxies as well as the nearby metal-rich starburst galaxy, M82, for comparison. In M 82, the global MIR spectrum is dominated by the disk-emitting material, which is predominantly composed of the PAHs (Laurent et al. 2000); (Roussel et al. 2001b); (Dale & Helou 2002), which is not the case for the dwarf galaxies, except in the case of NGC 1140. When viewed on large scales, the H II region dwarf galaxies are not dominated by PAHs, but by the small hot grain VSG continua, typically originating from H II regions (Roelfsema et al. 1996; Peeters et al. 2002). In the Local Group dwarf galaxy, NGC 1569 PAHs are visible, yet relatively suppressed. In resolved regions of the the closest low-metallicity galaxies, the SMC and the LMC, PAHs are indeed present at low levels: SMC B#1 region (Reach et al. 2000, and our Fig. 2) and SMC N 66 (Contursi et al. 2000, and our Fig. 2) and 30 Dor in the LMC (Fig. 2) and other regions in the LMC (Vermeij et al. 2002). Given even higher spatial resolution, it would not be surprising, to see strong local PAH band emission from the PDRs illuminated by H II regions.

The prominent ionic lines and significant continua seen in these galaxies, on global scales, compels us to compare the observed MIR spectra with those of Galactic H II regions, although the presence of PAHs in some galaxies

implies a contribution from the molecular clouds/PDRs in the vicinity. In order to have a better idea as to which to have a better idea as to which ISM components are traced by the MIR spectra in the beam, we compare some of these spectra with M 17 (see Sect. 3.3), where the the H II region and PDR region were well resolved with ISOCAM (Cesarsky et al. 1996b).

3.2. Contributions of various components in ISOCAM broad bands

The most popular broad bands used with ISOCAM to image galaxies were the LW2 $6.7 \mu\text{m}$ (5.0 to 8.5) and the LW3 $14.3 \mu\text{m}$ (12 to 18) bands. Often it was assumed that the $6.7 \mu\text{m}$ band traces the PAHs (6.3, 7.7 and $8.6 \mu\text{m}$) and that the $14.3 \mu\text{m}$ band traces the VSG continuum. Large extragalactic studies were carried out using these 2 bands (Laurent et al. 2000; Roussel et al. 2001b; Dale & Helou 2002). Here we quantify the contribution of the different components in some useful ISOCAM broad bands, integrating the spectra over the appropriate wavelength ranges, convolving with the corresponding broad band filters. This exercise can serve as a useful aide in the interpretation of data from broad bands when the MIR spectra are not available.

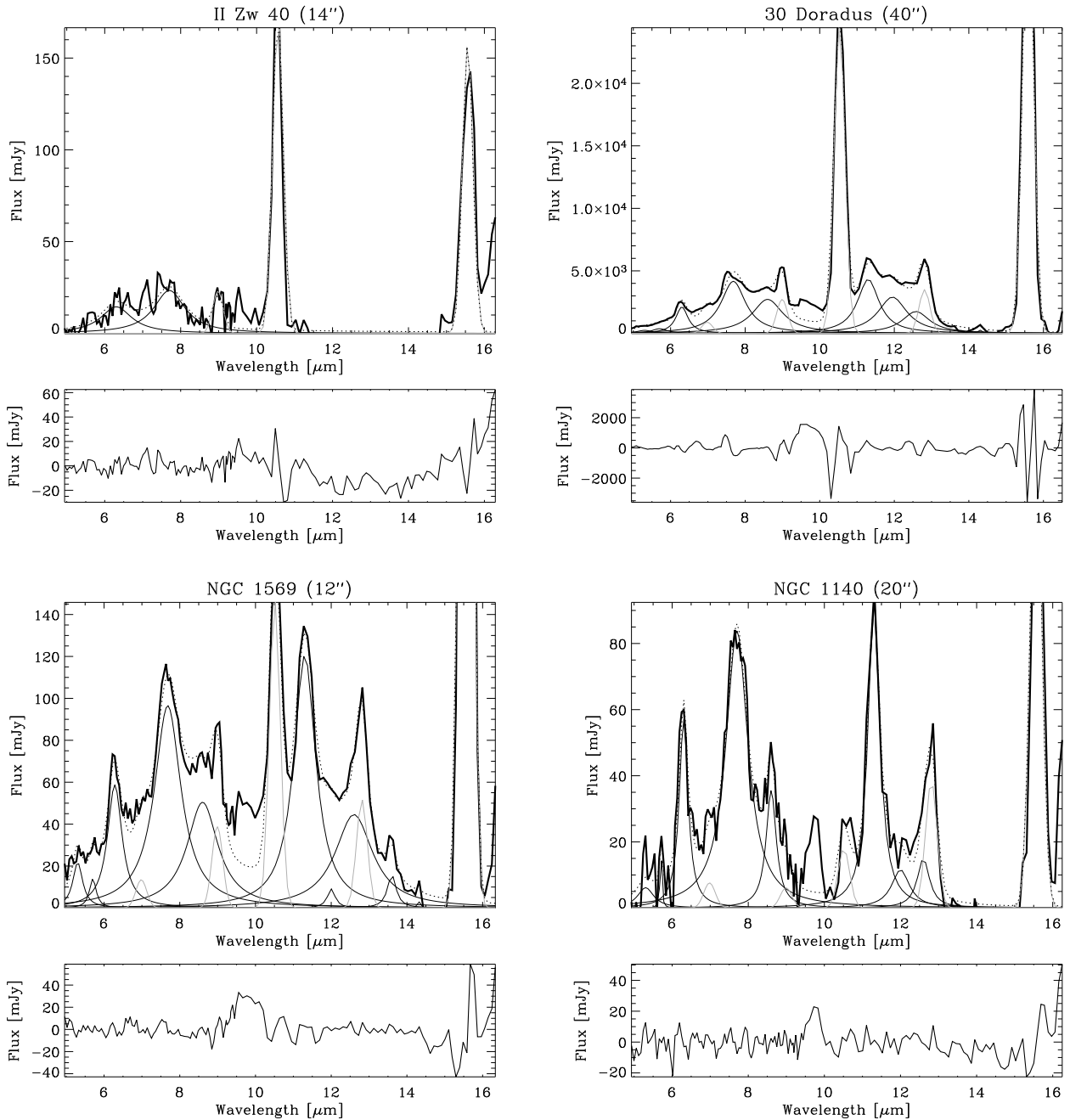


Fig. 3. Examples of the fits of the ionic lines and the aromatic bands. The continua have already been subtracted from these spectra (see Sect. 3.1).

Table 4 lists the ionic lines, the PAH bands and the VSG continua for ISOCAM broad bands LW2, LW3, LW9 (centred at $14.9 \mu\text{m}$, from 14 to $16 \mu\text{m}$) LW10 (centred at $12 \mu\text{m}$, from 8 to $15 \mu\text{m}$) for 7 dwarf galaxies and M82. The LW2 band is dominated by the PAH bands in all but 2 of the galaxies, as is universally accepted in the literature. The global spectra of the more active galaxies, NGC 5253 and II Zw 40 have about 1/2 of their total $6.7 \mu\text{m}$ (LW2) band flux originating from PAHs, and 1/2 contributed by the small grain continua. However, most of the $14.3 \mu\text{m}$

(LW3) band flux originates from the hot VSG continua, except for SMC B#1, which targets the diffuse ISM, thus accounting for the larger contribution from PAHs. The components contribution to the global broad band of the dwarf galaxies typically appear to have similar proportions as the nuclei of spiral galaxies, while galactic disk material is dominated by PAH bands throughout the MIR spectra (see, for example, M 83; Vogler et al. 2004). However, globally, MIR emission in spiral galaxies is dominated by the

Table 3. Ionic line intensities in $10^{-15} \text{ W m}^{-2}$ for some dwarf or irregular galaxies (global values).

	[NeIII]	[NeII]	[SIV]	[ArIII]
NGC 1140	$(8.0 \pm 1.3) \times 10^{-1}$	$(3.55 \pm 0.55) \times 10^{-1}$	$(1.91 \pm 0.53) \times 10^{-1}$	$\lesssim 2.6 \times 10^{-3}$
NGC 1569	14.9 ± 1.0	1.87 ± 0.28	7.9 ± 1.5	$(9.5 \pm 4.1) \times 10^{-1}$
NGC 5253	(8.7 ± 0.6)	$\lesssim 5.9 \times 10^{-1}$	$\lesssim 1.3$	$\lesssim 2.0 \times 10^{-1}$
II Zw 40	$(8.18 \pm 0.58) \times 10^{-1}$	$\lesssim 4.9 \times 10^{-2}$	2.96 ± 0.24	$(4.8 \pm 1.3) \times 10^{-1}$
30 Doradus	$(1.04 \pm 0.04) \times 10^3$	$(1.87 \pm 0.07) \times 10^2$	$(1.35 \pm 0.05) \times 10^3$	$(2.56 \pm 0.12) \times 10^2$
SMC N66	42.7 ± 3.3	$\lesssim 3.2$	74.0 ± 5.7	16.2 ± 2.5
SMC B1#1	$\lesssim 3.5$	6.8 ± 1.0	6.0 ± 1.0	$\lesssim 2.3$
M 82	29.3 ± 1.1	164 ± 7	14.8 ± 0.6	$\lesssim 8.5$

disk material, not the nuclei (Roussel et al. 2001a; Dale et al. 2001, e.g.).

In the $14.3 \mu\text{m}$ LW3 broad band flux, the Ne III is an important contributor after the VSGs. Relatively prominent in NGC 1140 and II Zw 40, it comprises 10 % of the total LW3 broad band flux. The $14.3 \mu\text{m}$ band is dominated, nevertheless, by the VSG continuum in all of these galaxies, even in NGC 1140, where the continuum is relatively flat (see Fig. 2) and makes up 74 % of the total LW3 broad band flux. In the more active galaxies, 85 % and 97 % of the $14.3 \mu\text{m}$ LW3 band flux in NGC 1569 and II Zw 40, respectively, is originating in the VSG continua.

3.3. Comparison with a Galactic H II region/PDR: M 17

Lacking sufficient spatial resolution to isolate various physical components within galaxies, it is also possible to decompose a global spectra with known "template" spectra representative of, for example, H II regions, PDR regions, diffuse regions, etc. We use ISOCAM spectra from the Galactic region, M 17 SW, to inspect the global spectra of the dwarf galaxies, newly presented here: NGC 1569, NGC 1140 and II Zw 40, which exhibit very different MIR spectra. M 17 has been studied in great detail (Cesarsky et al. 1996b). This region contains an H II region and PDR interface adjacent to a molecular cloud, illuminated by an O3 star. With the resolution of ISOCAM, individual regions can be isolated and used as templates to interpret the dwarf galaxy spectra. A typical H II region spectrum, a PDR region and molecular cloud spectra are shown in Fig. 4. PAHs peak in region interfacing the H II region and molecular cloud, also extending into both regions, while in the H II region, the continuum emission from the hot small grains (VSGs) is dominant. We can explain the spectra of NGC 1569 and II Zw 40 with a large fraction of H II region origin responsible for the steeply rising continuum (Fig. 4). The Ne III lines are particularly strong in the dwarf galaxies, and are not reproduced by the nebular emission surrounding the single O3 star from M 17. The global MIR spectrum of NGC 1140 comprises a larger fraction of a PDR-type component, together with a smaller fraction of an H II region template.

4. Interpretation

In this section we present and study relationships between the MIR nebular lines, the PAHs and the VSGs and discuss various relationships that we have found. It is not simply a matter of metallicity controlling the observations, but rather a combined complicated effect of the intrinsic radiation field plus the low metallicity and, undoubtedly, the geometry of the sources and the structure end evolution of the ISM.

4.1. Spatial distribution of various MIR components

We choose the nearby galaxy, NGC 1569, which is spatially resolved, as an example to study the distribution of the different ISM components. For this galaxy, we computed the MIR spectrum of each pixel and performed the spectral analysis to extract the various physical components for each pixel. We constructed a map for each of these components, pixel by pixel (Fig. 5). There was not sufficient signal to deconvolve each image of the CVF, so we degraded the resolution of our maps to $10''$ which is roughly equivalent to the beam size at $16 \mu\text{m}$. We computed the ratios only for the pixel where the flux of the denominator was greater than 3 % of the maximum to avoid non relevant values at the edge of the maps due to low fluxes.

4.2. Ionic line ratios

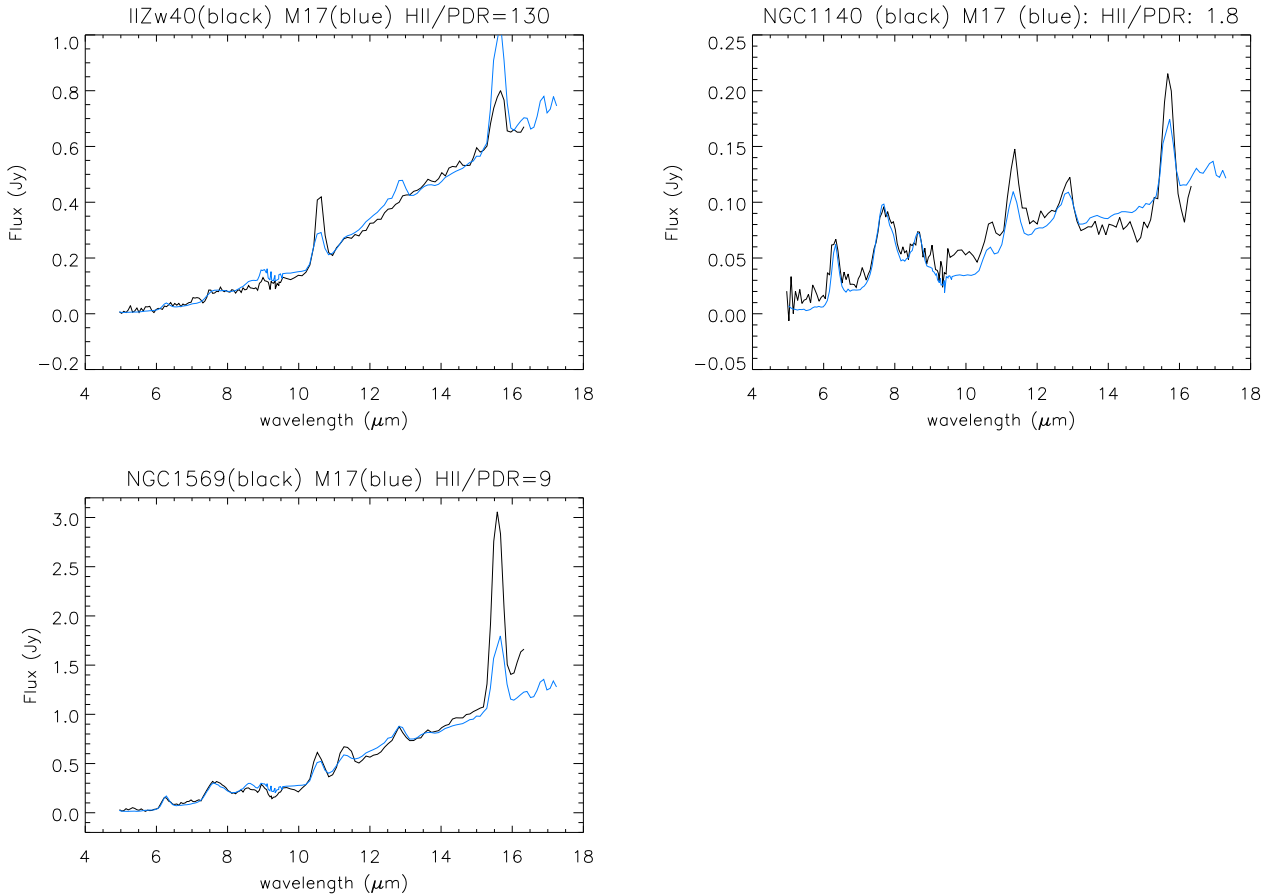
Using these fits described above (Sect. 3.1), the ratios of the nebular lines and the PAHs are computed (Table 3). The ionic line ratios are shown in Table 5.

4.3. Ionic lines: Ne III/Ne II

The ionisation potentials of the neutral Ne and Ne⁺ are 21.5 and 40.9 eV, respectively. The ratio of the $[\text{Ne III}]\lambda 15.56 \mu\text{m}/[\text{Ne II}]\lambda 12.81 \mu\text{m}$ fine structure lines are sensitive to the spectral form of the UV radiation field and therefore can trace populations of massive hot stars, characterised by their hard radiation fields. We attempt to explain the dearth of PAHs and strong MIR continuum for these low metallicity regions by looking into the behavior of the Ne III/Ne II line ratios.

Table 4. Contribution of the different physical components for the global galaxies in various ISOCAM broadband. The percentage is the fraction of the component compared to the total flux in the band.

	LW2		LW3				LW10				
	PAHs	VSGs	Ne III	Ne II	PAHs	VSGs	Ne II	S IV	Ar III	PAHs	VSGs
NGC 1569	95.6 %	0.7 %	10.8 %	1.4 %	14.9 %	71.9 %	1.6 %	5.4 %	0.4 %	44.3 %	46.0 %
NGC 1140	74.9 %	23.7 %	8.6 %	4.0 %	5.5 %	74.6 %	3.0 %	1.3 %	no	22.8 %	73.2 %
II Zw 40	44.0 %	54.1 %	2.4 %	no	no	96.6 %	no	5.2 %	0.6 %	1.0 %	96.0 %
NGC 5253	42.3 %	55.7 %	2.9 %	0.2 %	0.5 %	94.7 %	0.2 %	0.3 %	no	5.1 %	94.6 %
30 Dor	87.6 %	10.5 %	5.9 %	1.1 %	3.5 %	89.1 %	1.3 %	7.7 %	0.9 %	14.1 %	75.3 %
SMC N 66	84.6 %	14.7 %	6.2 %	0.5 %	2.6 %	87.7 %	0.4 %	8.4 %	1.2 %	16.9 %	72.6 %
SMC B#1	96.9 %	no	4.2 %	12.5 %	48.6 %	42.5 %	6.5 %	4.6 %	no	87.9 %	0.9 %
M 82	97.2 %	0.4 %	0.7 %	4.7 %	25.1 %	69.0 %	4.2 %	0.4 %	no	57.5 %	37.4 %

**Fig. 4.** Examples of 3 dwarf galaxies in our sample, compared to the PDR and H II region templates of M 17: (upper left) II Zw 40, (upper right) NGC 1140, (lower left) NGC 1569.

4.4. The relative abundance of PAHs

Fig. 9 shows the plot of the Ne III/Ne II and $15 \mu\text{m}/\text{PAH}$ for our dwarfs where PAH is the sum of the flux of the 5 PAH bands in our CVF spectra and the $15 \mu\text{m}$ is a narrow, feature-free region of the MIR spectra centered at $15 \mu\text{m}$. In Fig. 10, we plot the global values for NGC 1569, NGC 1140 and II Zw 40 along with the values for the individual pixels within NGC 1569 where the signal-to-noise ratio is sufficiently high.

We find a correlation which indicates that as the hardness of the radiation field (Fig. 7) increases, as traced by the high Ne III/Ne II line ratios, the $15 \mu\text{m}/\text{PAH}$ increases. One possibility is that the hard radiation field responsible for the destruction of the PAHs, and the steeply rising continuum emission from the hot small grains.

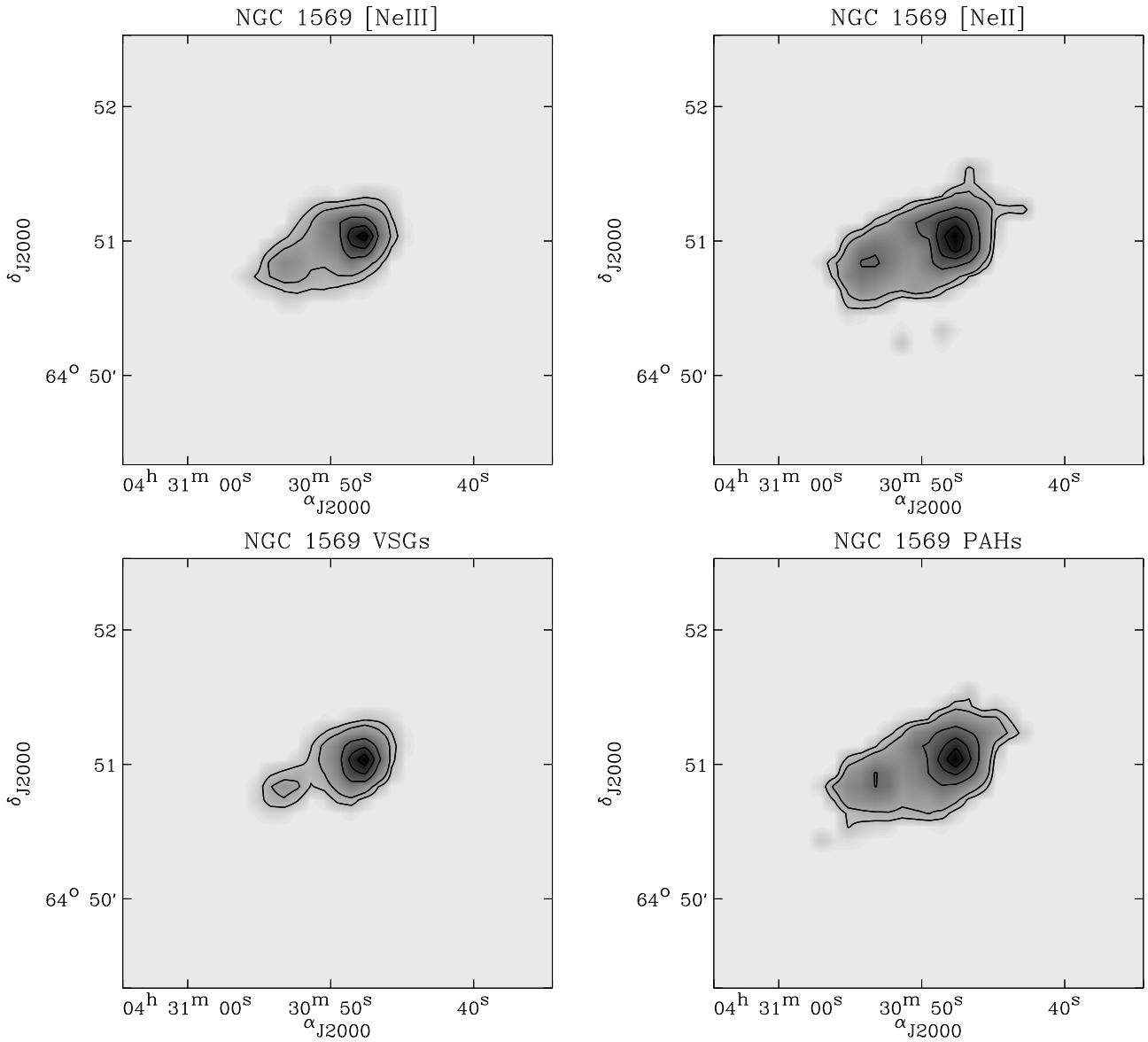


Fig. 5. Maps of some physical components for NGC 1569. Up-left: Ne III; up-right: Ne II; bottom-left: 15 μm ; bottom-right: PAHs. The resolution has been degraded to the beam size at 16 μm which is roughly $10''$.

4.5. Ne III/Ne II vs. VSGs

Why is the spatial distribution of the PAHs dropping faster than the ratio Ne III/Ne II when looking from the center to the border of the galaxy?

To investigate this property, we compute a grid of CLOUDY models taking an incident continuum corresponding to hot stars, given by the Pdrach-1997 model with $T=45000$ K, $\log g = 4.0$ and $Z=0.004$. We adopt typical parameters : an Hydrogen density of $n(\text{H}) = 10^3 \text{ H cm}^{-3}$, a spherical homogeneous geometry between $R_{\text{in}} = 3 \text{ pc}$ and $R_{\text{out}} = 300 \text{ pc}$, a metal abundance of $Z = 0.25Z_{\odot}$ and various intensity for the incident continuum between 3 and $3 \times 10^7 L_{\odot}$. We computed the values of the ionic line ratio Ne III/Ne II corresponding to the various intensities of the incident continuum.

We used these various incident continuum as an input heating source for the Désert et al. (1990) dust model, assuming a galactic grain size distribution. The intensity of the VSGs for each of these ISRF were computed and we plotted them versus the Ne III/Ne II ratio (Fig. 12).

Figure 12 shows that the dynamic range of the ratio Ne III/Ne II is lower than the dynamic of the intensity of the VSGs, so we can see that, for a large range of intensities of the incident continuum, the intensity of the VSGs is dropping faster than the ratio Ne III/Ne II.

4.6. Very hot 5 μm dust

A zoom into the the short wavelength end of the ISOCAM spectra of NGC 1569 and 30 Dor reveal that the continua do not always decrease to zero value at the beginning of

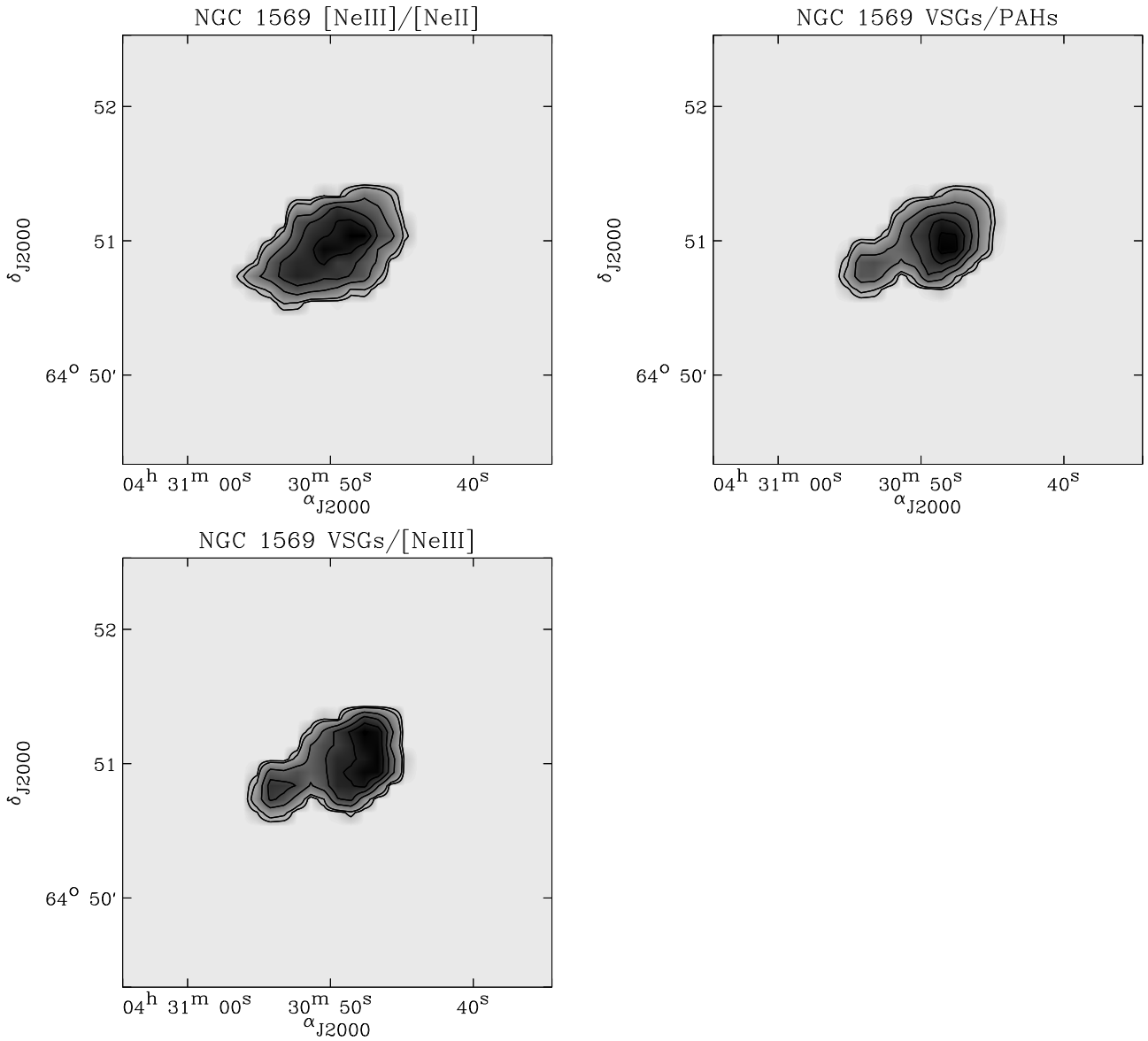


Fig. 6. Ratios of some physical components for NGC 1569. Up-left: Ne III/Ne II; up-right: $15 \mu\text{m}$ /PAH; bottom-left: $15 \mu\text{m}$ /Ne III. The resolution has been degraded to the beam size at $16 \mu\text{m}$ which is roughly $10''$.

the ISOCAM CVF spectra at $4.9 \mu\text{m}$, particularly for NGC 1569 and 30 Dor (Fig. 13). This excess could either be due to very hot dust or the evolved red giant population. At the spatial resolution of ISOCAM, the stellar spectra are dominated by younger stellar populations, up to 6 Myr (Galliano et al. 2003, 2005, e.g.), thus we would expect no contribution to the continuum at 4 to $6 \mu\text{m}$ from stellar sources in these galaxies. Figure 15 shows the spatial distribution of the continuum between 4.9 and $5.6 \mu\text{m}$ in NGC 1569. The bright spot is the foreground star. This emission peaks at the sites of the brightest H α peaks and falls off rapidly, suggesting an origin of localised, very hot dust emission. Very hot dust emission at these wavelengths has been seen in other ISOCAM spectra (Hunt et al. 2002).

5. Conclusion

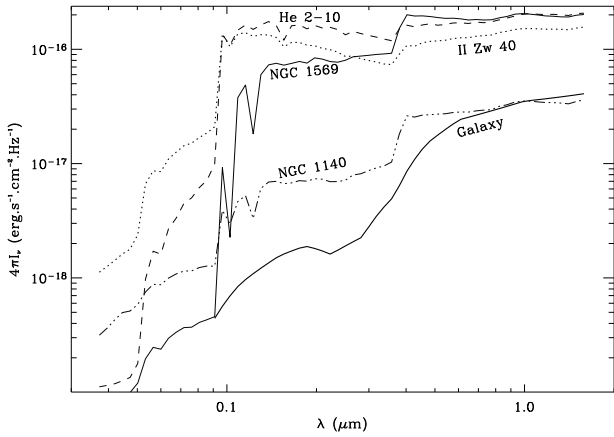
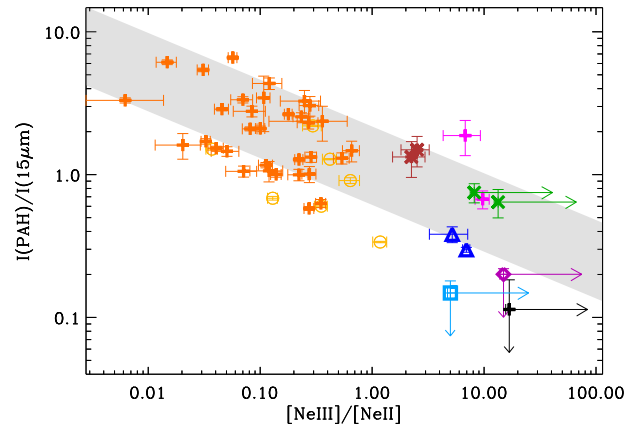
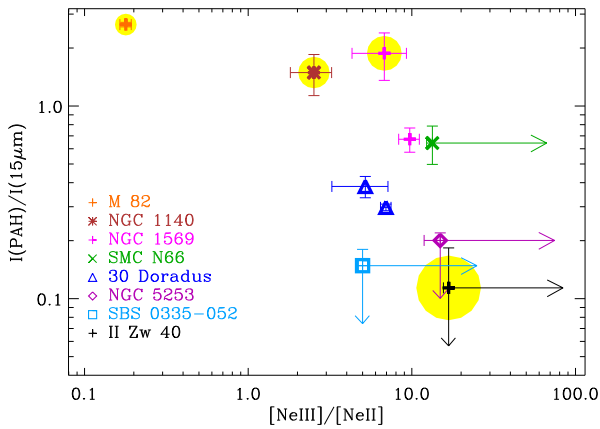
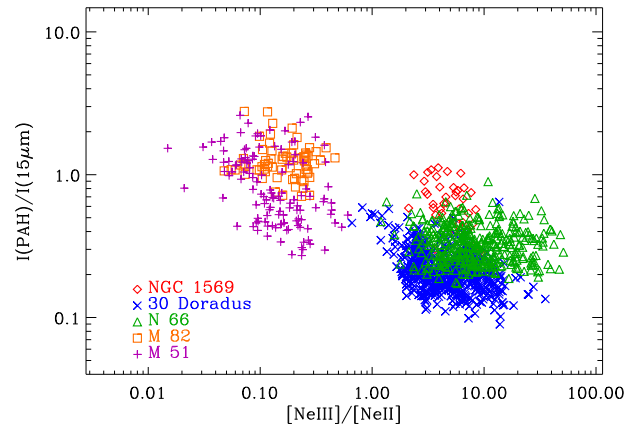
Due to the low metallicity nature of these dwarf galaxies, they have an effectively larger mean free path length of the UV photons, and tend to physically resemble giant H II regions on large scales, with smaller, clumpy PDRs interspersed within the ISM (Galliano et al. 2003, 2005, e.g.).

References

- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1985, *ApJ*, 290, L25
 Athey, A., Bregman, J., Bregman, J., Temi, P., & Sauvage, M. 2002, *ApJ*, 571, 272

Table 5. Ionic line intensity ratios for some dwarf or irregular galaxies.

	$[\text{NeIII}]/[\text{NeII}]$	$[\text{SIV}]/[\text{NeIII}]$	$[\text{ArIII}]/[\text{NeIII}]$	$I(\text{PAH})/I(15\ \mu\text{m})$
NGC 1140	2.2 ± 0.7	$(2.4 \pm 1.1) \times 10^{-1}$	$\lesssim 3.3 \times 10^{-3}$	1.33 ± 0.37
NGC 1569	7.9 ± 1.7	$(5.3 \pm 0.5) \times 10^{-1}$	$(6.4 \pm 3.2) \times 10^{-2}$	1.80 ± 0.28
NGC 5253	$\gtrsim 13.8$	$\lesssim 0.16$	$\lesssim 3.6 \times 10^{-2}$	$\lesssim 0.22$
II Zw 40	$\gtrsim 15.5$	3.62 ± 0.55	$(5.9 \pm 2.0) \times 10^{-1}$	$\lesssim 0.18$
30 Doradus	5.59 ± 0.41	1.29 ± 0.10	0.25 ± 0.02	0.36 ± 0.01
SMC N66	$\gtrsim 12.3$	1.73 ± 0.27	0.38 ± 0.09	0.64 ± 0.14
SMC B1#1	$\gtrsim 0.6$	2.50 ± 0.76	$\gtrsim 1.0$	$\gtrsim 56$
M 82	0.179 ± 0.014	0.505 ± 0.041	$\gtrsim 0.3$	2.65 ± 0.07

**Fig. 7.** The variations of the modeled ISRFs for 4 of the dwarf galaxies compared to the Galaxy (taken from Galliano et al. 2005).**Fig. 9.** Correlation between NeIII/NeII and 15 μm/PAH, for global values. The sources are: NGC 1569: red; NGC 1140: orange; II Zw 40: purple; SMC N 66: green; 30 Dor: blue; M 82: yellow.**Fig. 8.** Correlation between NeIII/NeII and 15 μm/PAH, for global values.**Fig. 10.** Correlation between NeIII/NeII and 15 μm/PAH, for spatial values. The color code is identical to Fig 9.

Beck, S. C., Turner, J. L., Langland-Shula, L. E., et al. 2002, AJ, 124

Biviano, A., Sauvage, M., Gallais, P., et al. 1998, The ISOCAM dark current calibration report, Tech. rep., ESA/ISO Data Centre

Burkert, A. & Smith, G. H. 2000, ApJ, 542, L95

Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996a, A&A, 315, L32

Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996b, A&A, 315, L309

Chañal, P. 2003, Phd thesis, Université Paris VII

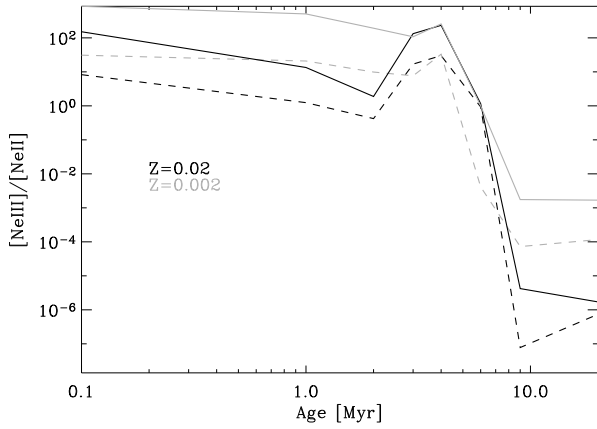


Fig. 11. The behavior of the [NeIII]/[NeII] line ratio as a function of age.

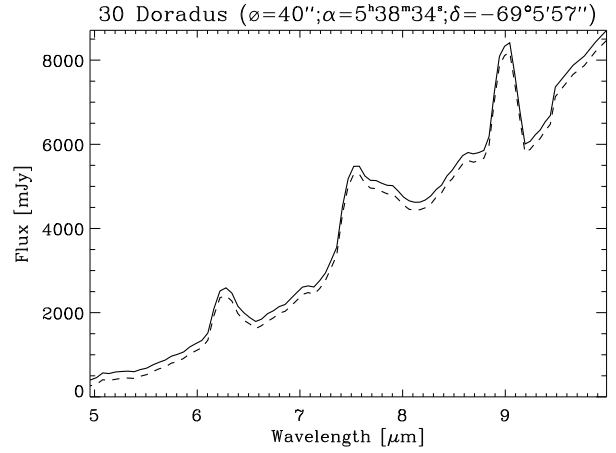


Fig. 14. Zoom on the short wavelength part of the global CVF of 30Doradus (solid line). The dashed line represents the lower limit of this spectra, taking into account the errors ($F_\nu - \Delta F_\nu$).

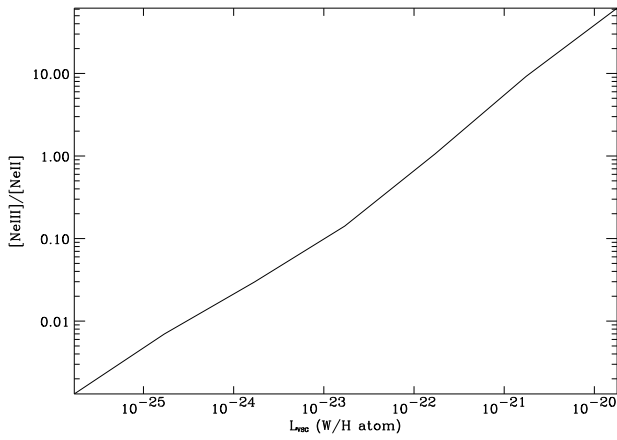


Fig. 12. The ionic line ratio NeIII/NeII has been computed with CLOUDY and the intensity of the VSGs comes from DBP90.

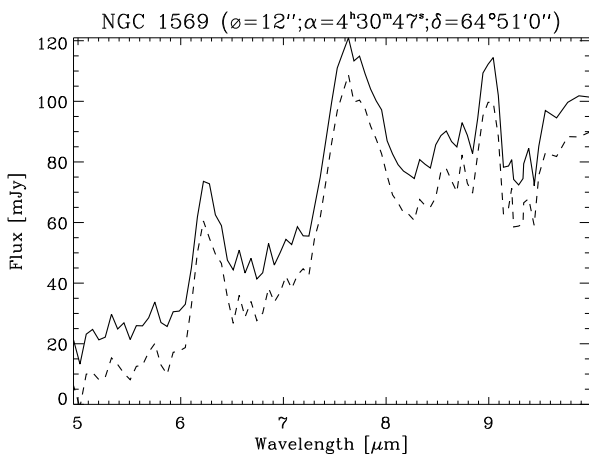


Fig. 13. Zoom on the short wavelength part of the global CVF of NGC 1569 (solid line). The dashed line represents the lower limit of this spectra, taking into account the errors ($F_\nu - \Delta F_\nu$).

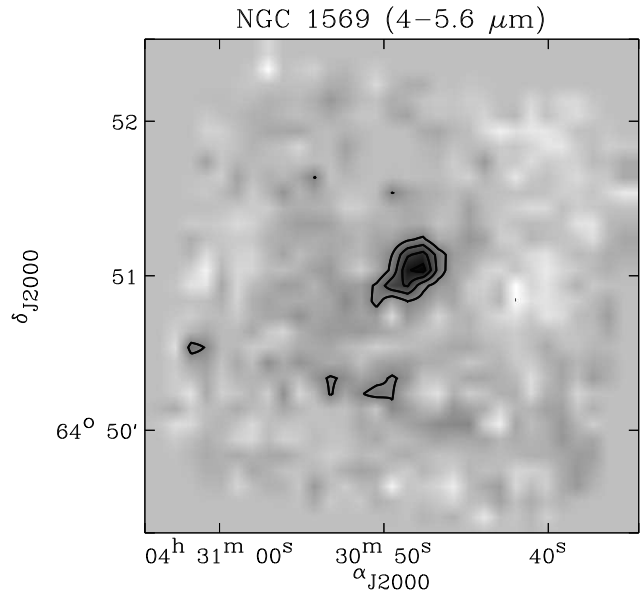


Fig. 15. Very hot dust emission. This map is the integration of the CVF spectrum of NGC 1569 from 4.9 to 5.6 μm .

- Claret, A., Dzitko, H., Engelmann, J., & Starck, J.-L. 1998, Glitch effects in ISOCAM detectors, Tech. rep., ESA/ISO Data Centre
- Contursi, A., Lequeux, J., Cesarsky, D., et al. 2000, *A&A*, 362, 310
- Coulaix, A. & Abergel, A. 2000, *A&AS*, 141, 533
- Crowther, P. A., Beck, S. C., Willis, A. J., et al. 1999, *MNRAS*, 304, 654
- Dale, D. A. & Helou, G. 2002, *ApJ*, 576, 159
- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., & Kolhatkar, S. 2001, *ApJ*, 549, 215
- Dale, D. A., Silbermann, N. A., Helou, G., et al. 2000, *AJ*, 120, 583

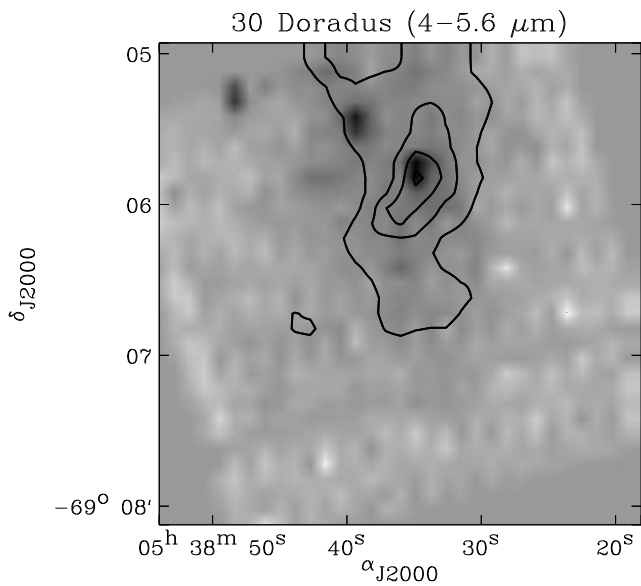


Fig. 16. Very hot dust emission. This map is the integration of the CVF spectrum of 30 Dor from 4.9 to 5.6 μm .

de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York)*

Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215

Dudley, C. C. 1999, *MNRAS*, 307, 553

Dudley, C. C. & Wynn-Williams, C. G. 1997, *ApJ*, 488, 720

Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, *A&A*, 407, 159

Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2005, *A&A* *accepted*

Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579

Helou, G., Lu, N. Y., Werner, M. W., Malhotra, S., & Silbermann, N. 2000, *ApJ*, 532, L21

Hunt, L. K., Giovanardi, C., & Helou, G. 2002, *A&A*, 394, 873

Hunt, L. K., Vanzì, L., & Thuan, T. X. 2001, *A&A*, 377, 66

Hunter, D. A., Gallagher, J. S., Rice, W. L., & Gillett, F. C. 1989, *ApJ*, 336, 152

Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27

Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887

Léger, A. & Puget, J. L. 1984, *A&A*, 137, L5

Lisenfeld, U., Israel, F. P., Stil, J. M., & Sievers, A. 2002, *A&A*, 382, 860

Lutz, D., Feuchtgruber, H., Genzel, R., et al. 1996, *A&A*, 315, L269

Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., et al. 2003, *A&A*, 409, 867

Madden, S. C. 2000, *New Astronomy Review*, 44, 249

Martin, C. L. 1997, *ApJ*, 491, 561

Martin, C. L. 1998, *ApJ*, 506, 222

Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37

Melisse, J. P. M. & Israel, F. P. 1994, *A&AS*, 103, 391

O'Connell, R. W., Gallagher, J. S., & Hunter, D. A. 1994, *ApJ*, 433, 65

Peeters, E., Martín-Hernández, N. L., Damour, F., et al. 2002, *A&A*, 381, 571

Plante, S. & Sauvage, M. 2002, *AJ*, 124, 1995

Reach, W. T., Boulanger, F., Contursi, A., & Lequeux, J. 2000, *A&A*, 361, 895

Rieke, G. H. & Low, F. J. 1972, *ApJ*, 176, L95+

Rigopoulou, D., Kunze, D., Lutz, D., Genzel, R., & Moorwood, A. F. M. 2002, *A&A*, 389, 374

Roche, P. F., Aitken, D. K., Smith, C. H., & Ward, M. J. 1991, *MNRAS*, 248, 606

Roelfsema, P. R., Cox, P., Tielens, A. G. G. M., et al. 1996, *A&A*, 315, L289

Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001a, *A&A*, 372, 427

Roussel, H., Vigroux, L., Bosma, A., et al. 2001b, *A&A*, 369, 473

Schreiber, N. M. F., Genzel, R., Lutz, D., & Sternberg, A. 2003, *ApJ*, 599, 193

Sellgren, K., Luan, L., & Werner, M. W. 1990, *ApJ*, 359, 384

Siebenmorgen, R., Blommaert, J., Sauvage, M., & Starck, J.-L. 2000, *The ISO Handbook III. CAM – The ISO camera*, Tech. rep., ESA/ISO Data Centre

Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135

Starck, J.-L., Murtagh, F., & Bijaoui, A. 1998, *Image processing and data analysis: the multiscale approach (Cambridge University Press)*

Sturm, E., Lutz, D., Tran, D., et al. 2000, *A&A*, 358, 481

Sturm, E., Lutz, D., Verma, A., et al. 2002, *A&A*, 393, 821

Thornley, M. D., Schreiber, N. M. F., Lutz, D., et al. 2000, *ApJ*, 539, 641

Thuan, T. X., Sauvage, M., & Madden, S. 1999, *ApJ*, 516, 783

Vacca, W. D., Johnson, K. E., & Conti, P. S. 2002, *AJ*, 123, 772

Vanzì, L., Rieke, G. H., Martin, C. L., & Shields, J. C. 1996, *ApJ*, 466, 150

Vanzì, L. & Sauvage, M. 2004, *A&A*, 415, 509

Vermeij, R., Peeters, E., Tielens, A. G. G. M., & van der Hulst, J. M. 2002, *A&A*, 382, 1042

Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., et al. 2001, *A&A*, 372, 981

Verstraete, L., Puget, J. L., Falgarone, E., et al. 1996, *A&A*, 315, L337

Vigroux, L., Aussel, H., Charmandaris, V., et al. 2001, *Astrophysics and Space Science Supplement*, 277, 565

Vogler, A., Madden, S. C., Beck, R., et al. 2004, *A&A*

Waller, W. H. 1991, *ApJ*, 370, 144

Xilouris, E. M., Madden, S. C., Galliano, F., Vigroux, L., & Sauvage, M. 2004, *A&A*

D.2.3 Synthèse : caractéristiques spectrales des environnements de faible métallicité

Cette étude présentait les spectres ISOCAM, en infrarouge moyen, de nos quatre galaxies naines, étudiées en détail. La conclusion principale est que les propriétés de la poussière diffèrent dans les environnements de faible métallicité, de celles dans les galaxies normales. Les spectres obtenus sont semblables, à ceux de régions H II Galactiques.

- 1) Le premier élément frappant est la faiblesse, voire l'absence de bandes aromatiques – II Zw 40 est pour cela un exemple spectaculaire. Les porteurs de ces bandes – supposés être les PAHs – sont vraisemblablement détruits par l'intense champ de rayonnement. Ce champ de rayonnement interstellaire : (i) est composé de photons énergétiques, car ces galaxies comportent une composante d'étoiles jeunes importante, (ii) faiblement écranté par les grains, du fait de la faible métallicité de l'environnement.
- 2) Le continuum des très petits grains et de proéminentes raies ioniques dominant le spectre. Ils sont caractéristiques de régions très chaudes. En particulier, $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}] > 1$, sur l'ensemble de la galaxie, ce qui est l'indication d'une population d'étoiles jeunes, de quelques millions d'années.
- 3) Ces spectres sont peu auto-absorbés, à l'échelle de la galaxie. La bande à $9.7 \mu\text{m}$ est très faible.

D.3 Prolongation de l'étude à un échantillon plus varié

Cette étude fait l'objet d'une collaboration entre plusieurs équipes. Elle sera publiée incessamment, dans l'article suivant :

GALLIANO, F., MADDEN, S. C., PEETERS, E., ALLAMANDOLA, L. J., JONES, A. P.,
& TIELENS, A. G. G. M. 2005,
Astronomy and Astrophysics, en préparation,
Environmental effects on PAHs probed by mid-IR spectroscopy.

D.3.1 Présentation de l'échantillon

D.3.1.1 Motivations

L'étude de la section D.2.2 montre qu'il est parfois difficile de différencier les effets de la métallicité, de ceux dus à l'intensité du champ de rayonnement. Pour cela, il faut disposer d'un échantillon plus grand couvrant une large gamme de métallicité, et d'activité de formation d'étoiles. Nous avons tiré profit de la base de données ISO, pour étendre notre étude. Le tableau D.3 contient les principales informations sur les sources de cet échantillon.

Les galaxies naines – hors nuages de Magellan – sont celles de notre échantillon (section D.2.2), sauf NGC 5253 qui a été observée par Crowther *et al.* (1999). Les spectres des nuages de Magellan ont été publiés par Reach *et al.* (2000) et Contursi *et al.* (2000). Les galaxies à flambée de formation d'étoiles et noyaux actifs sont celles de Laurent *et al.* (2000). Les galaxies spirales sont celles de Roussel *et al.* (2001a,b). Les régions H II ont été observées par Peeters *et al.* (2002). Pour cette étude, j'ai fait le choix de réduire les spectres ISOCAM – à l'exception de celui de SMC B1#1, plus délicat – afin de disposer d'un échantillon homogène, et de limiter ainsi la dispersion des résultats, sous l'effet de différentes techniques de réduction de données. Cela m'a permis, par ailleurs d'avoir une estimation cohérente des erreurs sur

Source	A.D. (J2000.0)	Déc. (J2000.0)	Champ de vue	Couverture spectrale	Instrument
<i>Galaxies naines</i>					
II Zw 40	05 ^h 55 ^m 42.7 ^s	+03°23'29.5''	87'' × 87''	5.0 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 1140	02 ^h 54 ^m 33.5 ^s	−10°01'44.0''	3' × 3'	5.0 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 1569	04 ^h 30 ^m 49.1 ^s	+64°50'52.8''	3' × 3'	5.0 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 5253	13 ^h 39 ^m 55.7 ^s	−31°38'29.0''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
<i>Nuages de Magellan</i>					
30 Doradus	05 ^h 38 ^m 36.7 ^s	−69°06'29.4''	3' × 3'	5.0 – 16.5 μm	ISOCAM
SMC B1#1	00 ^h 45 ^m 32.5 ^s	−73°18'46.3''	3' × 3'	5.1 – 16.6 μm	ISOCAM
SMC N 66	00 ^h 59 ^m 07.5 ^s	−72°10'26.0''	3' × 3'	5.0 – 16.5 μm	ISOCAM
<i>Galaxies spirales</i>					
M 51	13 ^h 29 ^m 52.3 ^s	+47°11'53.6''	3' × 3'	5.0 – 16.3 μm	ISOCAM
M 83	13 ^h 37 ^m 00.7 ^s	−29°51'58.3''	3' × 3'	5.0 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 613	01 ^h 34 ^m 17.5 ^s	−29°24'58.0''	87'' × 87''	5.0 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 1097	02 ^h 46 ^m 19.1 ^s	−30°16'28.0''	3' × 3'	5.0 – 17.3 μm	ISOCAM
NGC 1365	03 ^h 33 ^m 35.6 ^s	−36°08'23.1''	3' × 3'	5.0 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 6946	20 ^h 34 ^m 51.2 ^s	+60°09'17.5''	3' × 3'	5.5 – 16.5 μm	ISOCAM
<i>Galaxies à flambée de formation d'étoiles et noyaux actifs</i>					
Arp 220	15 ^h 34 ^m 57.2 ^s	+23°30'11.4''	45'' × 45''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
Arp 299	11 ^h 28 ^m 32.3 ^s	+58°33'45.0''	45'' × 45''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
Centaurus A	13 ^h 25 ^m 28.0 ^s	−43°01'05.7''	45'' × 45''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
Circinus	14 ^h 13 ^m 09.6 ^s	−65°20'21.4''	45'' × 45''	5.0 – 17.0 μm	ISOCAM
IC 342	03 ^h 46 ^m 49.7 ^s	+68°05'45.0''	87'' × 87''	5.0 – 16.5 μm	ISOCAM
IR 23128	23 ^h 15 ^m 46.5 ^s	−59°03'14.6''	45'' × 45''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
M 82	09 ^h 55 ^m 51.8 ^s	+69°40'45.8''	87'' × 87''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 253	00 ^h 47 ^m 32.9 ^s	−25°17'18.3''	45'' × 45''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 520	01 ^h 24 ^m 34.9 ^s	+03°47'30.8''	87'' × 87''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 1068	02 ^h 42 ^m 40.6 ^s	−00°00'47.4''	87'' × 87''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 3256	10 ^h 27 ^m 51.1 ^s	−43°54'17.0''	45'' × 45''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 4945	13 ^h 05 ^m 26.2 ^s	−49°28'15.5''	87'' × 87''	5.6 – 16.3 μm	ISOCAM
NGC 6240	16 ^h 52 ^m 58.8 ^s	+02°24'05.8''	45'' × 45''	5.1 – 16.3 μm	ISOCAM
<i>Régions H II</i>					
IR 12331	12 ^h 36 ^m 01.9 ^s	−61°51'03.9''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
IR 15384	15 ^h 42 ^m 17.1 ^s	−53°58'31.5''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
IR 18317	18 ^h 34 ^m 24.9 ^s	−07°54'47.9''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
IR 18434	18 ^h 46 ^m 04.0 ^s	−02°39'20.5''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
IR 21190	21 ^h 20 ^m 44.9 ^s	+51°53'26.5''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
IR 22308	22 ^h 32 ^m 45.9 ^s	+58°28'21.0''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
IR 23030	23 ^h 05 ^m 10.6 ^s	+60°14'40.6''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
IR 23133	23 ^h 15 ^m 31.4 ^s	+61°07'08.5''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
Orion 1	05 ^h 35 ^m 21.4 ^s	−05°25'40.1''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
Orion 2	05 ^h 35 ^m 18.2 ^s	−05°25'10.0''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS
Orion 3	05 ^h 35 ^m 18.2 ^s	−05°24'39.9''	14'' × 20 – 27''	2.4 – 27.0 μm	ISOSWS

TABLEAU D.3: Échantillon des sources dont nous avons étudié le spectre. L'ascension droite (A.D.) et la déclinaison (Déc.) sont les coordonnées du centre de la matrice pour ISOCAM.

les sources ISOCAM. Le champ de vue indiqué, dans le tableau D.3, pour les observations ISOSWS, est double : $14'' \times 20''$ pour les longueurs d'onde $2.4 - 12.1 \mu\text{m}$ et $14'' \times 27''$ pour $12.1 - 27.6 \mu\text{m}$. Cette différence est, en partie, compensée par la taille de la PSF, et en pratique, on n'observe pas de saut de flux aux alentours de $12 \mu\text{m}$.

D.3.1.2 Problèmes dus à l'hétérogénéité des observations

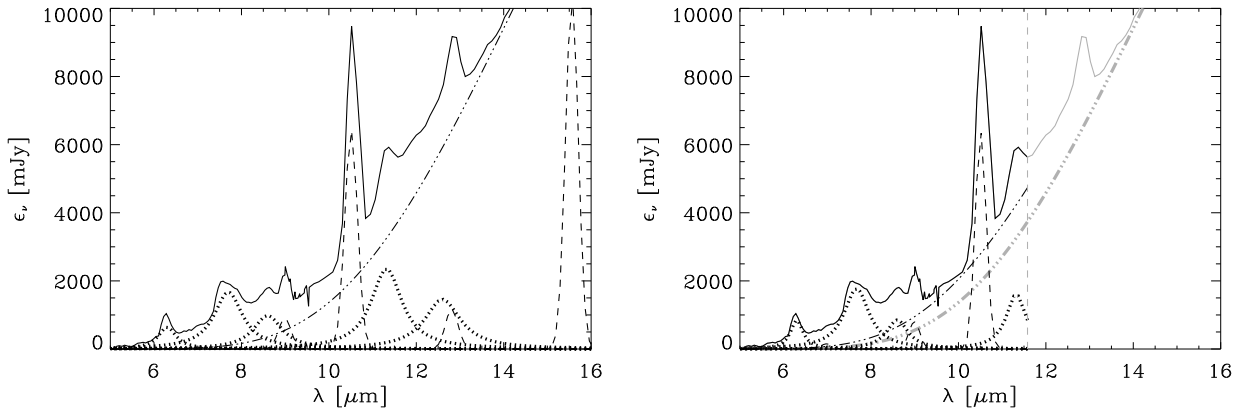


FIGURE D.6: **Effet du manque de contraintes sur le continuum pour l'ajustement des bandes.** La figure de gauche est l'ajustement utilisant toutes les longueurs d'onde du CVF. Le trait plein est le spectre observé, les pointillés sont les bandes et les tirets, les raies. La figure de droite représente le même spectre, mais ajusté en ne prenant que les longueurs d'onde des spectres ISOPHOT. Le continuum gris est celui de la figure de gauche, pour comparaison. Ce spectre est celui de 30 Doradus (Madden *et al.*, 2005). Notations : λ est la longueur d'onde, ϵ_ν est l'éclairement monochromatique.

À l'origine, nous disposons des données ISOPHOT de Vermeij *et al.* (2002), sur le grand nuage de Magellan, en plus de l'échantillon du tableau D.3. Cependant, ces spectres ne vont que de 5.8 à $11.6 \mu\text{m}$. Cette faible couverture spectrale a deux effets : (i) certaines signatures spectrales auxquelles nous nous intéressons – comme les raies [Ne II] $\lambda 12.81 \mu\text{m}$, [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$, la bande à $12.7 \mu\text{m}$ – ne sont pas observées (ii) les contraintes dont nous disposons pour appliquer notre méthode de décomposition ne sont pas les mêmes. En particulier, très peu de points contraignent le continuum des très petits grains. La figure D.6 illustre ce problème. On y voit que le continuum obtenu, lorsque l'on manque de contraintes, est différent de celui utilisant toutes les longueurs d'onde du CVF. La bande la plus affectée par cette différence est celle à $11.3 \mu\text{m}$ (figure D.6). Le tableau D.4 compare les intensités obtenues, dans ces deux cas. En revanche, nous avons vérifié l'intercalibration entre les données ISOPHOT de Vermeij *et al.* (2002) et les nôtres. Les régions cartographiées en mode CVF par ISOCAM, qui étaient observées par Vermeij *et al.* (2002) – 30 Doradus#1 et 30 Doradus#2 – sont en accord. Malgré cela, nous avons exclu les données ISOPHOT de Vermeij *et al.* (2002) de notre échantillon.

À l'opposé, la couverture spectrale d'ISOSWS est plus étendue que celle d'ISOCAM. Les effets sont inverses de ceux évoqués précédemment : (i) on trouve plusieurs composantes spectrales non présentes dans les spectres CVF (ii) le continuum des petits grains est observé sur une échelle trop grande pour que l'on puisse l'approcher par un corps noir modifié. Nous avons donc choisi de n'utiliser que la partie $5.0 - 16.5 \mu\text{m}$ des spectres ISOSWS, toujours dans la même optique de construire un échantillon homogène, en limitant les effets systématiques.

Couverture	Intensités en $10^{-15} \text{ W m}^{-2}$			
	$6.2 \mu\text{m}$	$7.7 \mu\text{m}$	$8.6 \mu\text{m}$	$11.3 \mu\text{m}$
$5.0 - 16.5 \mu\text{m}$	35	101	49	74
$5.0 - 11.6 \mu\text{m}$	33	94	32	26

TABLEAU D.4: **Effet du manque de contraintes sur le continuum pour l'ajustement des bandes.** L'exemple est 30 Doradus (figure D.6).

De plus la résolution spectrale d'ISOSWS étant très supérieure à celle d'ISOCAM, nous avons dégradé les spectres ISOSWS à la résolution spectrale d'ISOCAM. La figure D.7 montre la procédure appliquée à ces spectres.

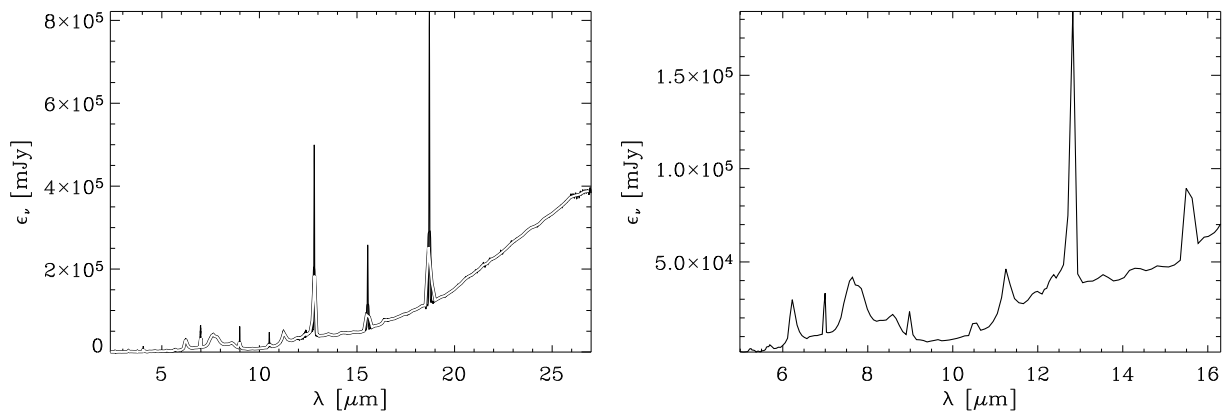


FIGURE D.7: **Procédure appliquée sur les spectres ISOPHOT.** La figure de gauche est le spectre ISOSWS original, en noir, auquel est superposé le spectre dégradé à la résolution d'ISOCAM, en trait doublé. La figure de droite est ce même spectre dégradé pris aux longueurs d'onde ISOCAM. C'est ce dernier spectre que nous utilisons. L'exemple pris est IR 15384 (Peeters et al., 2002). Notations : λ est la longueur d'onde, ϵ_ν est l'éclairement monochromatique.

Les spectres ajustés sont présentés dans l'annexe II. Les flux des bandes aromatiques sont tabulés dans l'annexe I.

D.3.2 Corrélations entre composantes spectrales

À partir de ces résultats, nous avons été capables d'établir des corrélations entre différents rapports de bandes aromatiques. Ces corrélations ont été établies à partir de spectres intégrés sur de grandes ouvertures, que j'appellerai « *corrélations globales* », et pixel par pixel, les « *corrélations spatiales* ».

D.3.2.1 Corrélations globales

La figure D.8 montre la corrélation globale, pour la plupart des sources du tableau D.3. Certaines sources ont été exclues :

- II Zw 40 et NGC 5253 dont les spectres ne contiennent pas de bandes aromatiques détectables ;
- IR 18434 et IR 21190, dont le continuum des très petits grains dominant le spectre, a un profil trop complexe pour être raisonnablement approché par un corps noir modifié ;

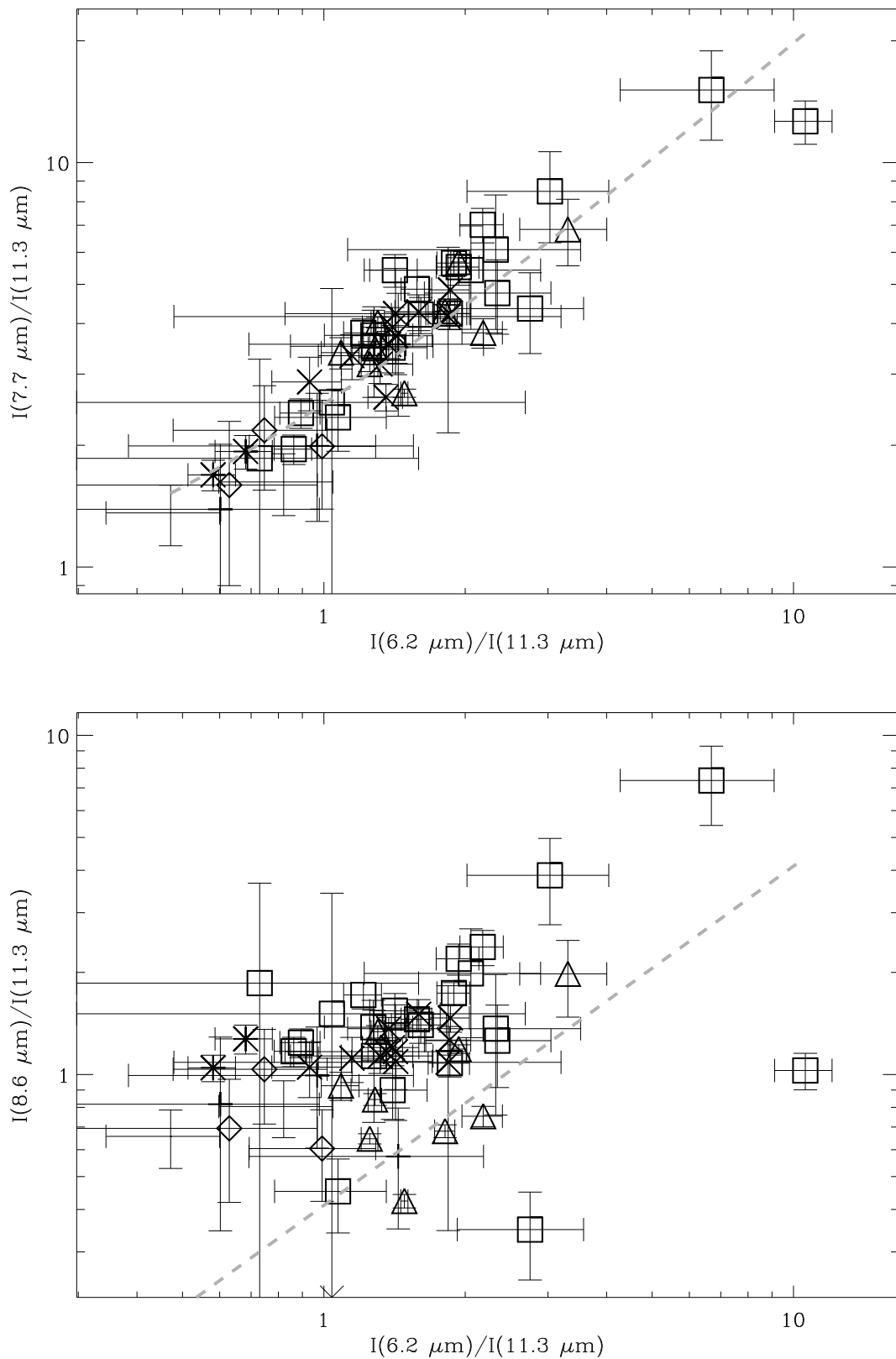


FIGURE D.8: **Corrélation globale des rapports de bandes.** Les axes sont les rapports d'intensités de bandes. La nomenclature est la suivante : les + correspondent aux galaxies naines, les *, au grand nuage de Magellan, les ◇, au petit nuage de Magellan, les △, aux régions H II, les □ aux galaxies à flambée de formation d'étoiles et noyaux actifs, et les ×, aux galaxies spirales.

- NGC 1068, dont l'émission du noyau actif produit un continuum mal approché par un corps noir modifié.

Les sources qui étaient spatialement résolues ont été intégrées dans deux ouvertures concentriques : (i) une petite ouverture n'incluant que les régions centrales (ii) une grande ouverture incluant les régions étendues diffuses. On voit sur la figure D.8 que la corrélation faisant intervenir la bande à $8.6 \mu\text{m}$ est plus dispersée que celle faisant intervenir la bande à $7.7 \mu\text{m}$. En effet, la bande à $8.6 \mu\text{m}$ (i) a une intensité relativement faible (ii) est « noyée », aux courtes longueurs d'onde, dans les ailes de la bande à $7.7 \mu\text{m}$ (iii) est affectée plus sensiblement par l'extinction, en raison de sa proximité avec la bande d'absorption des silicates à $9.7 \mu\text{m}$.

La figure D.8 est très dense et difficilement lisible. La figure D.9 trace les mêmes corrélations, mais composantes par composantes. La figure « *Galaxies naines* » les régions de faible métallicité, incluant les nuages de Magellan, et la figure « *Starbursts* » inclut les galaxies à noyau actif. On remarque que les différents types d'objets occupent des régions relativement bien déterminées sur ces diagrammes. Les galaxies naines sont situées « au bas » de la corrélation, ensuite viennent les galaxies spirales, en remontant, puis les régions H II. Quant aux « *starbursts* », ils en couvrent pratiquement toute l'étendue.

D.3.2.2 Corrélations spatiales

Nous avons sélectionné un petit nombre de galaxies résolues par ISOCAM, ayant un rapport signal sur bruit assez grand pour pouvoir étudier les mêmes rapports de bandes que précédemment, mais spatialement. Ces sources sont : NGC 1569, 30 Doradus, SMC N 66, IC 342, M 82, M 51 et M 83. La figure D.10 montre ces corrélations. La régression linéaire de la corrélation $I(7.7 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ est très proche de son analogue globale (figure D.8). En revanche, celle de la relation $I(8.6 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ est sensiblement différente. Cette différence est probablement due au fait que nous avons conservé, dans ce cas-là, les données de meilleure qualité, alors que la corrélation globale contenait des données très bruitées.

De la même manière qu'à la section D.3.2.1, nous avons tracé en détail ces corrélations (figure D.11). Le cas le spectaculaire est celui de la relation $I(7.7 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ de M 82. Le nuage de point est très peu dispersé. La régression linéaire diffère légèrement de celle incluant toutes les galaxies – différence entre les tirets et les pointillés. Sur tous les nuages de points de la figure D.11, le « haut » de la corrélation correspond aux régions centrales, les plus intenses, et aussi les plus éteintes, tandis que le « bas » de la corrélation correspond aux régions les plus diffuses.

D.3.3 Tentatives d'interprétation et perspectives

Comment interpréter ces corrélations ? Vermeij *et al.* (2002) ont trouvé les mêmes corrélations, sur un échantillon plus restreint, à partir d'observations ISOPHOT du grand nuage de Magellan, des données de SMC B1#1 de Reach *et al.* (2000) et de régions H II Galactiques. Leur décomposition spectrale a été faite en suivant la méthode « néerlandaise », les résultats ne sont donc pas quantitativement comparables. Ils trouvent cependant la même tendance, les points des nuages de Magellan occupant le « bas » de la corrélation, et les régions H II, le « haut ». Vermeij *et al.* (2002) interprètent la répartition des points, sur les relations $I(7.7 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ et $I(8.6 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$, en fonction de l'importance de la bande à 2175 \AA . En effet, les mesures d'extinction montrent que cette bande est plus faible dans les nuages de Magellan (figure A.5). Une corrélation entre l'intensité de cette bande et la structure moléculaire des PAHs – par l'intermédiaire des rapports

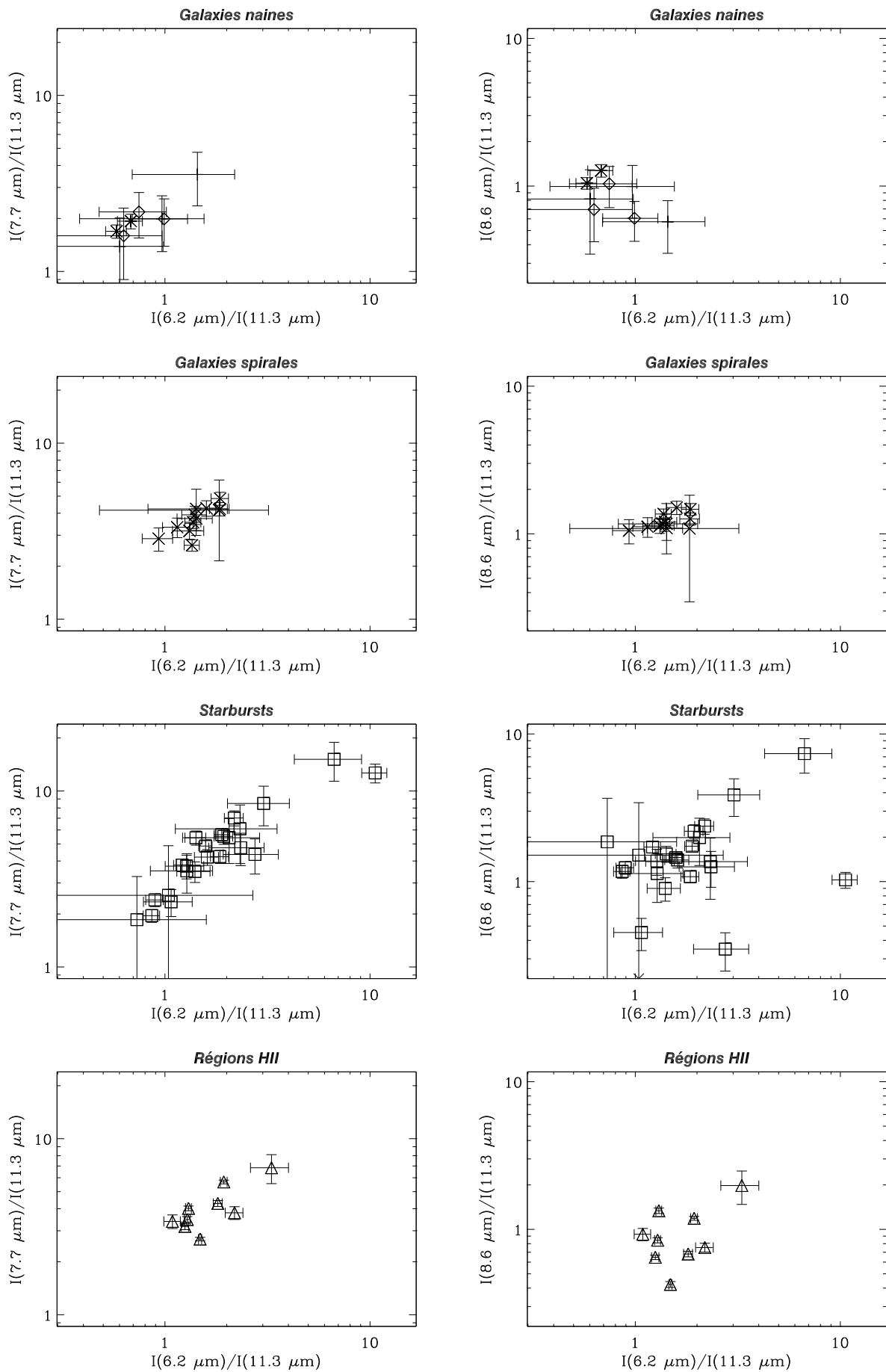


FIGURE D.9: Détails de la figure D.8. Les échelles sont identiques à celles de la figure D.8.

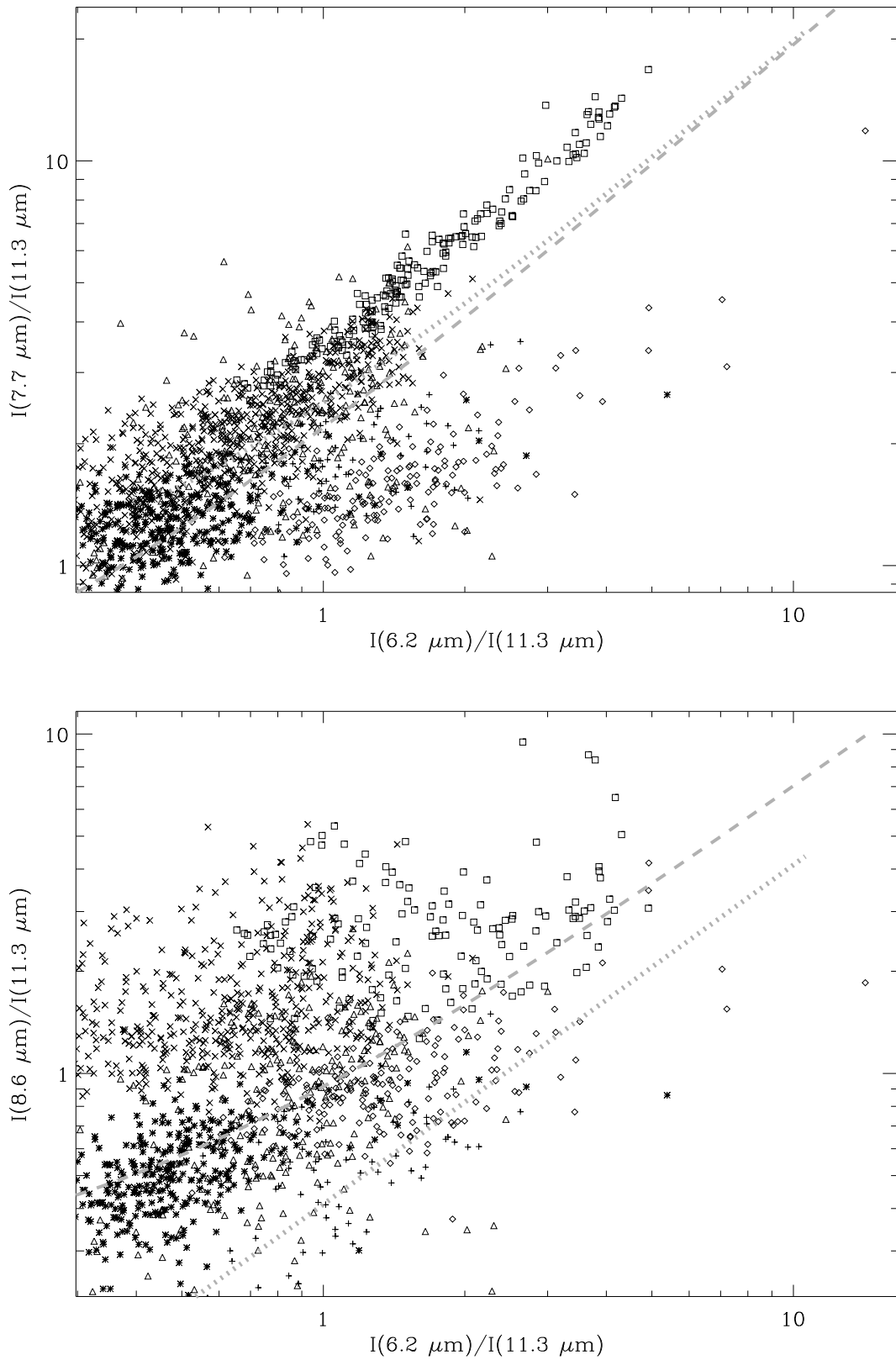


FIGURE D.10: **Corrélation spatiale des rapports de bandes.** Les axes sont les rapports d'intensités de bandes. Les + correspondent à NGC 1569, les *, à 30 Doradus, les ◇, à SMC N 66, les △, à IC 342, les □, à M 82, et les ×, aux galaxies spirales, M 51 et M 83. Les tirets gris sont les régressions linéaires des nuages de points, et les pointillés gris, celles de la figure D.8. Les échelles sont celles de la figure D.8.

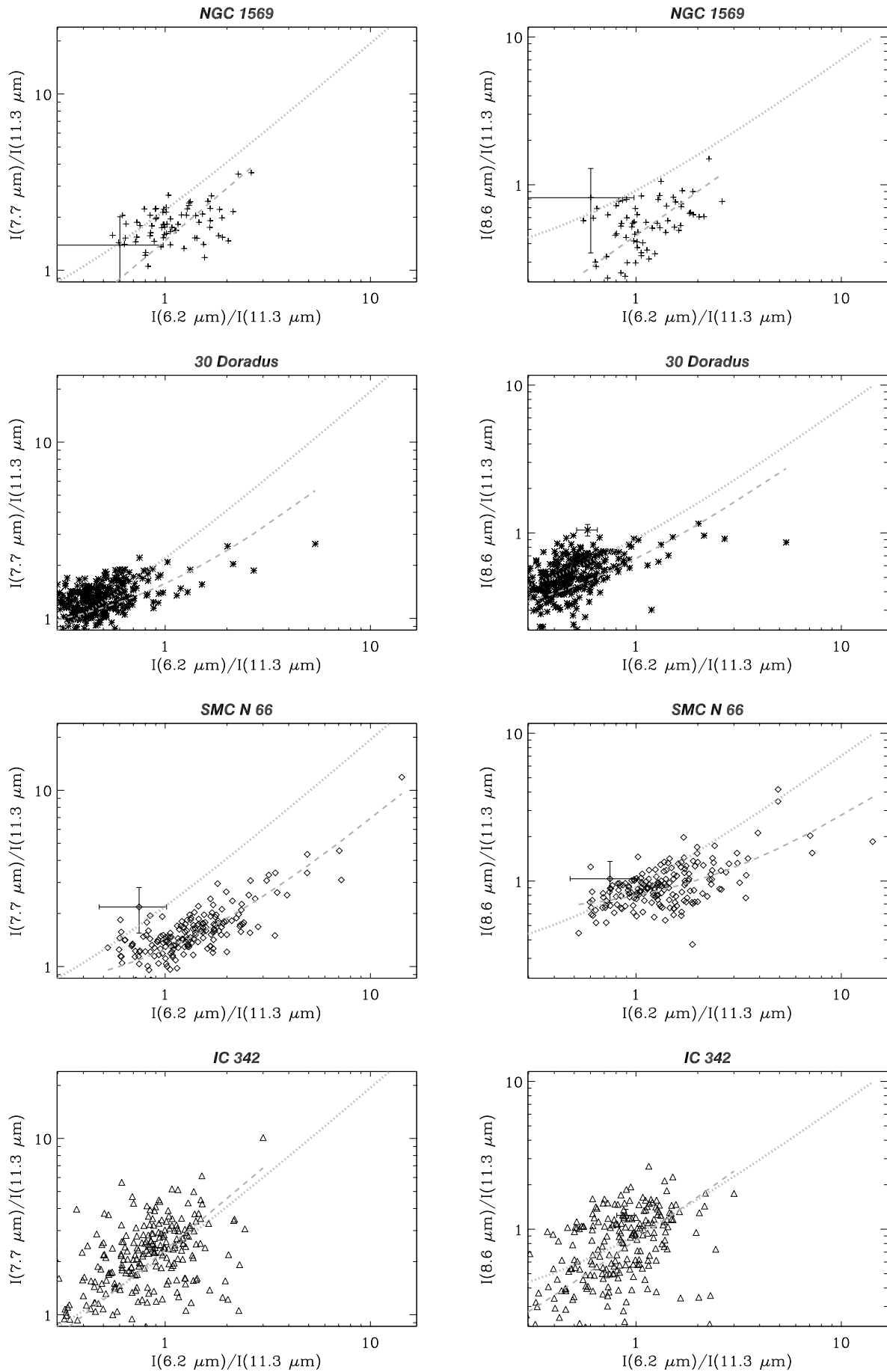


FIGURE D.11: Détails de la figure D.10.

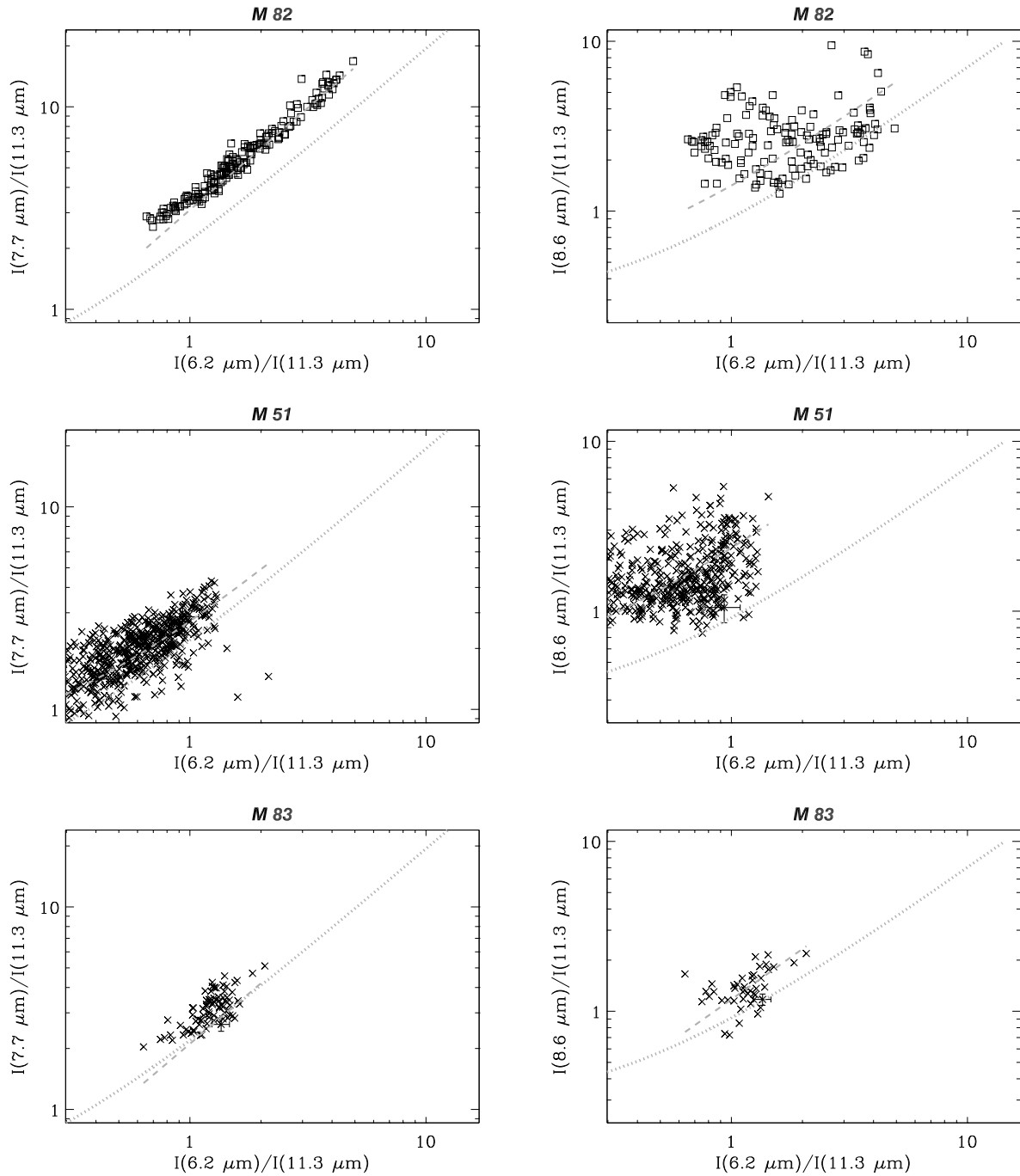


FIGURE D.11 (suite) – Détails de la figure D.10. Les échelles sont identiques à celles de la figure D.10. Les tirets gris sont les régressions linéaires du nuage de points, les pointillés, celles de la figure D.10. La barre d'erreur sur chaque figure correspond à la mesure globale sur toute la galaxie.

de bandes aromatiques – pourrait permettre de valider ou d'infirmer l'hypothèse que les PAHs sont les porteurs de cette bande. Pour trancher cette question, il faudrait disposer de mesures d'extinction sur la même ligne de visée, ce qui n'est pas encore le cas.

D'un autre point de vue, la connaissance détaillée des variations de ces rapports de bandes aromatiques, selon les environnements, peut conduire à la construction de modèles – des « *templates* » – afin d'interpréter d'autres observables. Par exemple, [Laurent et al. \(2000\)](#) ont utilisé de tels « *templates* » pour établir les diagnostics permettant d'identifier les noyaux actifs profondément enfouis. [Gallais et al. \(2004\)](#) ont déterminé l'extinction de Arp 299, à partir d'observations ISOCAM, en supposant un spectre de PAHs « *canoniques* ». Ces rapports peuvent également servir à calibrer l'émission des PAHs, prédite par les modèles de poussière (chapitre B).

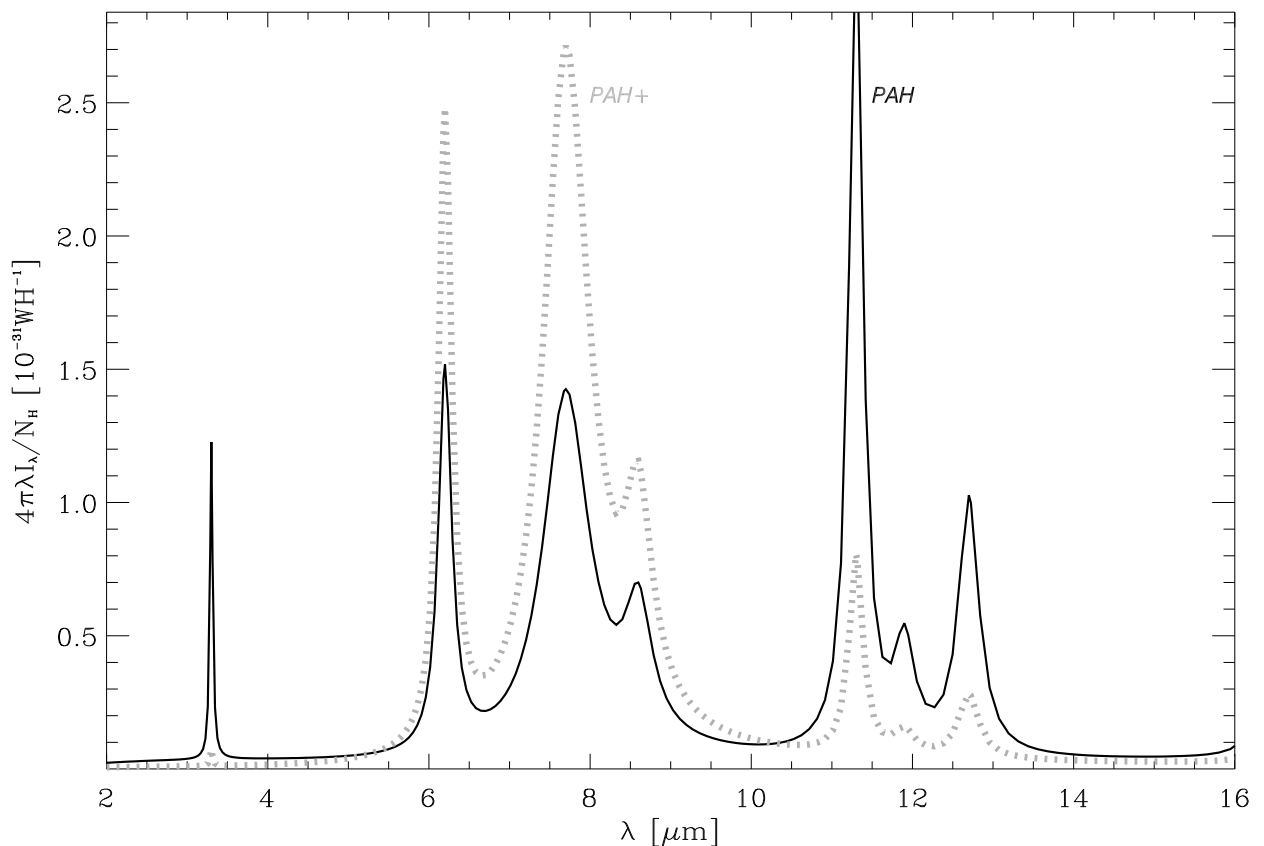


FIGURE D.12: **Spectres de PAHs neutres et ionisés.** Le trait plein noir montre le spectre émis par des PAHs neutres avec la distribution de taille du modèle de [Désert et al. \(1990\)](#), soumis au champ de rayonnement Galactique. Les pointillés gris montrent le spectre émis par des PAHs ionisés dans les mêmes conditions. Les sections efficaces des PAHs utilisées sont celles du modèle de [Li & Draine \(2001\)](#). Notations : λ est la longueur d'onde, I_λ , l'intensité monochromatique, N_H , la densité de colonne d'hydrogène.

La figure D.12 montre que le rapport des bandes change lorsque les PAHs sont ionisés. Plus précisément, les rapports $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$, $I(7.7 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ et $I(8.6 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ augmentent lorsque la proportion de PAHs ionisés augmente. Cette constatation pourrait être approfondie pour expliquer le fait que nos mesures de ces rapports augmentent lorsque l'on se rapproche des régions centrales, là où le rayonnement ionisant est le plus intense.

De manière générale, les facteurs influençant le spectre des PAHs sont : *(i)* le rapport entre PAHs neutres et ionisés *(ii)* le degré d'hydrogénation des PAHs *(iii)* la taille et la structure moléculaire des PAHs (Peeters, 2002, par exemple). Ces caractéristiques sont influencées par les conditions physiques locales. Il est cependant difficile de séparer ces effets, dans la pratique, à partir de l'émission seule. Il faudrait disposer d'estimateurs des conditions physiques, dans toutes les régions étudiées – comme l'intensité du champ de rayonnement, G_0 , et la densité électronique, n_e – afin de trouver des corrélations entre ces quantités et les rapports de bandes. C'est la prochaine étape de ce projet.

Chapitre E

Étude de galaxies elliptiques en infrarouge moyen

E.1 Présentation	107
E.2 Publication (<i>in English</i>)	107

E.1 Présentation

La présente étude se situe dans la même optique que les précédentes : utiliser la richesse des données ISO – ISOCAM, en l’occurrence – afin d’étudier les propriétés des poussières dans des environnements où celles-ci sont très mal connues, en raison de la faiblesse de leur émission. Avant ISO, la poussière, dans les galaxies elliptiques était difficile à étudier, en raison du manque de sensibilité des instruments. L’article, inséré à la section E.2, se concentre sur un échantillon de 18 galaxies elliptiques, dont deux naines. Ce n’est pas une étude spectroscopique, à proprement parler, puisque nous n’avons utilisé que des observations en bandes larges – LW1, LW2 et LW3 (tableau C.3). Cependant, les spectres de galaxies elliptiques, en infrarouge moyen, sont très difficilement mesurables, en raison de la faiblesse du signal, inhérente à ces objets. On peut s’en convaincre, en considérant le niveau de bruit du CVF de la figure D.2, par exemple.

Ma contribution à cette étude a été plus modeste que pour les autres articles. J’ai fait profiter *Μανόλης Ξυλούρης* de mon expérience des données ISOCAM, en lui fournissant certaines de mes procédures, et en participant à la solution des difficultés ponctuelles. Par ailleurs, je lui ai fourni le même type d’aide, pour la modélisation des distributions spectrales d’énergie. Enfin, j’ai participé à la discussion scientifique des résultats, tout au long du projet, et aux relectures de l’article.

E.2 Publication (*in English*)

XILOURIS, E. M., MADDEN, S. C., GALLIANO, F., SAUVAGE, M., & VIGROUX, L. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 416 :41-55,
Dust emission in early-type galaxies : the mid-infrared view.

Dust emission in early-type galaxies: The mid-infrared view^{*,**}

E. M. Xilouris, S. C. Madden, F. Galliano, L. Vigroux, and M. Sauvage

DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Received 27 June 2003 / Accepted 24 November 2003

Abstract. We present mid-infrared (MIR) maps for a sample of 18 early-type galaxies observed at 4.5, 6.7 and 15 μm with the ISOCAM instrument on board the ISO satellite with a 6'' spatial resolution. We model the Spectral Energy Distribution (SED) of these galaxies using the stellar evolutionary synthesis model PÉGASE and we derive the MIR excess over the stellar component. We then explore the nature of this excess in terms of dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules (PAHs). We find that out of 18 galaxies, 10 show excess at 6.7 μm (due to the presence of PAH features) and 14 show excess at 15 μm (due to the presence of warm dust). In two galaxies, where a more complete wavelength coverage exists, an excess around 9.7 μm is seen (presumably due to silicate dust emission), while two other galaxies are totally devoid of dust. We also examine the morphology of the galaxies in these wavelengths by plotting the azimuthally averaged radial profiles as well as the MIR color profiles. We find that for the majority of the galaxies the 4.5 μm emission is well described by a de Vaucouleurs profile. The 6.7 μm and 15 μm emission is smoothly distributed throughout the galaxy while only a few galaxies show MIR emission which is more concentrated close to the center. Two dwarf galaxies in our sample show patchy distributions of the MIR emission while two other galaxies show edge-on disks. With color-color diagrams we delineate the regions occupied by late-type and early-type galaxies. Finally we show that the MIR excess found in strong radio galaxies like NGC 4486 (M87) can be explained by synchrotron emission.

Key words. ISM: dust, extinction – galaxies: elliptical and lenticular, cD – galaxies: ISM – infrared: galaxies – infrared: ISM

1. Introduction

One of the discoveries of *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) was that a significant fraction of early-type galaxies (ellipticals and lenticulars) contain non negligible amounts of dust (Jura et al. 1987; Knapp et al. 1989) although the detection rate drops significantly when active galactic nuclei (AGN), peculiar systems and background contamination are excluded (Bregman et al. 1998). This was a surprising result since early-type galaxies were thought to be relatively devoid of interstellar medium (ISM). Recent high resolution images from the *Hubble Space Telescope* (HST) verify that about 78% of the early-type galaxies contain nuclear dust (van Dokkum & Franx 1995).

These discoveries have lead a number of groups over the last few years to examine the physical conditions and nature of the ISM in early-type galaxies. The *Infrared Space Observatory* (ISO), with greater sensitivity and better spatial resolution compared to IRAS, has proven to be a very useful tool to probe the dust content in these galaxies. Mid-infrared

(MIR) observations made by ISO have shown that even though the evolved stellar population can be a dominant contributor in this part of the spectrum (Boselli et al. 1998), dust in the form of either small hot grains and/or Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules (PAHs) can also be present in some cases (Madden et al. 1999; Malhotra et al. 2000; Athey et al. 2002; Ferrari et al. 2002).

One interesting question pertains to the origin of dust in early-type galaxies. Possible scenarios for the origin of the dust in early-type galaxies include: 1) merging events resulting in galaxies donating large amounts of dust and gas, often seen in dust patches and dust lanes 2) cooling flow condensations (e.g. Fabian et al. 1991) often accounting for dust centrally concentrated and 3) mass loss from late-type stars (Knapp et al. 1992) which would result in dust more widely distributed throughout the galaxy.

The evolution of the dust grains in the hot X-ray environment of some elliptical galaxies is also of great interest. It is remarkable that despite the fact that thermal sputtering destroys the grains, these galaxies can harbor a substantial amount of dust (Tsai & Mathews 1995).

In this paper we study the MIR emission of 18 early-type galaxies observed with the ISOCAM instrument on board the ISO satellite for which we have obtained broad band imaging at 4.5, 6.7 and 15 μm and which are well studied at many wavelengths. For each galaxy we perform detailed modelling of the

Send offprint requests to: S. C. Madden,
 e-mail: smadden@cea.fr

* Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, The Netherlands and the UK) and with the participation of ISAS and NASA.

** Appendix A is only available in electronic form at <http://www.edpsciences.org>

Spectral Energy Distribution (SED) using the PÉGASE stellar evolutionary synthesis model (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). We use this model to fit the available data from the ultra-violet (UV) to near-infrared (NIR) part of the spectrum. Extrapolating the modelled SED to the MIR wavelengths we then determine the MIR excess over the old stellar component. We examine the MIR colors as a function of the radius of the galaxy and we present diagnostic color-color diagrams of MIR and far-infrared (FIR) colors in order to delineate regions occupied by different types of galaxies. We also examine the morphology of these galaxies using their azimuthally averaged radial profiles.

The paper is structured as follows. In Sect. 2, we describe the galaxy sample and the observations. In Sect. 3, we describe our data reduction procedure. In Sect. 4, we give a brief description of the MIR extragalactic spectra and what features can be present in the ISOCAM bands. The results of this study are presented in Sect. 5 and a discussion follows in Sect. 6. We summarize the main points of this study in Sect. 7.

2. Observations

The observations were carried out with the ISOCAM 32×32 LW imaging array (Cesarsky et al. 1996) on board the ISO satellite (Kessler et al. 1996). The galaxy images were constructed in raster mode with individual frames slightly shifted (usually $\sim 10''$) and combined into a 2×2 raster configuration. Each galaxy was observed in three broadband filters, LW1 centered at $\lambda_c = 4.5 \mu\text{m}$ ($\Delta\lambda = 4\text{--}5 \mu\text{m}$), LW2 centered at $\lambda_c = 6.7 \mu\text{m}$ ($\Delta\lambda = 5\text{--}8.5 \mu\text{m}$) and LW3 centered at $\lambda_c = 15 \mu\text{m}$ ($\Delta\lambda = 12\text{--}18 \mu\text{m}$). We shall hereafter refer to them by their central wavelength. The observations were performed using a $6''$ pixel size with a beam FWHM of $\sim 5.2''$, $6.0''$, $6.5''$ for the 4.5, 6.7, $15 \mu\text{m}$ observations respectively. At the mean distance to our sample of galaxies (~ 20 Mpc) the pixel scale corresponds to ~ 0.6 kpc. For the closest galaxies in our sample (the two dwarf elliptical galaxies NGC 185 and NGC 205) the pixel scale is ~ 18 pc. Additional observations for NGC 1399 and for NGC 5102 in the LW4 ($\lambda_c = 6.0, \Delta\lambda = 5.5\text{--}6.5$), LW5 ($\lambda_c = 6.8, \Delta\lambda = 6.5\text{--}7.0$), LW6 ($\lambda_c = 7.7, \Delta\lambda = 7.0\text{--}8.5$), LW7 ($\lambda_c = 9.6, \Delta\lambda = 8.5\text{--}10.7$), LW8 ($\lambda_c = 11.3, \Delta\lambda = 10.7\text{--}12.0$), LW9 ($\lambda_c = 14.9, \Delta\lambda = 14.0\text{--}16.0$) and with a $6''$ pixel size already presented in Athey et al. (2001) are re-analyzed and presented here. Table 1 gives basic data about the galaxies in the sample. Distances are from O' Sullivan et al. (2001).

3. Data reduction

Data reduction was performed using the CAM Interactive Reduction package (CIR; Chaniel 2003). The analysis (which is similar to that described in great detail in Madden et al. 2004) proceeded as follows. First, the dark current subtraction was done using a method based on the Biviano et al. (1998) model. Then, the borders of the detector, which are insufficiently illuminated, were masked out in order to allow for proper photometric analysis. The cosmic ray removal was done in two steps. In the first step, an automatic method based on

Table 1. Observational information of the galaxies.

NAME	ISO-TDT ^a	Hubble type	Distance (Mpc)
NGC 185 ^b	40001320	dE5	0.62
NGC 205 ^b	39902919	dE5	0.72
NGC 1052 ^c	79601801	E4	17.70
NGC 1316 ^c	58800702	S0	18.11
NGC 1399 ^{c,d}	85201724	E1	18.11
NGC 2300 ^c	72601523	SA0	27.67
NGC 3928 ^c	15301004	E1	17.00
NGC 4278 ^c	22900605	Sa	16.22
NGC 4374 ^c	23502406	E0	15.92
NGC 4473 ^c	23800407	E1	16.14
NGC 4486 ^c	23800808	E5	15.92
NGC 4649 ^c	24101209	E2	15.92
NGC 5018 ^c	40000210	E2	30.20
NGC 5102 ^{c,d}	08902411	SA0	4.16
NGC 5173 ^c	35400412	E0	34.99
NGC 5266 ^c	08100313	SA0	60.00
NGC 5363 ^c	22500814	S0	15.79
NGC 5866 ^c	08001315	SA0	13.18

^a The Target Dedicated Time (TDT) number of the *ISO* observations as it appears in the *ISO* archive.

^b $6''$ observations are only available.

^c $6''$ observations for the 4.5, 6.7 and $15 \mu\text{m}$ as well as $3''$ observations for the 6.7 and $15 \mu\text{m}$ are available.

^d Additional $6''$ observations at 6.0, 6.8, 7.7, 9.6, 11.3 and $14.9 \mu\text{m}$ are also available.

the Multiresolution Median Transform (Starck et al. 1999) was used to correct for the major cosmic ray events. Then a very careful visual inspection of the time history of each pixel was made and a mask was applied to pixels that showed deviations from the mean value for a given configuration (i.e. for the same pointing, the same pixel size and the same filter). Transient corrections were made in order to account for memory effects using the Fouks-Schubert method (Coulais & Abergel 2000). After averaging all frames of the same configuration (same filter and pixel size) we corrected for the flat-fielding effects. Because of the large extent of our objects we used two different methods to do the flat-field correction. In most cases the flat-field response was calculated by averaging the values of those pixels that were illuminated by the background emission (after masking the source) and taking interpolated values from the neighboring pixels and the default calibration flat-field for the masked pixels. For observations where the object was quite extended (i.e. little background is present in the maps) the raw calibration flats were used (see Roussel et al. 2001, for a more detailed description). After flat-fielding the images, the final map was constructed by projecting together all the individual images of the same configurations. Then, the conversion from electronic units to flux density units was made, using the in-flight calibration data base. The sky background was determined in the galaxy frames by calculating the median value of

the sky pixels (after masking the source). In some cases (all the 4.5 μm observations and the NGC 4486 and NGC 5363 6.7 μm observations) the field of view was smaller than the size of the galaxy and the background was not present in the images. In those cases we created azimuthally averaged profiles of the galaxies and fitted these with a de Vaucouleurs profile (de Vaucouleurs 1953) allowing for the background value to vary as a free parameter. An example is shown in Fig. 1 with the azimuthally averaged radial profile of the 4.5 μm observations of NGC 1399 (points) fitted with a de Vaucouleurs profile (dot-dashed line) and a constant background (dashed line). The solid line gives the best fit to the data (with the innermost part of the profile not fitted).

4. Mid-IR extragalactic spectra

The MIR wavelengths trace a variety of environments such as ionized gas (traced by the ionic lines), photodissociation regions (traced by the PAHs) as well as emission from stellar photospheres and warm dust found throughout a galaxy. More specifically, the three ISOCAM filters used in this survey (4.5, 6.7 and 15 μm) can be used to trace the following possible components:

- 4.5 μm (LW1): The Rayleigh-Jeans tail of the evolved stellar population.
- 6.7 μm (LW2): The PAH features at 6.3, 7.7 and 8.6 μm , if present and excited, can dominate the emission in this filter. These bands are proposed to be of carbonaceous origin with sizes from 0.4 nm to 1.2 nm, stochastically heated to high temperatures (Léger & Puget 1984; Allamandola et al. 1990; Désert et al. 1990). Low level continuum emission from the evolved stellar population may also be present. In the special cases of AGNs, very warm circumnuclear dust can also contribute to this band.
- 15 μm (LW3): Continuum emission in this band is seen in HII regions and IR luminous galaxies, thought to originate in very small grains (VSGs; with sizes from 1.2 nm to 15 nm) which are transiently heated to high temperatures, i.e. 100 to 200 K (Désert et al. 1990). The PAHs at 11.3 and 12.8 μm can also be present in this filter as well as emission from nebular lines, e.g. NeII, NeIII. Non-thermal emission associated with AGNs and central radio sources can also dominate the emission in this band.

If no dust were present, the 6.7 and 15 μm bands would only contain the diminishing emission of the old stellar population.

5. Results

5.1. Mid-IR maps

For each galaxy, we present the ISOCAM 4.5, 6.7 and 15 μm observations in Figs. A.1–A.9 of Appendix A. The background image overlaid with the 4.5 μm contours in the top panel, is an optical map from the Digitized Sky Survey (except for NGC 4486 (M87) where a WFPC-2 HST image is presented in order to show a clear picture of the jet as well as the main body of the galaxy). In the middle and bottom panels the 6.7 μm and

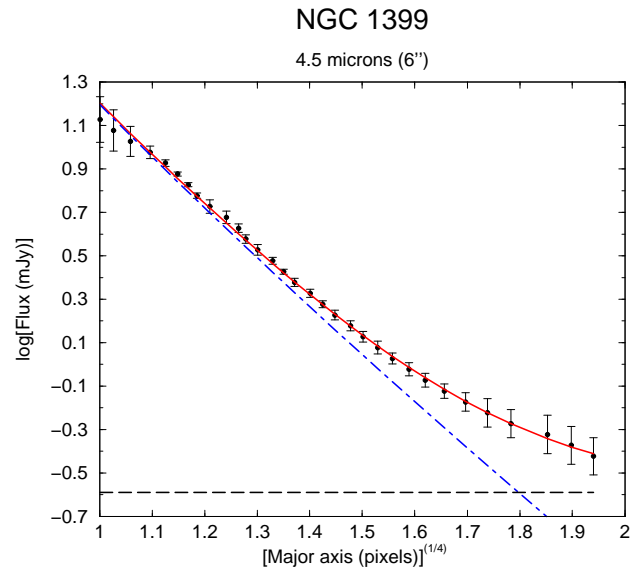


Fig. 1. Azimuthally averaged radial profile of NGC 1399 at 4.5 μm (points). The solid line gives the best fit to the data while the dot-dashed line gives the de Vaucouleurs profile for the galaxy and the dashed line gives the constant value of the background determined from the fit.

15 μm maps (6'' pixel size) are shown respectively, along with contours of the same maps overlaid to emphasize the shape of the MIR images. The contour levels were chosen to provide a good idea of the flux distribution in the fainter extended regions as well as the central regions where the flux peaks. The contour levels for each galaxy are given in the figure captions of Figs. A.1–A.9.

5.2. 15 μm emission maps and dust seen in extinction

It is possible that the MIR emission of early-type galaxies is associated with continuum emission of very small grains (VSGs) which, if present, are heated to temperatures of a few hundred degrees (Madden et al. 1999; Ferrari et al. 2002). VSGs together with other types of dust grains, e.g. PAHs and bigger grains (with sizes from 15 nm to 110 nm, Désert et al. 1990) which peak at FIR wavelengths, should also contribute to the extinction of the optical light and thus show up as extinction features. Comparing optical and MIR images of spiral galaxies has been proven to be a very useful tool for mapping the distribution of dust grains of all sizes throughout the images of the galaxies (Block et al. 1997; Block & Sauvage 2000). A major difficulty in comparing extinction features and the MIR emission in early-type galaxies is the uncertainty of the way that dust is distributed inside those galaxies. As an example one can think of the dust distributed in a smooth and homogeneous way relative to the stars and thus being invisible when looking at the extinction of the starlight. In some galaxies though, HST has revealed extinction features in the cores of early-type galaxies (van Dokkum & Franx 1995).

ISO is still the most sensitive instrument to date for MIR mapping. In Fig. 2, we compare the MIR emission at 15 μm with extinction features that we see in the optical.

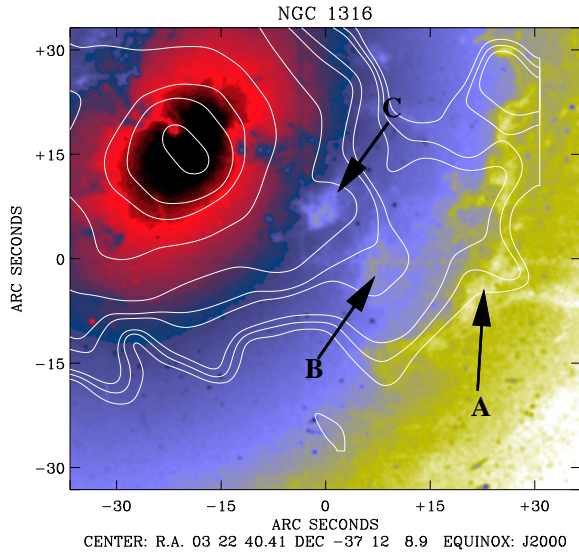


Fig. 2. Optical HST image (background image) with the $6''$ $15\ \mu\text{m}$ emission map (contours) overlaid for the central region of NGC 1316. The contour levels are 0.3, 0.35, 0.4, 0.6, 0.7, 1.0, 1.2, 4.0, 6.0, 12.0 mJy/pixel. Regions A, B and C show extinction features in the optical image that are traced nicely by the $15\ \mu\text{m}$ contours.

The background image is an HST observation of the core of the galaxy Fornax-A (NGC 1316). We compare this image with the MIR emission from this galaxy by overplotting the $15\ \mu\text{m}$ contours. We see that the $15\ \mu\text{m}$ emission is clearly associated with the dust extinction features. The outer right part of the image shows a large arc-like structure (region A) traced by the $15\ \mu\text{m}$ emission. In regions B and C, optical dust patches are shown to be well correlated with the shape of the overlaid $15\ \mu\text{m}$ emission contours. A much more obvious correlation between the $15\ \mu\text{m}$ emission and the dust as seen in extinction is shown in the galaxy NGC 5266 (Fig. 3) where large scale extinction lanes indicate the presence of a dust disk. This dust disk is very obvious in the $15\ \mu\text{m}$ contours.

5.3. SEDs

In order to broaden our understanding of the nature and the properties of the ISM in early-type galaxies it is important to properly model the Interstellar Radiation Field (ISRF) and thus to infer any excess that may be present in the MIR. We do that by modelling the SED of all the galaxies in this sample using all the available data from the UV to the FIR and the stellar evolutionary model PÉGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997).

5.3.1. The data

Optical and NIR data were obtained from databases where aperture photometry has been reported. For all the galaxies (except for NGC 185 and NGC 205) the optical data (in most cases a full set of U , B , V , R and I aperture photometry) were taken from Prugniel & Heraudeau (1998). For NGC 185, B , V and R aperture photometry were taken from Sandage & Visvanathan (1978) while for NGC 205, V , J , H and K aperture photometry were obtained from Frogel et al. (1978). Near-infrared J , H

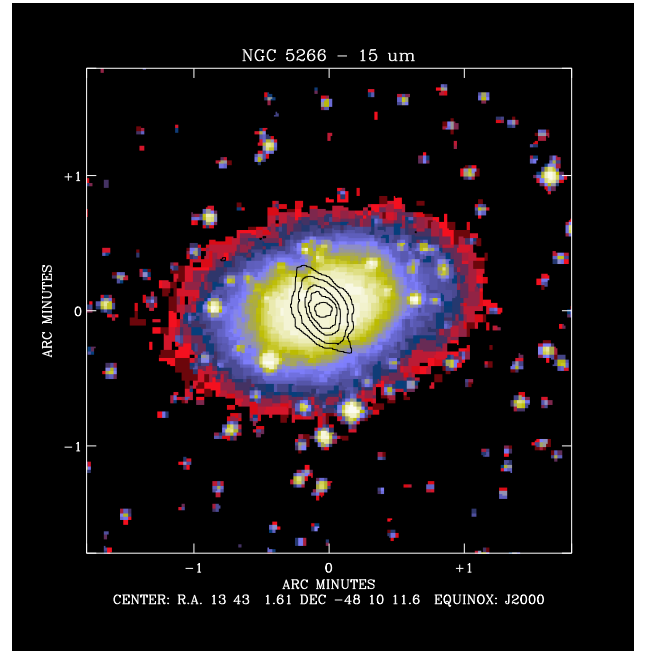


Fig. 3. Optical DSS image (background image) of NGC 5266 with the $6''$ $15\ \mu\text{m}$ emission map (contours) overlaid.

and K aperture photometry were then taken from Persson et al. (1979) for the galaxies NGC 1316, NGC 1399, NGC 4374, NGC 4473, NGC 4486, NGC 5018, NGC 5102, NGC 5363 and from Frogel et al. (1978) for NGC 2300, NGC 4278 and NGC 4649. For the galaxies NGC 1052, NGC 3928, NGC 5173 and NGC 5866 we obtained J , H and K aperture photometry from the 2MASS database. Both the optical and NIR observations were then corrected for foreground galactic extinction by applying a galactic extinction law with values of the B -band Galactic extinction taken from the RC3 catalogue (de Vaucouleurs et al. 1991). The FIR data at 60 and $100\ \mu\text{m}$ was taken from the IRAS catalogue. The NED and SIMBAD databases were used extensively to obtain the data.

For the MIR data, presented in this work, the integrated flux was measured for all the galaxies and all the filters in concentric apertures centered at the maximum flux (the galaxy center) with an increasing radius of one pixel. In this way, a growth curve of the galaxy's flux was constructed out to distances limited by the frame size. The photometric errors were calculated by taking into account the errors introduced by the photon noise, the readout noise, the memory effects as well as a 5% error due to flux density calibration uncertainties (ISOCAM handbook) and an additional 5% variation along each orbit (ISOCAM handbook). A more detailed description of the evaluation of the photometric errors is given in Roussel et al. (2001). The total fluxes (integrated within the field of view of ISOCAM) for each galaxy are given in Table 2.

After having collected all the data described above, a common aperture was chosen for each galaxy (mainly introduced from the NIR data which, in many cases, were limited to a few aperture sizes). This common aperture is $60''$ (NGC 185), $48''$ (NGC 205), $75''$ (NGC 1052), $56''$ (NGC 1316), $56''$ (NGC 1399), $32''$ (NGC 2300),

Table 2. Total integrated MIR (4.5 μm , 6.7 μm and 15 μm) fluxes inside the field of view for the galaxies in the sample.

NAME	4.5 μm (mJy)	6.7 μm (mJy)	15 μm (mJy)
NGC 185	246.5 \pm 20.4	76.7 \pm 6.3	59.3 \pm 6.7
NGC 205	234.1 \pm 19.7	111.5 \pm 8.9	23.5 \pm 5.1
NGC 1052	249.8 \pm 29.6	140.2 \pm 13.9	230.6 \pm 63.9
NGC 1316	776.2 \pm 57.6	410.4 \pm 31.1	210.1 \pm 34.0
NGC 1399	414.7 \pm 35.4	178.7 \pm 14.4	88.6 \pm 25.4
NGC 2300	149.2 \pm 21.8	80.8 \pm 8.8	26.5 \pm 17.4
NGC 3928	42.5 \pm 18.0	154.6 \pm 14.4	152.2 \pm 26.5
NGC 4278	267.7 \pm 26.8	144.7 \pm 12.4	45.0 \pm 13.8
NGC 4374	546.5 \pm 43.3	219.4 \pm 18.6	89.6 \pm 23.6
NGC 4473	332.7 \pm 32.4	127.1 \pm 15.6	74.8 \pm 29.4
NGC 4486	759.3 \pm 56.1	440.9 \pm 32.1	105.9 \pm 21.2
NGC 4649	691.6 \pm 50.1	308.1 \pm 24.1	58.4 \pm 10.8
NGC 5018	242.6 \pm 25.7	123.6 \pm 13.5	54.3 \pm 16.3
NGC 5102	244.9 \pm 22.0	109.2 \pm 10.9	30.8 \pm 23.1
NGC 5173	26.0 \pm 13.3	29.7 \pm 7.5	23.9 \pm 14.4
NGC 5266	197.6 \pm 21.9	149.8 \pm 12.8	115.4 \pm 28.5
NGC 5363	384.4 \pm 29.3	311.0 \pm 23.4	99.8 \pm 17.2
NGC 5866	358.4 \pm 31.6	262.1 \pm 20.6	179.6 \pm 23.5

Table 3. Model parameters. The age and metallicity as calculated from the PÉGASE stellar evolutionary model, and the dust mass and dust temperature as derived from black-body fits, assuming an emissivity index of $\beta = 1$.

NAME	Metallicity	Age (Myr)	Dust Temp. (K)	Dust mass M_{\odot}
NGC 185	0.01	1400	26	865
NGC 205	0.02	350	24	3.4 \times 10 ³
NGC 1052	0.10	7000	35	1.4 \times 10 ⁵
NGC 1316	0.03	4000	30	1.5 \times 10 ⁶
NGC 1399	0.04	4000	21	4.3 \times 10 ⁵
NGC 2300	0.02	14000	28	5.5 \times 10 ⁴
NGC 3928	0.04	1600	35	4.6 \times 10 ⁵
NGC 4278	0.02	8000	30	2.7 \times 10 ⁵
NGC 4374	0.03	4500	33	1.0 \times 10 ⁵
NGC 4473	0.02	8000	36	6.8 \times 10 ³
NGC 4486	0.04	3000	45	1.1 \times 10 ⁴
NGC 4649	0.04	3000	40	4.5 \times 10 ⁴
NGC 5018	0.02	8000	35	4.7 \times 10 ⁵
NGC 5102	0.03	1000	30	2.6 \times 10 ⁴
NGC 5173	0.008	9000	37	1.4 \times 10 ⁵
NGC 5266	0.03	3000	28	1.1 \times 10 ⁷
NGC 5363	0.02	10000	30	6.9 \times 10 ⁵
NGC 5866	0.05	2000	28	2.5 \times 10 ⁶

42'' (NGC 3928), 32'' (NGC 4278), 56'' (NGC 4374), 56'' (NGC 4473), 56'' (NGC 4486), 48'' (NGC 4649), 56'' (NGC 5018), 56'' (NGC 5102), 22'' (NGC 5173), 87'' (NGC 5266), 56'' (NGC 5363) and 99'' (NGC 5866). In order to find the flux values corresponding to this aperture an interpolation routine was applied to the flux growth curve for each filter. This was not possible for the IRAS-FIR data where only one flux measurement for the total galaxy was available. The aperture fluxes for each galaxy are shown in Fig. 4 (points) together with the modelling that was applied to these points (see below).

5.3.2. The model

The optical light of early-type galaxies originates primarily from evolved stars. Fits to the optical and NIR data points have shown that the stellar component of these galaxies can be approximated by simple black bodies with temperatures ranging from $T \sim 3000$ K to $T \sim 5000$ K (Ferrari et al. 2002; Athey et al. 2002). In order to have a more detailed description of the stellar and dust content of early-type galaxies, we model the SEDs from the UV to the MIR using the PÉGASE evolutionary synthesis model (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). Given a certain age for the stellar population, an initial mass function (IMF) and a metallicity, PÉGASE computes the stellar SED. For the formation of the stars we assume an instantaneous burst event. Extinction of the stellar light by the dust is not taken into account since we assume that the amount of dust in these galaxies is insufficient to produce any serious obscuration effects. We caution the reader however that in some cases

(e.g. NGC 5266 and NGC 5866) where the dust is seen in absorption, forming large scale disks, the extinction effects may be significant and thus proper treatment using a radiative transfer model is needed. In order to model the stellar SED that best fits our data, we minimize the χ^2 allowing for a variation of the initial metallicity and the age of the galaxy. Although this method gives uncertainties in the ages and the metallicities of the galaxies (compared to a more direct determination of these parameters from the actual spectra of the galaxies, e.g. Caldwell et al. 2003), it does provide an indication of the range of the values of these parameters. The MIR domain of the stellar SED though ($\lambda \geq 2 \mu\text{m}$), where we investigate the MIR excess, is somewhat insensitive to these parameters. In each galaxy, the data set that was considered to be representative of the stellar contribution to the SED contained all of the available observations ranging from UV to 4.5 μm . The FIR observations were fitted with a modified black-body with the emissivity index $\beta = 1$ (which is the value that is often used for $\lambda < 250 \mu\text{m}$; see Alton et al. 1998) allowing for the determination of dust temperatures as well as dust masses. The SEDs are shown in Fig. 4. The points represent the fluxes in a given aperture while the models for the stellar radiation field (left curve) and for the emission of the dust in the FIR (right curve) as well as the total SED (on top of the other components) are shown with solid lines. Also the relative difference between observation and model is given in the bottom panel for each galaxy. In Table 3 the model parameters obtained from PÉGASE (age and metallicity) and by modelling the FIR (dust temperatures and dust masses) are reported.

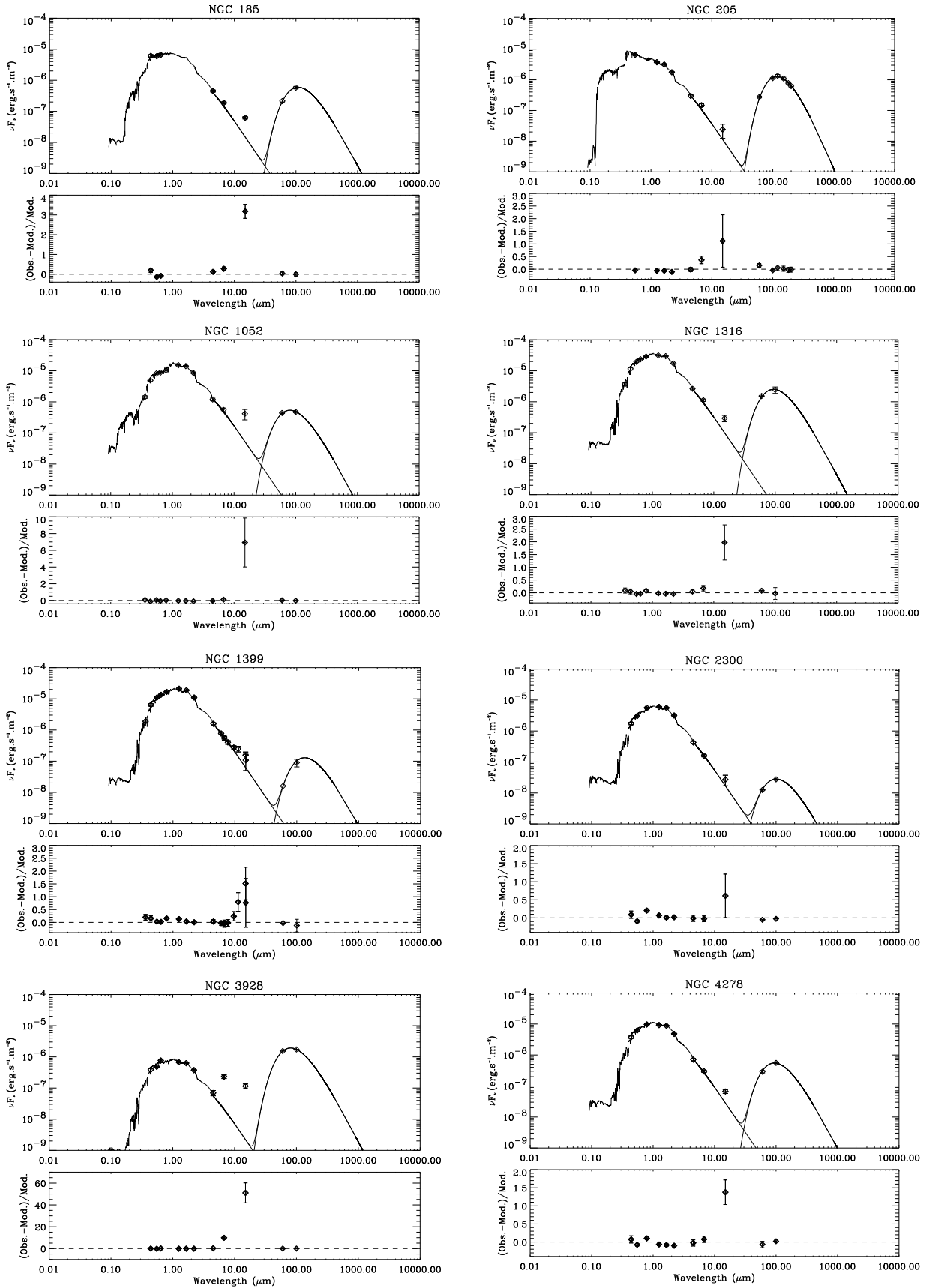


Fig. 4. SEDs of the early-type galaxies in the sample. The points give the observations within a specific aperture while the lines give the modelled stellar radiation field (the left profile), the FIR dust emission (the right profile) and the total SED (overlaid as the sum of the components). For each galaxy the relative difference between observation and model is given in the bottom panel which is a means to quantify the MIR dust and/or PAH excess between 6 and 18 μm .

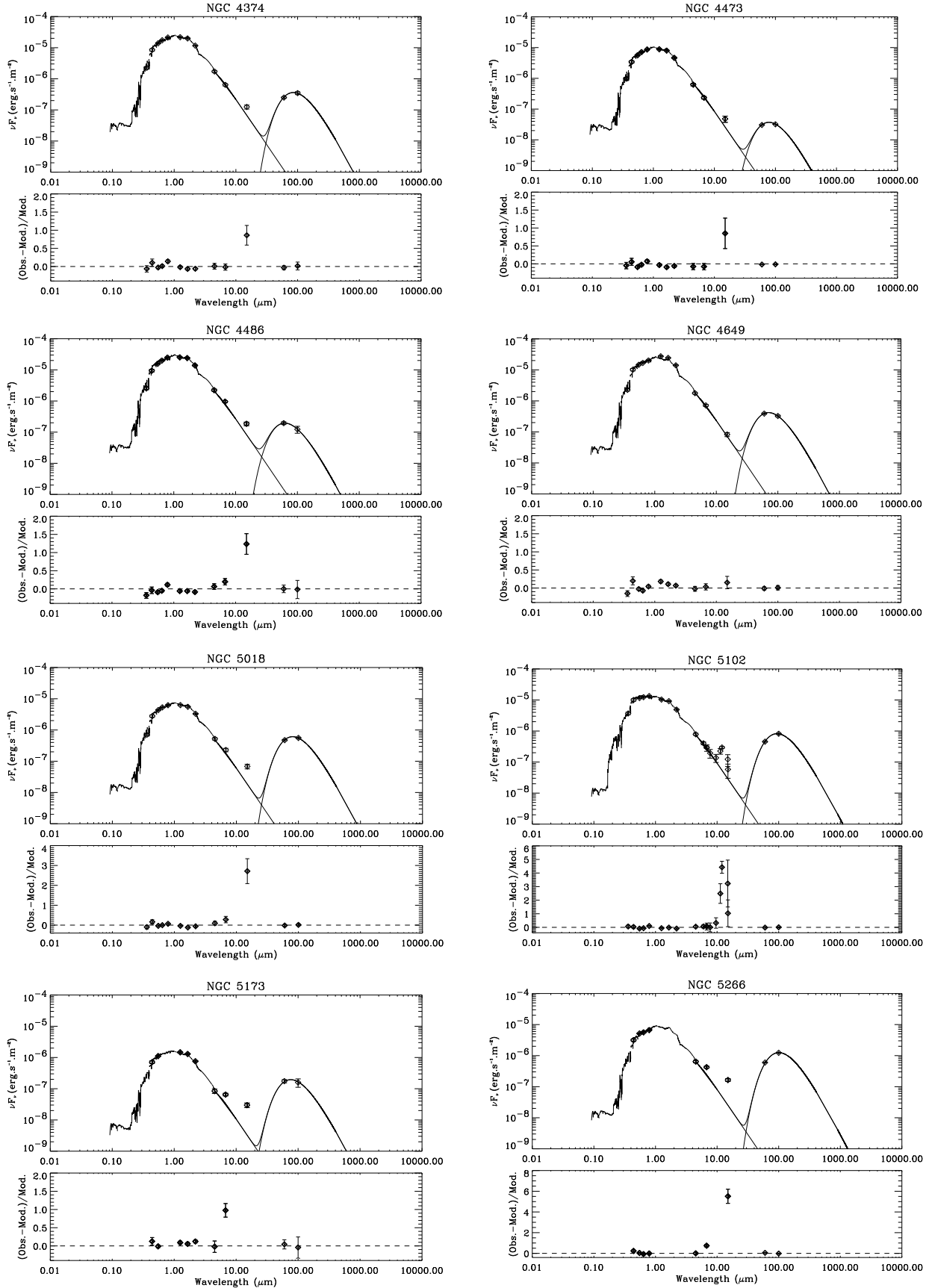


Fig. 4. continued.

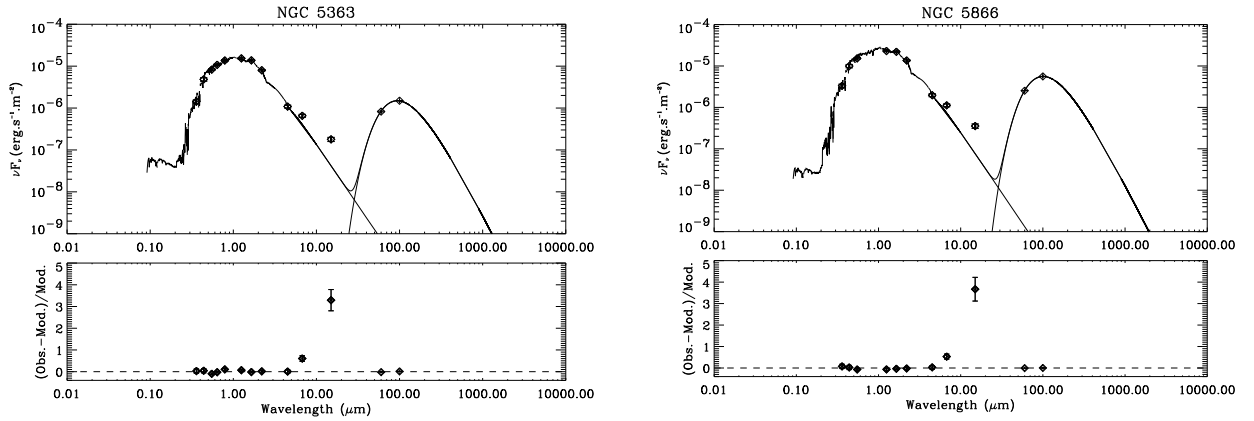


Fig. 4. continued.

6. Discussion

6.1. IR emission

The IR SED traces various compositions and size distributions of dust and also reflects the environments in which dust is embedded. In the FIR wavelength regime, dust grains with typical sizes thought to range from 0.015 to 0.110 μm in our Galaxy (Désert et al. 1990) are heated to a range of temperatures approximated here by an “average” black-body modified by an emissivity index $\beta = 1$ with temperature ranging from ~ 20 to 40 K. The FIR SED is limited in wavelength coverage only to the IRAS bands (except for NGC 205 where ISO observations in the FIR from Haas 1998 are also presented) and thus could be missing colder dust traced by submillimeter and millimeter observations (Wiklind & Henkel 1995). Thus, our derived dust masses (listed in Table 3) are lower limits to the dust masses. Sampling these galaxies at submillimeter wavelengths would give us a more accurate picture of any colder dust that might be present (i.e. Klaas et al. 2001; Galliano et al. 2003; Galliano et al. 2004).

The MIR part of the SED on the other hand is a more complex regime (see Sect. 4) where a smooth turnover from stellar emission to emission from thermally fluctuating PAHs and very small dust grains takes place (see Désert et al. 1990).

After accounting for the stellar contribution in the MIR we find a clear excess of emission in the 15 μm band in most of our galaxies. The MIR excess is plotted in relative values in the panel below the individual SEDs of Fig. 4. We also report the absolute 6.7 and 15 μm excess for each galaxy in Table 4. The excess is given in mJy and the associated error is the photometric error for each measurement. This means for example that the 6.7 μm excess over the stellar emission for NGC 185 is between 6.26 mJy and 12.14 mJy if we take into account the photometric errors. In NGC 1399 and NGC 5102 where a much more complete set of data is available (Fig. 4) we see an emission excess from 9.6–15 μm which coincides with the 9.7 μm silicate dust band (see also Athey et al. 2002). If we now consider only those measurements that show a clear excess we conclude that out of the 18 galaxies in this sample, 10 show excess at 6.7 μm and thus possible emission from PAH

Table 4. The MIR excess at 6.7 μm and 15 μm for each galaxy. The excess is quantified as the excess beyond the stellar component which is modelled using the stellar evolutionary synthesis model PÉGASE.

NAME	6.7 μm excess (mJy)	15 μm excess (mJy)
NGC 185	9.20 ± 2.94	23.65 ± 2.64
NGC 205	8.95 ± 3.59	6.36 ± 5.9
NGC 1052	12.38 ± 17.86	181.81 ± 76.70
NGC 1316	38.17 ± 22.95	97.42 ± 33.96
NGC 1399	-5.79 ± 11.43	23.34 ± 29.00
NGC 2300	-0.90 ± 2.89	5.13 ± 5.08
NGC 3928	47.55 ± 7.02	56.38 ± 10.13
NGC 4278	4.77 ± 5.32	19.42 ± 4.79
NGC 4374	-2.24 ± 12.48	28.88 ± 9.08
NGC 4473	-4.32 ± 4.96	11.05 ± 5.52
NGC 4486	35.48 ± 15.89	51.32 ± 11.82
NGC 4649	5.14 ± 13.41	5.44 ± 6.14
NGC 5018	11.25 ± 6.49	24.96 ± 5.76
NGC 5102	4.96 ± 6.33	14.75 ± 14.03
NGC 5173	7.23 ± 1.38	13.29 ± 2.42
NGC 5266	40.72 ± 7.20	69.51 ± 8.65
NGC 5363	55.47 ± 11.99	68.73 ± 10.21
NGC 5866	87.62 ± 19.35	139.65 ± 21.01

features and 14 show excess at 15 μm , presumably from small hot grains.

6.2. Morphology

Examining the morphology of the MIR maps provide us with significant information on the origin of the dust. If dust has an internal origin (i.e. coming from mass loss from asymptotic giant branch (AGB) stars), then the spatial distribution of the dust should resemble that of the stars. The purely stellar distribution (traced by the 4.5 μm observations) in early-type galaxies generally follows a de Vaucouleurs law (de Vaucouleurs 1953). Any deviation from this behavior of the MIR emission should in principle, indicate another anomalous

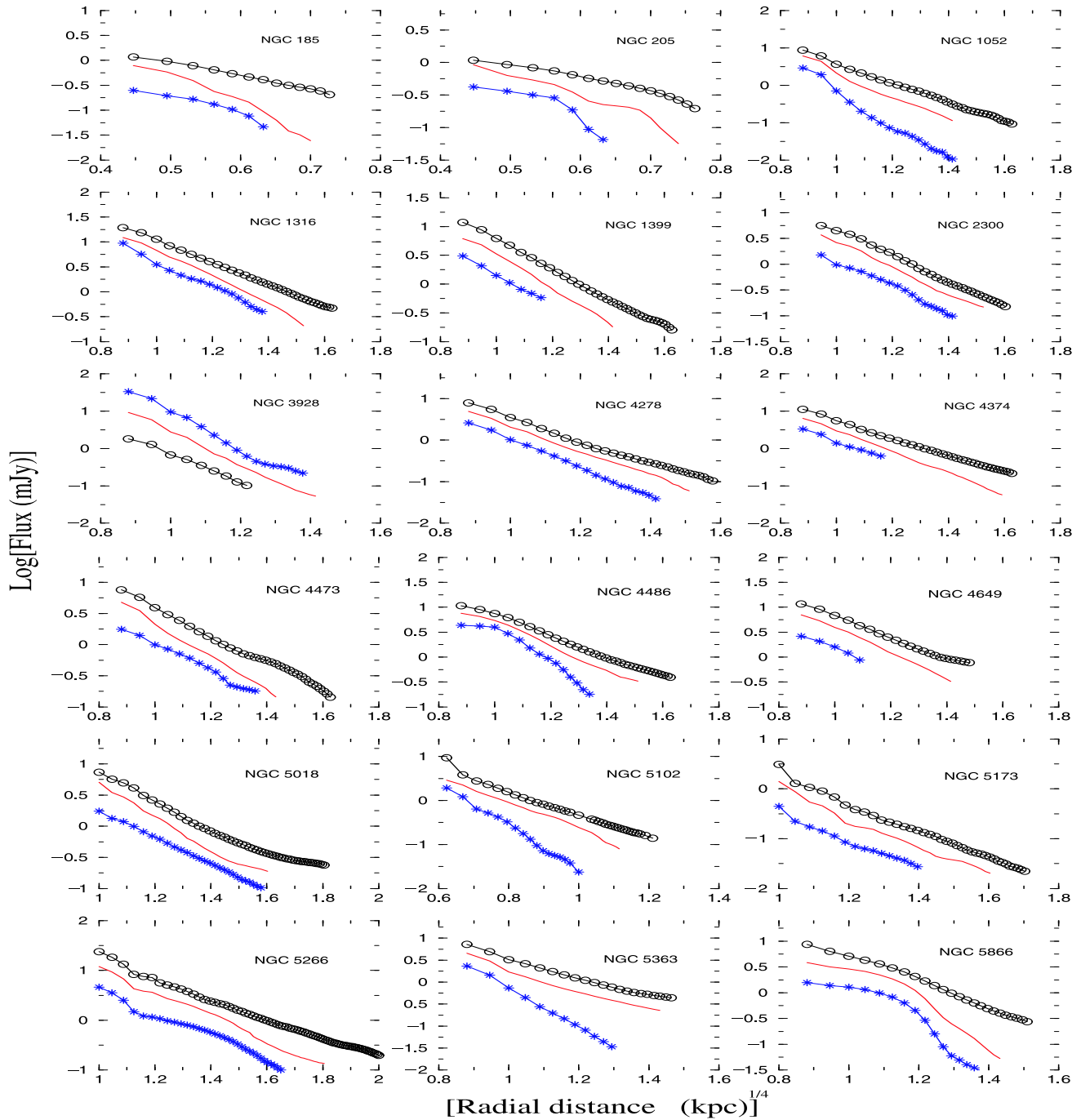


Fig. 5. Azimuthally averaged profiles of the galaxies in the sample. The circles trace the $4.5 \mu\text{m}$ flux, the rectangles the $6.7 \mu\text{m}$ flux and the stars the $15 \mu\text{m}$ flux. The radial distance is measured along the major axis and it is given in kpc to the power of $1/4$. In this configuration, a de Vaucouleurs profile would appear as a straight line. The fluxes are given in units of mJy. For clarity reasons the $6.7 \mu\text{m}$ profiles of NGC 1052, NGC 5173, NGC 5266, NGC 5363, NGC 5866 are shifted by -0.1 , -0.4 , -0.3 , -0.2 , -0.4 dex respectively while the $15 \mu\text{m}$ profiles of NGC 185, NGC 1052, NGC 3928, NGC 5018, NGC 5173, NGC 5266, NGC 5363, NGC 5866 are shifted by -0.4 , -0.8 , $+0.5$, -0.3 , -0.9 , -0.7 , -0.4 , -0.7 dex respectively.

distribution of dust (e.g. disks, dust lanes, dust patches, etc.) and thus an external origin of the dust (i.e. due to merging and interaction events). We investigate this by plotting the MIR ($4.5 \mu\text{m}$, $6.7 \mu\text{m}$, $15 \mu\text{m}$) azimuthally averaged radial profiles of the galaxies, using the $4.5 \mu\text{m}$ distribution as a reference of the purely stellar content of the galaxy. We do this by using the *fit/ell3* task of MIDAS which is based on the formulas of

Bender & Möllenhof (1987). This routine computes the elliptical isophotes of the galaxy and averages the flux over the ellipses. Then, the averaged flux is given as a function of the distance to the major axis of the galaxy. This is presented in Fig. 5 with the radial profiles for each galaxy and for the three bands: $4.5 \mu\text{m}$ (circles) $6.7 \mu\text{m}$ (boxes) and $15 \mu\text{m}$ (stars) plotted against the distance to the major axis in the power of

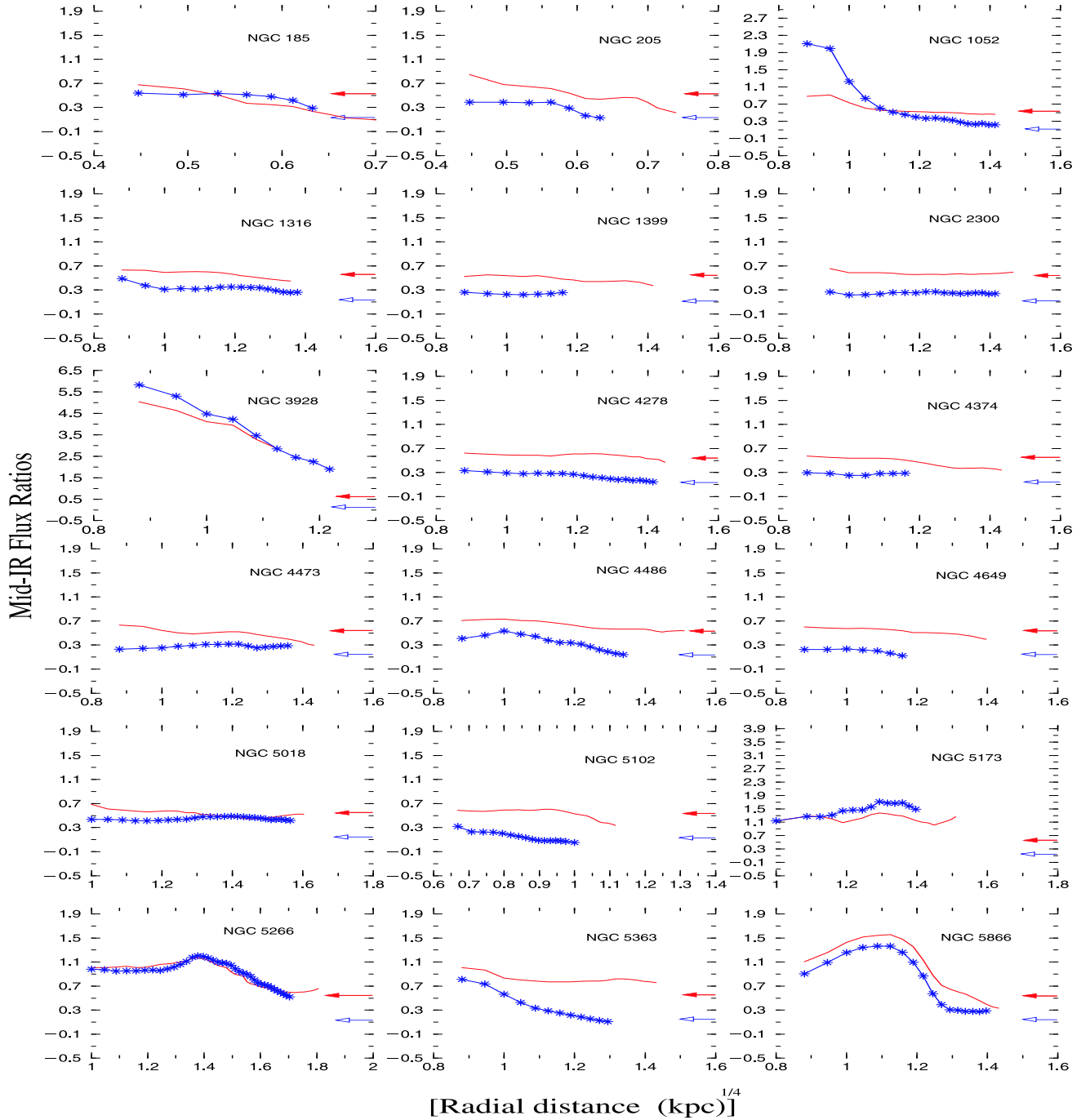


Fig. 6. Azimuthally averaged MIR flux ratio profiles. The $6.7 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ ratio is plotted with boxes while the $15 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ ratio is plotted with stars. The arrows on the right side of the plot indicate the value of the flux ratios of $6.7 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ and $15 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ for a black-body of a temperature of 3000 K for which the ratio $6.7 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ is 0.55 (indicated by the solid arrow) while the ratio $15 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ is 0.14 (indicated by the open arrow). The radial distance is given in kpc to the power of $1/4$.

$1/4$ (in kpc). The fluxes are given in mJy but for reasons of clarity, a few profiles have been shifted (see figure caption of Fig. 5). In this configuration, a de Vaucouleurs profile is a straight line. In Fig. 6 we present the azimuthally averaged MIR flux ratio profiles. The $6.7 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ ratio is plotted with boxes while the $15 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ ratio is plotted with stars for each galaxy. We normalize the MIR flux to the stellar flux (in this case the $4.5 \mu\text{m}$ flux) to trace the ISM. For example if the $15 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ ratio increases in the center compared to the

outskirts of the galaxy this would indicate that the dust is concentrated toward the center. Furthermore, these MIR flux ratios are good indicators of the stellar contribution in these galaxies. In regions where galaxies are totally devoid of ISM emitting in the MIR (and thus showing no excess over the stellar component), these ratios should take values characteristic of old stellar populations. In each of the plots of Fig. 6 we indicate the values of these ratios for a black-body of 3000 K for example. The $6.7 \mu\text{m}/4.5 \mu\text{m}$ ratio is 0.55, for a black-body of 3000 K

and is indicated by a solid arrow while the $15\ \mu\text{m}/4.5\ \mu\text{m}$ ratio is 0.14 and is indicated by an open arrow.

From these plots we see that:

- All of the $4.5\ \mu\text{m}$ observations, except for NGC 4486 (M87) and NGC 5866, can be well described with a de Vaucouleurs profile. This is also evident in the $4.5\ \mu\text{m}$ maps overlaid on the optical image of the galaxy (see the figures in Appendix A) where in all of the cases, there is a very good correlation between the morphology of the optical image and the $4.5\ \mu\text{m}$ emission contours. In the case of NGC 4486 the jet is very prominent in the $4.5\ \mu\text{m}$ image, while NGC 5866 shows an edge-on disk.
- The proximity of the two nearby dwarf elliptical galaxies, NGC 185 and NGC 205, gives a pc-scale resolution which reveals a clumpy distribution of the 6.7 and $15\ \mu\text{m}$ emission. This can be seen in both the radial profiles (Fig. 5) and the flux ratio profiles (Fig. 6) as well as in the individual maps shown in Fig. A.1. The emission is associated with individual dust patches seen in extinction (Welch et al. 1998; Martinez-Delgado et al. 1999).
- NGC 4486 (M87) shows MIR emission which is associated with the jet in all MIR bands (see also the maps in Fig. A.6). As we shall see later (Sect. 6.4) the MIR excess is dominated by the synchrotron emission of the jet.
- NGC 1052 shows centrally concentrated emission at 6.7 and $15\ \mu\text{m}$ due to a compact central source (believed to be an AGN). This becomes more evident in Fig. 6 where there is a large excess of the flux ratios close to the center.
- NGC 5266 and NGC 5866 show large scale disks. This is shown in Fig. 5 with the radial profiles deviating from the de Vaucouleurs profile and in Fig. 6 with the MIR flux ratio profiles showing peculiar distributions.
- NGC 1316, NGC 3928 and NGC 5363 show MIR flux ratio profiles that take on higher values close to the center of the galaxy (Fig. 6) indicating that the ISM is more concentrated toward the center.
- The other galaxies show radial profiles for the 6.7 and $15\ \mu\text{m}$ observations which are close to the de Vaucouleurs profile (Fig. 5). They also show more or less flat MIR flux ratio profiles (Fig. 6) indicating that in those galaxies where dust exists, the distribution follows the stellar distribution.
- Most of the galaxies have asymptotic values at large radii for the flux ratios which are close to those characteristic of old stellar population.

Summarizing all the above considerations, we can conclude that out of 18 galaxies studied here, 2 dwarf ellipticals show a clumpy distribution of dust, 2 galaxies show large scale disks, 2 galaxies are devoid of dust, 1 shows compact MIR emission due to an AGN, 1 shows emission associated with a jet, 3 show MIR emission which is more centrally concentrated and the remaining 7 galaxies show smooth distributions of the dust throughout the galaxy. Considering the small number of galaxies and the variety of types of galaxies in this sample we definitely can not draw any general statistical conclusion about the dust distribution. We show, however, many different morphologies that an early-type galaxy may exhibit in the MIR

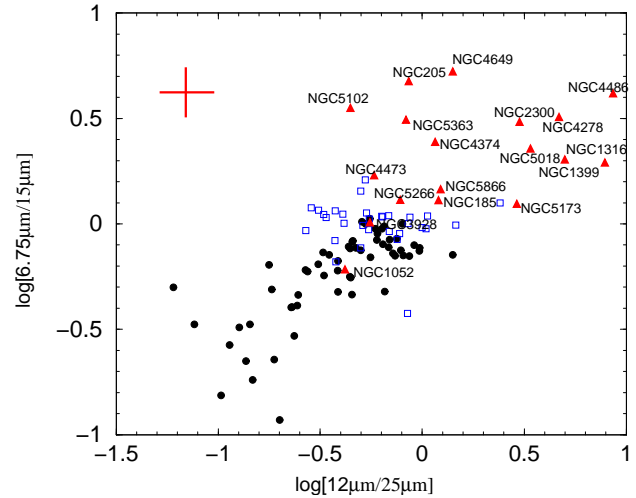


Fig. 7. The $F_{\nu}(6.7\ \mu\text{m})/F_{\nu}(15\ \mu\text{m})$ ratio versus the $F_{\nu}(12\ \mu\text{m})/F_{\nu}(25\ \mu\text{m})$ ratio for the Dale et al. (2000) sample of normal star-forming galaxies (solid circles), the Roussel et al. (2001) sample of spiral galaxies (open squares) and the early-type sample of galaxies from this paper (red triangles). The cross on the top left part of the diagram indicates a typical error bar associated with the early-type galaxies analyzed in this work.

wavelengths supporting all different scenarios of the origin of the dust (already mentioned in the introduction).

6.3. Colour-colour diagrams

The ratio of the total $6.7\ \mu\text{m}$ flux over the $15\ \mu\text{m}$ flux has been used to interpret the activity of the ISM in galaxies (Madden et al. 1999; Dale et al. 2000; Vaisanen et al. 2002). In these studies a large sample of galaxies with only a small sub-sample of early-type galaxies is used to delineate regions of different groups of galaxies and thus infer diagnostics for the behavior of the ISM. We repeat this kind of diagnostic color-color diagrams but now with more data of early-type galaxies in order to investigate their properties in terms of their infrared colors and how they differ from other types of galaxies. In Fig. 7 we compare the $F_{\nu}(6.7\ \mu\text{m})/F_{\nu}(15\ \mu\text{m})$ ratio with the $F_{\nu}(12\ \mu\text{m})/F_{\nu}(25\ \mu\text{m})$ ratio for three samples of galaxies. The first sample (solid circles) is a sample of normal star-forming galaxies (Dale et al. 2000), the second sample (open squares) is another sample (complementary to the first one) containing spiral galaxies (Roussel et al. 2001) while the third sample (red triangles) consists of the sample of early-type galaxies presented in this work. A cross on the top left part of the diagram shows a typical error bar associated with the early-type galaxies. As we can see there is a clear trend with the type of the galaxy becoming earlier when going upwards along the diagonal. This is to be expected and it is indicative of the dearth of ISM relative to the importance of the stellar contribution in the MIR in early-type systems compared to late-type ones. Late-type galaxies show larger values of $F_{\nu}(15\ \mu\text{m})$ and $F_{\nu}(25\ \mu\text{m})$ compared to the $F_{\nu}(6.7\ \mu\text{m})$ and $F_{\nu}(12\ \mu\text{m})$ respectively, due to larger contribution from higher temperature dust as a result of more active star formation.

In Fig. 8 we present the same samples (with the same symbol coding as in Fig. 7) but now the MIR color

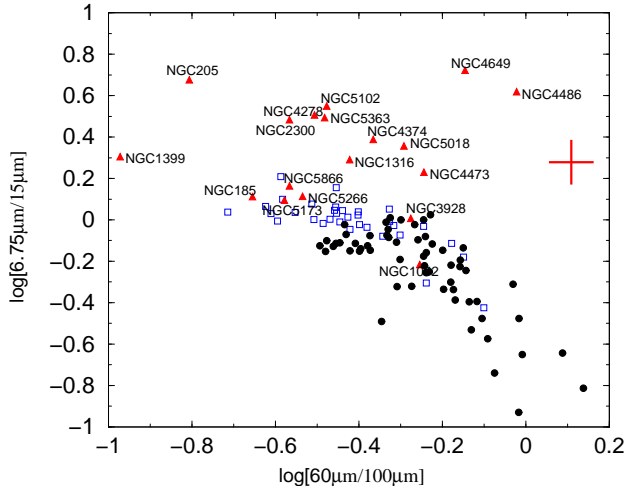


Fig. 8. The $F_\nu(6.7 \mu\text{m})/F_\nu(15 \mu\text{m})$ ratio versus the $F_\nu(60 \mu\text{m})/F_\nu(100 \mu\text{m})$ ratio. The symbol coding is the same as in Fig. 7. The cross on the top right part of the diagram indicates a typical error bar associated with the early-type galaxies analyzed in this work.

$F_\nu(6.7 \mu\text{m})/F_\nu(15 \mu\text{m})$ is plotted with the FIR color $F_\nu(60 \mu\text{m})/F_\nu(100 \mu\text{m})$ for each galaxy. The cross on the top right part of the diagram shows a typical error bar associated with the early-type galaxies. Here, it is interesting to notice the clear trend for the spiral galaxies (already discussed in Dale et al. 2000) with the MIR color being roughly constant and near unity going from quiescent to mildly active galaxies (close to the point where the FIR color reaches the value of -0.2) and then the drop of the MIR color when going to more active galaxies (with FIR color larger than -0.2). It is interesting to notice in this diagram that, except for the dustier early-type galaxies, all the rest of the early-type galaxies lie in an area which is above that occupied by the spirals, due to the diminishing $15 \mu\text{m}$ flux, which is again indicative of the lack of the ISM in these galaxies with respect to the disk galaxies.

6.4. Synchrotron emission in the IR

The exact knowledge of the quantity and the characteristics of the MIR excess is an important diagnostic to address the existence, nature and composition of the dust. Complications arise when examining active galaxies where the MIR excess could be attributed to several components such as the galactic dust, emission from stellar photospheres, thermal emission from the nuclear torus and synchrotron emission from jets that are hosted inside the galaxies. In this section we examine the possibility that synchrotron emission may contribute to the MIR flux by modelling the SED of the well known galaxy NGC 4486 (M87) which hosts a very powerful jet in its center (see Sect. 6.5 for more details).

We have gathered all the available radio observations (mainly using the NED database) and plotted together with all the other observations (UV, optical, NIR, MIR, FIR) as described in Sect. 5.3.1 (see Fig. 9). We then used a simple power-law in order to account for the radio emission and we extrapolate from the radio to the MIR regime. This extrapolation is valid from a theoretical point of view and it has been

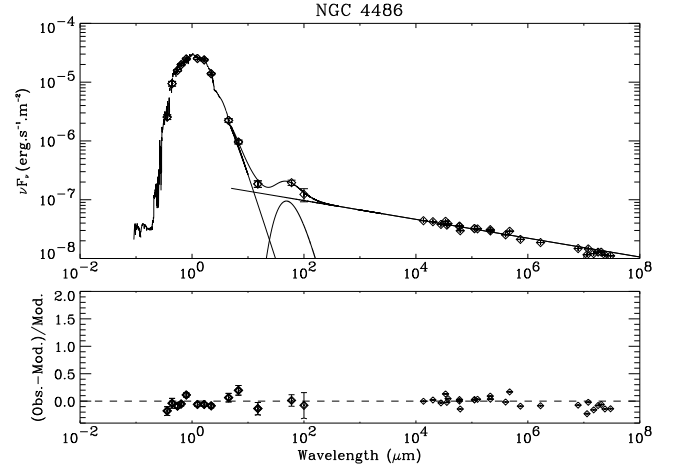


Fig. 9. The SED of the radio galaxy NGC 4486 (M87). The points are fitted with three components: a stellar radiation field modelled by PÉGASE, a modified black-body law representing dust peaking in the FIR and a power-law describing the synchrotron emission. On top of these three different component the composite spectrum is shown. The bottom panel in each plot shows the relative difference of the observations from the modelled spectrum.

used in order to explain the emission of jets in a wide range of wavelengths (Perlman et al. 2001; Cheung 2002; Marshall et al. 2002). In Fig. 9 we show the stellar radiation field (as computed by PÉGASE; see Sect. 5.3.2), the modified black-body law which models the emission of the warm dust detected by IRAS, the radio emission using a simple power law, namely $\nu F_\nu \propto \nu^\alpha$, as well as the total predicted SED which is the sum of all of the components of the SED. For the power-law component we derive a value of $\alpha = 0.16$ which is indicative of synchrotron emission (Condon 1992) while a temperature of 58 K is found for the modified black-body peaking in the FIR in order to fit the FIR data.

It is obvious that in this galaxy the MIR excess could easily be explained by the contribution of the synchrotron radiation. This is also nicely presented in the lower panel where the relative difference between the total SED model and the observations is given. We can see now that this three component model (evolved stellar population + dust emission described by a modified black-body + radio emission described by a power law) fits all of the data, including the MIR, in contrast to that presented in Fig. 4. With this example we want to emphasize the fact that synchrotron radiation may play a very significant role even in the IR spectrum of strong radio galaxies.

6.5. Notes on individual galaxies

NGC 185. This dwarf elliptical galaxy is of great interest not only because of its proximity to us (only ~ 0.7 Mpc away) but also because it contains optical dust clouds (Martinez-Delgado et al. 1999) and luminous blue stars (Baade 1944; Lee et al. 1993) indicating current star formation activity. This galaxy shows a centrally concentrated distribution for the atomic hydrogen which extends further to the northeast while CO observations show that the molecular gas is closely associated with the optical dust clouds (Welch et al. 1996;

Young & Lo 1997; Young 2001). The 15 μm map presented in this work (Fig. A.1) is mainly associated with the dust clouds and the molecular gas but also shows a central concentration.

NGC 205. This is also a dwarf elliptical galaxy which shows similar characteristics to NGC 185. The bright blue stars observed in this galaxy (Hodge 1973) as well as detailed study of the color profiles (Peletier 1993), show that star formation activity is still taking place in this galaxy. The atomic hydrogen in this galaxy is distributed in an elongated structure which is curved and extends about twice as far to the south of the optical center as it does to the north of the optical center (Young & Lo 1997). CO observations show that the molecular gas is associated with the dust clouds (Welch et al. 1998; Young & Lo 1996; Young & Lo 1997). The 15 μm emission (Fig. A.1) is associated with the dust clouds.

NGC 1052. This giant elliptical galaxy which is classified as a low-ionization nuclear emission-line region (LINER) galaxy (Ho et al. 1997) hosts a double-sided radio jet with a size of a few milliarcseconds (Kameno et al. 2002). HST observations have revealed dust absorption features in the center of this galaxy (van Dokkum et al. 1995). In the MIR maps of Fig. A.2 it is clearly seen that the 15 μm emission is concentrated in a very compact region close to the center and is dominated by the central source which, in this case, is an active nucleus in agreement with the findings of Knapp et al. (1992). This is also seen in the 6.7 and 15 μm radial profiles (Fig. 5) as well as in the MIR flux ratio profiles (Fig. 6) where a steep turnover is present at a distance close to the nucleus.

NGC 1316. This is a giant elliptical galaxy in the Fornax cluster showing evidence of recent merging events (e.g. dust patches, H α filaments, ripples and loops; see, e.g. Schweizer 1980). Observations of atomic and molecular gas indicate an absence of neutral atomic gas in the galaxy (except for four bright HII regions) while there was a significant amount of molecular gas ($\sim 5 \times 10^8 M_{\odot}$) which is mainly associated with the dust patches which are oriented along the minor axis (Horellou et al. 2001). ROSAT observations have shown that the X-ray emission is extended and flattened along the major axis of the galaxy which indicates the presence of a hot gas component (Kim et al. 1998). The 15 μm emission is oriented along the minor axis of the galaxy and traces the dust patches quite well in the outer parts (see Fig. 2).

NGC 1399. This is the central dominant galaxy of the Fornax cluster which has been extensively studied in a wide range of wavelengths. It hosts a low-luminosity radio jet which is confined within the optical image (Killeen et al. 1988) and it shows an extended and asymmetric gaseous halo in X-rays (Paolillo et al. 2002). Although there is no detection of dust seen by optical obscuration (van Dokkum & Franx 1995), we observe a MIR excess between the 9.62 and 15 μm bands (Fig. 4). This excess (as already reported in Athey et al. 2002) coincides with the 9.7 μm silicate dust band that originates in the circumstellar envelopes of AGB stars.

NGC 2300. HST observations show no signs of dust in this galaxy. Our analysis shows that there is no significant excess observed in the MIR bands supporting the lack of ISM in this galaxy.

NGC 3928. NGC 3928 is an early type gas-rich starburst galaxy with CO detected in a rotating disk. The MIR spectrum of this galaxy shows a striking excess over the stellar emission, suggesting a large content of warm dust and PAHs.

NGC 4278. This elliptical galaxy shows a complex dust structure in its core (van Dokkum & Franx 1995). We do not detect any excess at 6.7 μm but we detect a 15 μm excess indicating the presence of warm dust in this galaxy.

NGC 4374. NGC 4374 is a giant elliptical galaxy which show strong radio emission and a two-sided jet emerging from its compact core. HST images reveal dust lanes in the core of the galaxy while no significant amount of diffusely distributed cold dust was detected at submillimeter wavelengths (Leeuw et al. 2000). As in NGC 4278 we do not detect any excess at 6.7 μm but we detect 15 μm excess.

NGC 4473. Although there is no detection of dust seen in optical absorption for this galaxy (van Dokkum & Franx 1995) we detect extended MIR emission at 15 μm which could be associated with a smooth dust component, preventing detection in the optical.

NGC 4486. This giant elliptical galaxy which is located at the center of the Virgo cluster, hosts a very strong central radio source and a synchrotron jet which is visible from radio to X-ray wavelengths (Marshall et al. 2002). The nucleus of this galaxy show no direct signatures of dust (van Dokkum & Franx 1995) while both molecular and atomic gas components are absent from the center of this galaxy (Braine & Wiklind 1993). The MIR maps of this galaxy presented in Fig. A.6, show a central emission component as well as a separate component that traces the jet morphology. We have shown that all the MIR excess and most of the FIR output of this galaxy as a whole (galaxy + radio jet) can be attributed to a single synchrotron emission component as seen in Fig. 9.

NGC 4649. NGC 4649 shows no clear excess in the MIR (see Fig. 4 and Table 4). IRAS fluxes indicate a dust mass of $4.5 \times 10^4 M_{\odot}$ (see Table 3) although, as already stated in the introduction, background contamination and other uncertainties may lead to an overestimation of the FIR output of early-type galaxies (Bregman et al. 1998). The absence of any significant amount of dust is also demonstrated by recent ISO observations at 60, 90 and 180 μm where this galaxy show no emission (Temi et al. 2003).

NGC 5018. This is a luminous metal-poor giant elliptical (Bertola et al. 1993). HST images reveal complex but very localized dust structures. With our analysis we detect both 6.7 and 15 μm excesses from this galaxy.

NGC 5102. NGC 5102 is a gas-rich lenticular galaxy that shows evidence for recent star formation activity in the central region (Danks et al. 1979; Deharveng et al. 1997). HST observations show dust signatures in the core of this galaxy (van Dokkum & Franx 1995). In the SED of this galaxy (with a wide range of observations available) presented in Fig. 4 we see a clear excess over the stellar emission between the 9.62 and the 15 μm bands. As in the case of NGC 1399 this coincides with the 9.7 μm silicate dust band (see also Athey et al. 2002).

NGC 5173. This galaxy shows an extended emission in the MIR distributed in a smooth way and peaked at the

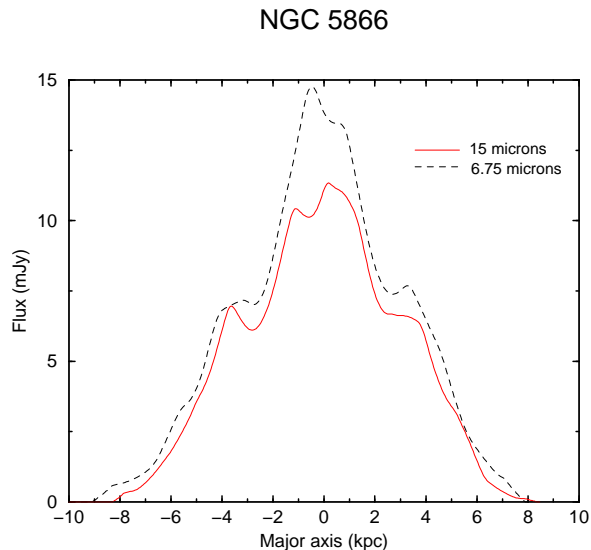


Fig. 10. Major-axis profiles of the MIR emission (6.7 μm and 15 μm shown as dashed and solid line respectively) for the edge-on lenticular galaxy NGC 5866. The emission peaks at the nucleus and secondary maxima at ≈ 4 kpc either side of the center are present.

center. HST observations show a high filamentary structure in the core of this galaxy (van Dokkum & Franx 1995). From its SED (Fig. 4) we see prominent dust excess over the stellar emission.

NGC 5266. NGC 5266 is an HI-rich elliptical galaxy with a dust ring along the minor axis of the galaxy (Varnas et al. 1987; Morganti et al. 1997). From the MIR maps of Figs. 3 and A.8 we can see a disk at 15 μm (slightly warped) which is aligned with the minor axis of the galaxy. The SED shows a clear excess of the MIR emission over the stellar component.

NGC 5363. This elliptical galaxy shows a dust lane along its minor axis. This is also shown in the MIR maps (Fig. A.9) with the 15 μm emission being aligned with the minor axis. The MIR SED shows a clear excess over the stellar emission.

NGC 5866. This edge-on lenticular galaxy shows a remarkable dust disk which is oriented exactly along the major axis of the galaxy. This is also shown with the MIR observations of Fig. A.9. The MIR SED shows a clear excess in both the 6.7 and 15 μm bands. The PHT-S spectrum of this galaxy shows a broad emission feature that peaks at 7.9 μm (Lu et al. 2003). In Fig. 10 we present the MIR profiles along the major-axis for both the 6.7 μm (dashed line) and the 15 μm (solid line) emission. The profiles are very similar at both wavelengths with peak emission at the nucleus and secondary maxima at ≈ 4 kpc from either side of the center. This symmetrical secondary peak may be an indication of a ring-like distribution of dust in this galaxy.

7. Summary

Eighteen early-type galaxies observed with ISOCAM at 4.5, 6.7 and 15 μm were analyzed in this study aiming to determine the characteristics of the ISM in these galaxies. We have modelled the SED of these galaxies using the stellar evolutionary synthesis model, PÉGASE, to fit the stellar component and a

modified black-body to fit the FIR part of the SED. The excess of the MIR emission (at 6.7 and 15 μm) over the stellar component is then quantified and it is found that out of 18 galaxies 10 show excess at 6.7 μm and 14 at 15 μm . Thus the presence of PAHs and small dust grains is established in early-type galaxies. In two galaxies (NGC 1399 and NGC 5102) the excess at 9.7 μm , due to silicate dust emission is also seen.

The morphology of the galaxies is examined by visual inspection of the emission maps at the three bands (4.5, 6.7 and 15 μm) and by plotting the azimuthally averaged radial profiles as well as the MIR flux ratio profiles. From this analysis we conclude that:

1. The 4.5 μm emission follows quite well the de Vaucouleurs profile for all the galaxies (except NGC 4486 where a jet is seen and NGC 5866 which has an edge-on configuration).
2. The two dwarf elliptical galaxies (NGC 185 and NGC 205) show patchy distributions of the MIR emission.
3. NGC 1052 shows a compact MIR emission due to an AGN.
4. Three galaxies (NGC 1316, NGC 3928 and NGC 5363) show MIR emission which is concentrated close to the center of the galaxy.
5. Two galaxies (NGC 2300 and NGC 4649) are totally devoid of dust.
6. The remaining ten galaxies show a smooth distribution of dust throughout the galaxy.
7. At the outskirts of the galaxies the profiles take values which are close to the values of an old stellar population.

With ISOCAM-IRAS color-color diagnostic diagrams, we delineate the regions occupied by different types of galaxies. Early-type galaxies, in general, occupy areas which favor the dust poor galaxies while the spiral galaxies occupy the regions where the ISM-rich galaxies are located.

Finally, for one of the galaxies, the strong radio galaxy NGC 4486 (M87), we show that the MIR excess as well as most of its FIR output is coming from synchrotron emission emerging from its powerful jet.

Acknowledgements. We thank Suvi Gezari and Pierre Chaniel for their help in the earliest stages of the data reduction. We are also grateful to René Gastaud and Koryo Okumura for their help in the data reduction and for useful discussions. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. We have made extensive use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Baker, J. R. 1985, *ApJ*, 290, L25
 Alton, P. B., Bianchi, S., Rand, R. J., et al. 1998, *ApJ*, 507, L125
 Athey, A., Bregman, J., Bregman, J., Temi, P., & Sauvage, M. 2002, *ApJ*, 571, 272
 Baade, W. 1944, *ApJ*, 100, 147
 Balzano, V., & Weedman, D. 1981, *ApJ*, 243, 756
 Bender, R., & Möllenhoff, C. 1987, *A&A*, 177, 71
 Bertola, F., Burstein, D., & Buson, L. M. 1993, *ApJ*, 403, 573

- Block, D., Elmegreen, B., Stockton, A., & Sauvage, M. 1997, *ApJ*, 486, L95
- Block, D., & Sauvage, M. 2000, *A&A*, 353, 72
- Boselli, A., Lequeux, J., Sauvage, M., et al. 1989, *A&A*, 335, 53
- Braine, J., & Wiklind, T. 1993, *A&A*, 267, L47
- Caldwell, N., Rose, J. A., & Concannon, K. D. 2003, *AJ*, 125, 2891
- Chanical, P. 2003, Ph.D. Thesis
- Cheung, C. C. 2002, *ApJ*, 581, L15
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Coulais, A., & Abergel, A. 2000, *A&AS*, 141, 533
- Danks, A. C., Laustsen, S., & van Woerden, H. 1979, *A&A*, 73, 247
- Deharveng, J.-M., Jedrzejewski, R., Crane, P., Disney, M. J., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 528
- de Vaucouleurs, G. 1953, *MNRAS*, 113, 134
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC3)* (New York: Springer-Verlag)
- Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Ferrari, F., Postariza, M. G., Macchetto, F. D., et al. 2002, *A&A*, 389, 355
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Frogel, J., Persson, S., Aaronson, M., & Matthews, K. 1978, 220, 75
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, *A&A*, 407, 159
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2004, *A&A*, in prep.
- Haas, M. 1998, *A&A*, 337, L1
- Ho, L. C., Filippenko, A. V., Sargent, W. L. W., & Peng, C. Y. 1997, *ApJS*, 112, 391
- Hodge, P. W. 1973, *AJ*, 182, 671
- Horellou, C., Black, J. H., van Gorkom, J. H., et al. 2001, *A&A*, 376, 837
- Jura, M., Kim, D.-W., Knapp, G. R., & Guhathakurta, P. 1987, *ApJ*, 312, L11
- Kameno, S., Sawada-Satoh, S., Inoue, M., Shen, Z., & Wajima, K. 2001, *PASJ*, 53, 169
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, 27
- Killeen, N. E. B., Bicknell, G. V., & Ekers, R. D. 1988, *ApJ*, 325, 180
- Kim, D.-W., Fabbiano, G., & Mackie, G. 1998, *ApJ*, 497, 699
- Klaas, U., Haas, M., Müller, S. A., et al. 2001, *A&A*, 379, 823
- Knapp, G. R., Guhathakurta, P., Kim, D.-W., & Jura, M. 1989, *ApJS*, 70, 329
- Lee, M. G., Freedman, W. L., & Madore, B. F. 1993, *AJ*, 106, 964
- Leeuw, L. L., Sansom, A. E., & Robson, E. I. 2000, *MNRAS*, 311, 683
- Léger, A., & Puget, J.-L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Lu, N., Hellou, G., Werner, M. W., et al. 2003, *ApJ*, 588, 199
- Madden, S. C., Galliano, F., Jones, A. P., & Sauvage, M. 2004, *A&A*, submitted
- Madden, S., Vigroux, L., & Sauvage, M. 1999, in the Universe as seen by ISO, vol. 2, ed. P. Cox, & M. F. Kessler (Noordwijk: ESA), 933
- Marshall, H. L., Miller, P. B., Davis, D. S., et al. 2002, *ApJ*, 564, 683
- Martinez-Delgado, D., Aparicio, A., & Gallard, C. 1999, *AJ*, 118, 2229
- O' Sullivan, E., Forbes, D. A., & Ponman, T. J. 2001, *MNRAS*, 324, 420
- Paolillo, M., Fabbiano, G., Peres, G., & Kim, D.-W. 2002, *ApJ*, 565, 883
- Peletier, R. F. 1993, *A&A*, 271, 51
- Perlman, E. S., Sparks, W. B., Radomski, J., et al. 2001, *ApJ*, 561, L51
- Persson, S., Frogel, J., & Aaronson, M. 1979, *ApJS*, 39, 61
- Prugniel, P., & Heraudeau, P. 1998, *A&AS*, 128, 299
- Roussel, H., Vigroux, L., Bosma, A., et al. 2001, 369, 473
- Sandage, A., & Visvanathan, N. 1978, 223, 707
- Schweizer, F. 1980, *ApJ*, 237, 303
- Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135
- Temi, P., Mathews, W. G., Brighenti, F., & Bregman, J. D. 2003, *ApJ*, 585, L121
- Tsai, J. C., & Mathews, W. G. 1995, *ApJ*, 448, 84
- van Dokkum, P. G., & Franx, M. 1995, *AJ*, 110, 2027
- Welch, G., Sage, L. J., & Mitchell, G. F. 1998, *ApJ*, 499, 209
- Welch, G., Mitchell, G. F., & Yi, S. 1996, *ApJ*, 470, 781
- Wiklind, T., & Henkel, C. 1995, *A&A*, 297, L71
- Young, L.M., 2001, *AJ*, 122, 1747
- Young, L. M., & Lo, K. Y. 1996, *ApJ*, 464, L59
- Young, L. M., & Lo, K. Y. 1997, *ApJ*, 476, 127

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 1*

Online Material

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 2*

Appendix A: Mid-IR maps

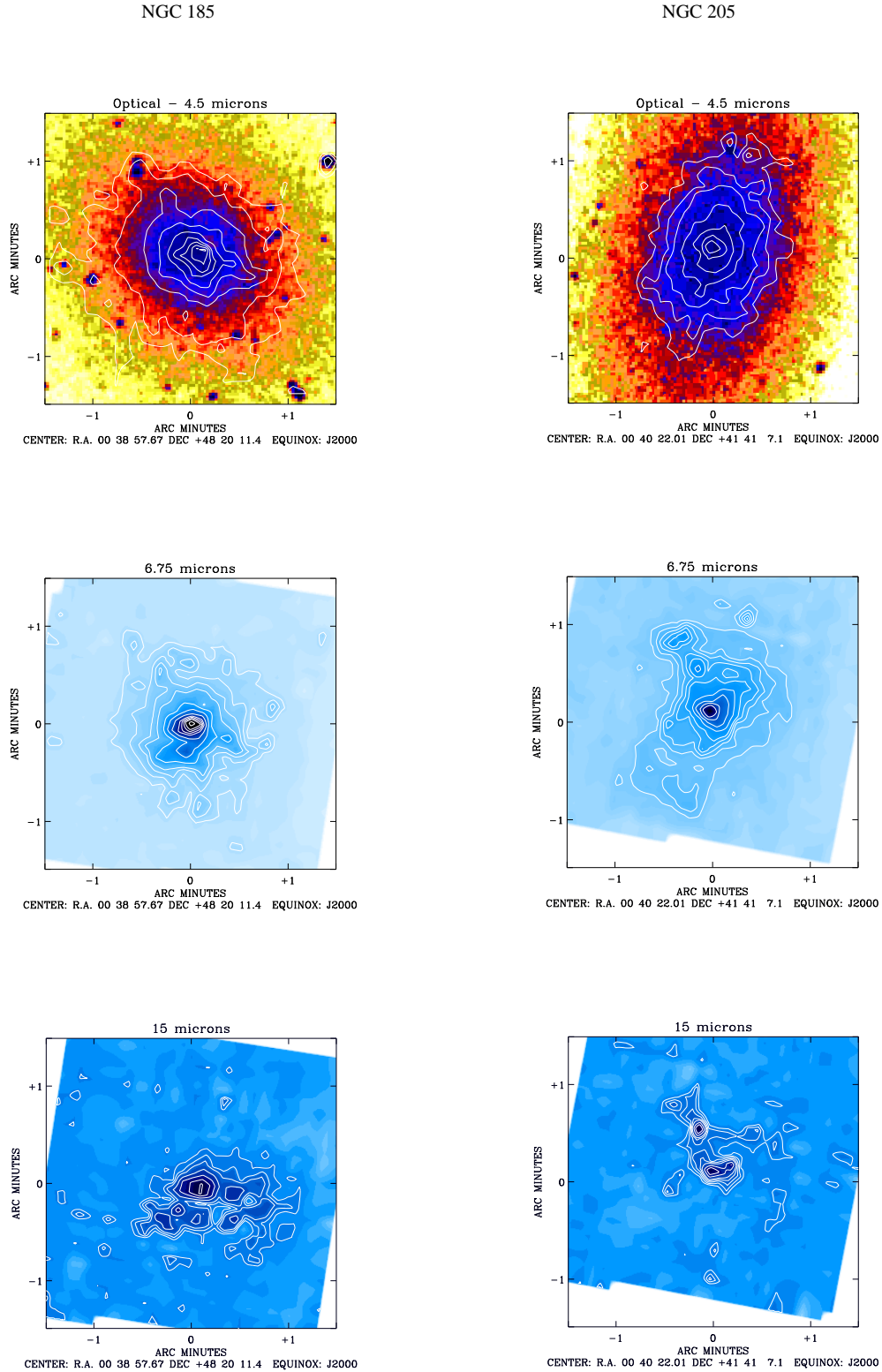


Fig. A.1. Mid-IR maps for NGC 185 (left) and NGC 205 (right). The top panels show the $4.5\ \mu\text{m}$ contours overlaid on the optical images of the galaxies. The middle panels show the $6.7\ \mu\text{m}$ maps and the bottom panels show the $15\ \mu\text{m}$ maps with the basic contours of these maps overlaid in order to emphasize the shape of the MIR images. For NGC 185 the contour levels are 0.3, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5 mJy/pixel for the $4.5\ \mu\text{m}$ map (top), 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.7 mJy/pixel for the $6.7\ \mu\text{m}$ map (middle) and 0.2, 0.3, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2 mJy/pixel for the $15\ \mu\text{m}$ map (bottom). For NGC 205 the contour levels are 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 1.3, 1.8 mJy/pixel for the $4.5\ \mu\text{m}$ map (top), 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 1.3, 1.7 mJy/pixel for the $6.7\ \mu\text{m}$ map (middle) and 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0 mJy/pixel for the $15\ \mu\text{m}$ map (bottom).

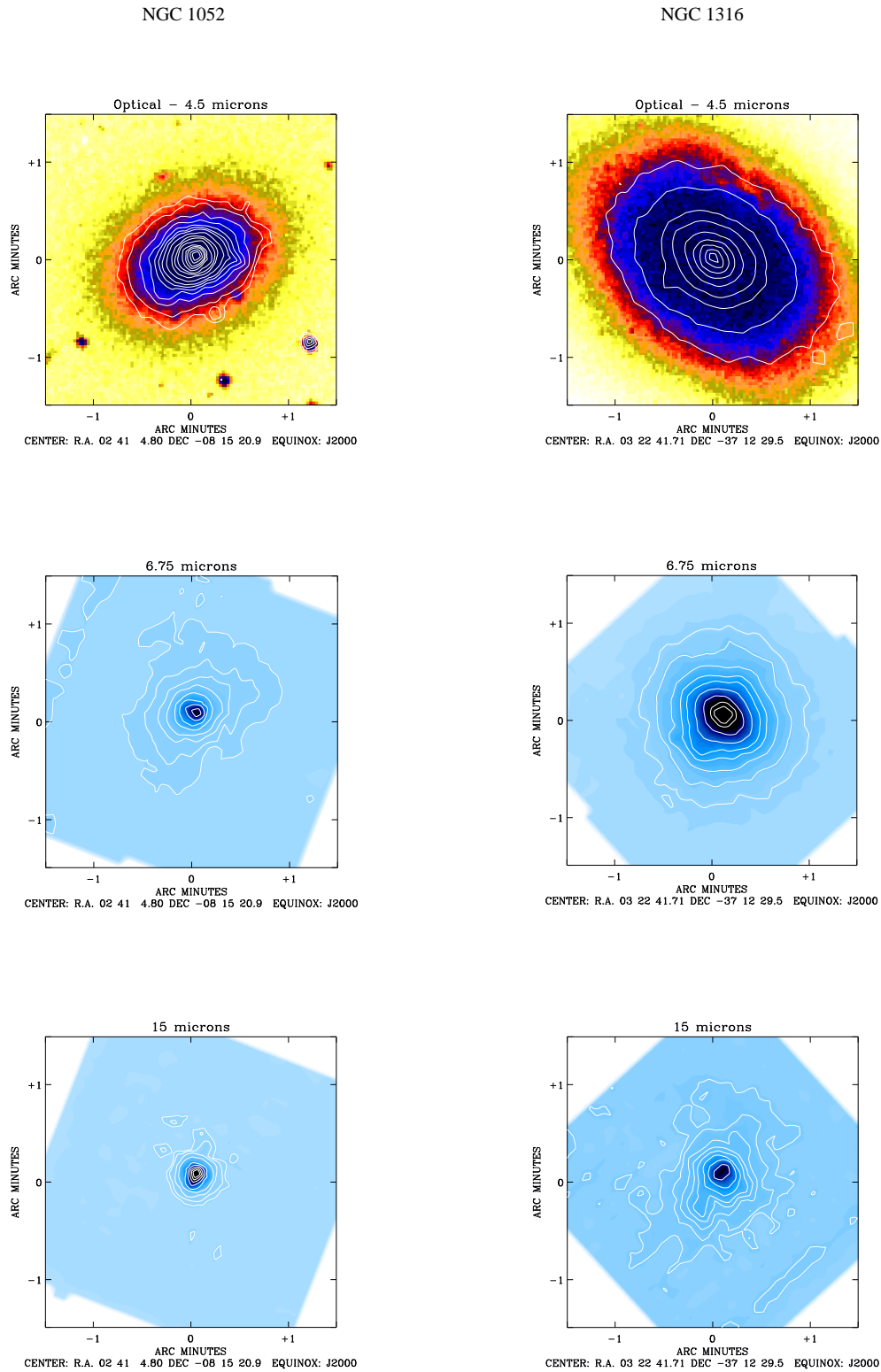
E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 3*

Fig. A.2. Same as in Fig. A.1. but for the galaxies NGC 1052 (left) and NGC 1316 (right). For NGC 1052 the contour levels are 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.8, 2.4, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0, 12.0, 14.0, 16.0, 18.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.1, 0.3, 0.6, 1.0, 2.0, 4.0, 10.0, 20.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.6, 1.0, 2.0, 4.0, 10., 20., 30., 40., 50.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom). For NGC 1316 the contour levels are 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 8.0, 12.0, 20.0, 30.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.3, 0.6, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 15.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom).

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 5*

NGC 3928

NGC 4278

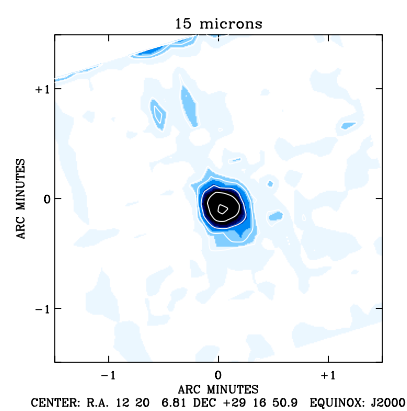
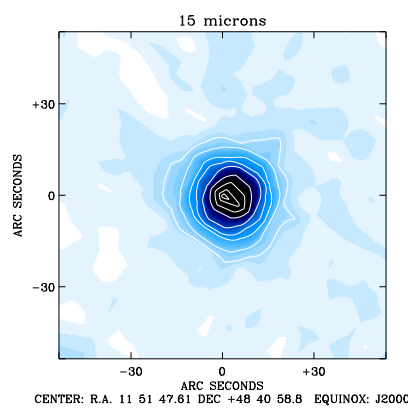
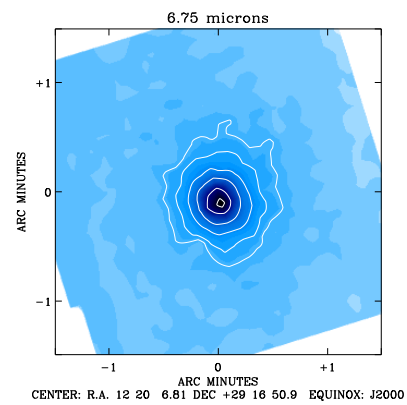
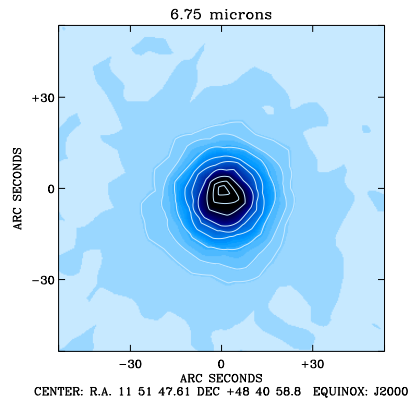
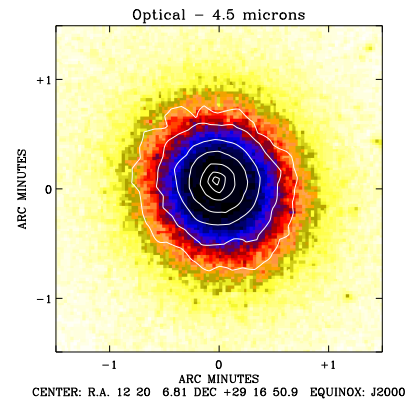
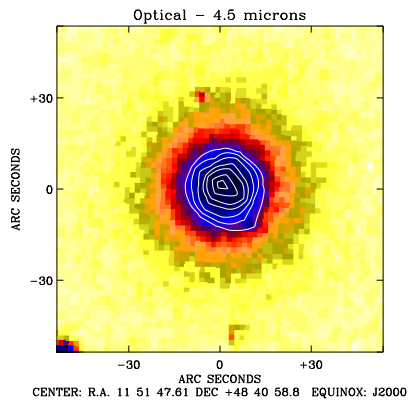


Fig. A.4. Same as in Fig. A.1. but for the galaxies NGC 3928 (left) and NGC 4278 (right). For NGC 3928 the contour levels are 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 15.0, 20.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 15.0, 20.0, 23.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom). For NGC 4278 the contour levels are 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0, 15.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.2, 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom).

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 6*

NGC 4374

NGC 4473

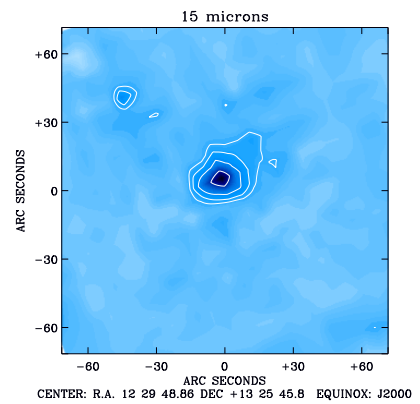
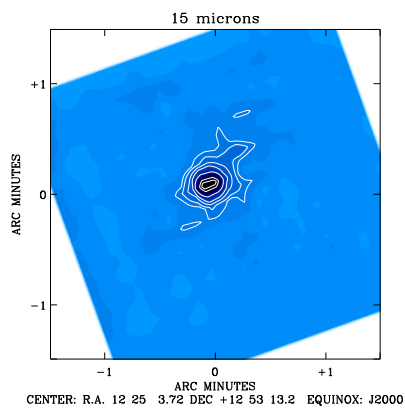
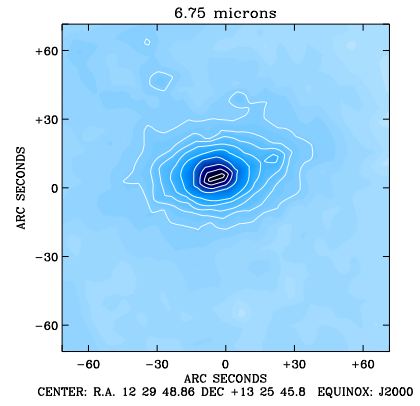
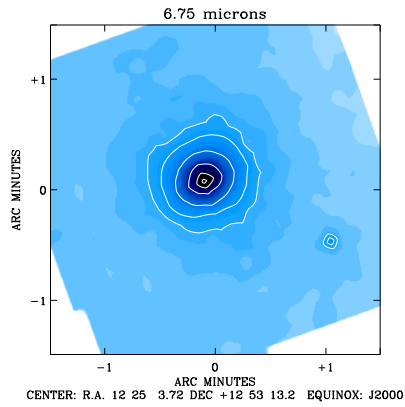
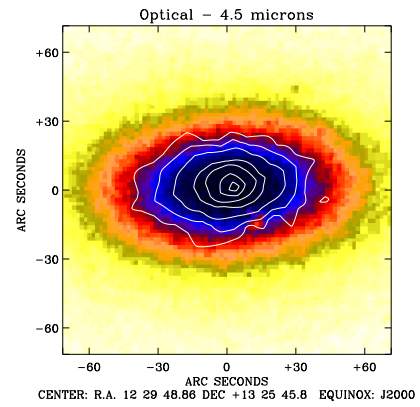
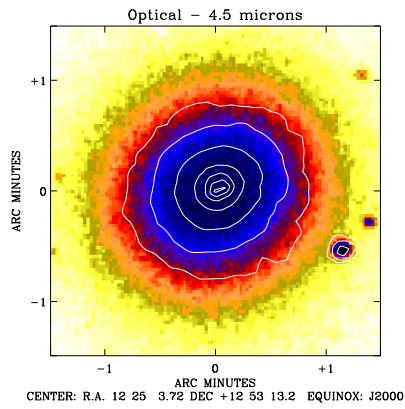
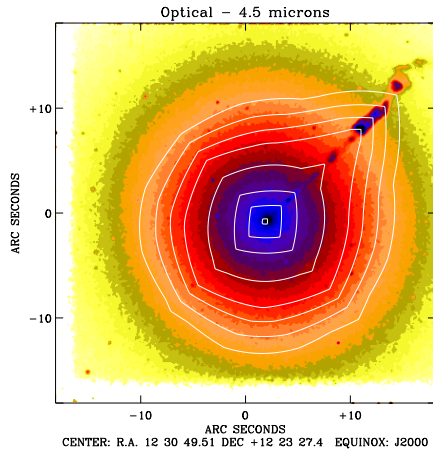


Fig. A.5. Same as in Fig. A.1. but for the galaxies NGC 4374 (left) and NGC 4473 (right). For NGC 4374 the contour levels are 0.6, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0, 15.0, 20.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.6, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0, 15.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 6.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom). For NGC 4473 the contour levels are 0.7, 1.0, 1.5, 3.0, 5.0, 10.0, 15.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 3.0, 5.0, 7.0, 9.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.7, 1.0, 1.5, 3.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom).

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 7*

NGC 4486



NGC 4649

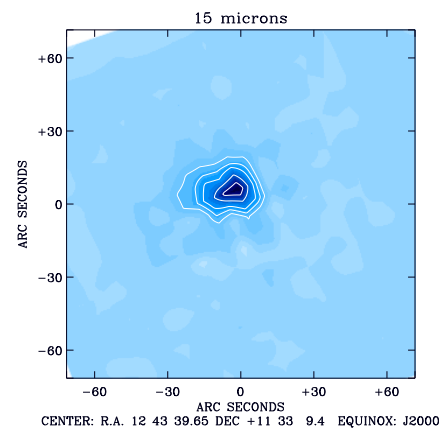
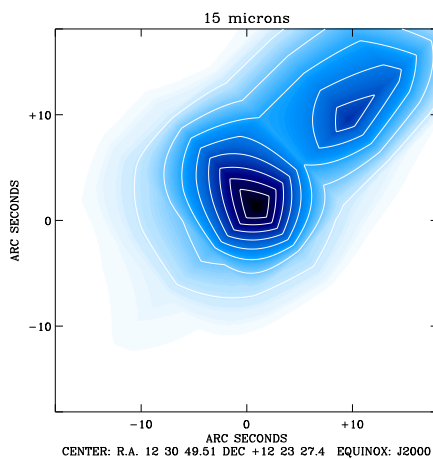
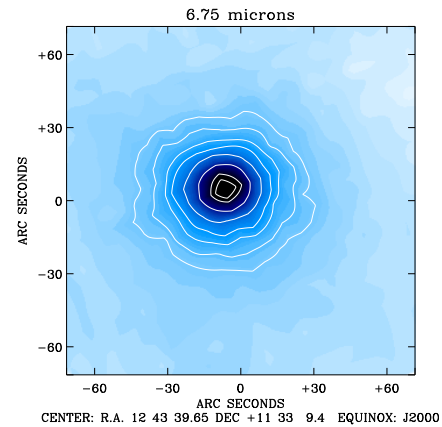
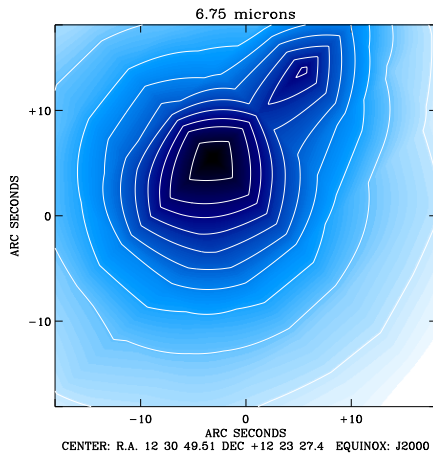
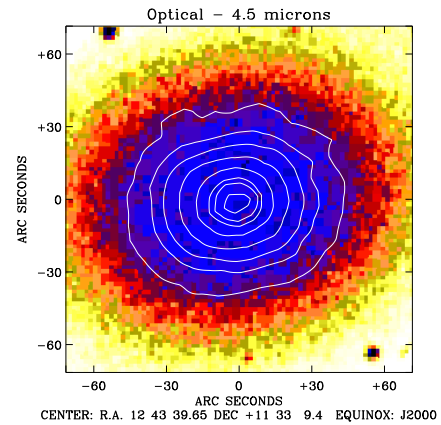
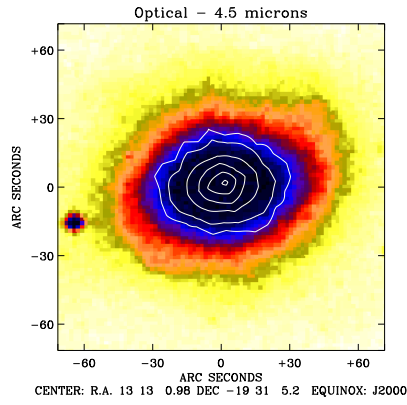


Fig. A.6. Same as in Fig. A.1. but for the galaxies NGC 4486 (left) and NGC 4649 (right). For NGC 4486 the contour levels are 7.0, 8.0, 9.0, 10.0, 12.0, 15.0, 17.0, 19.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0, 12.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom). For NGC 4649 the contour levels are 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 8.0, 10.0, 15.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 8.0, 10.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom).

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 8*

NGC 5018



NGC 5102

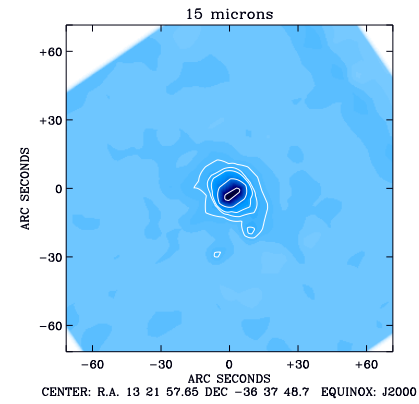
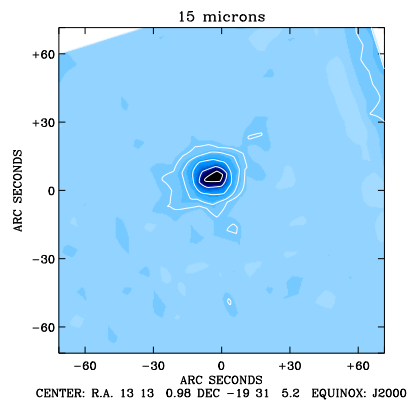
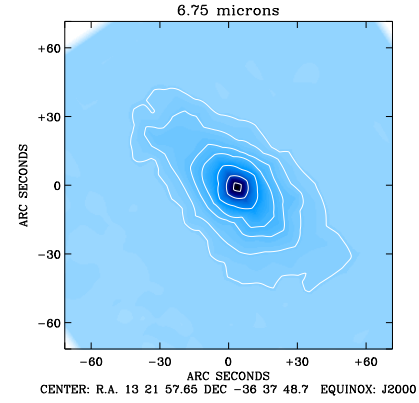
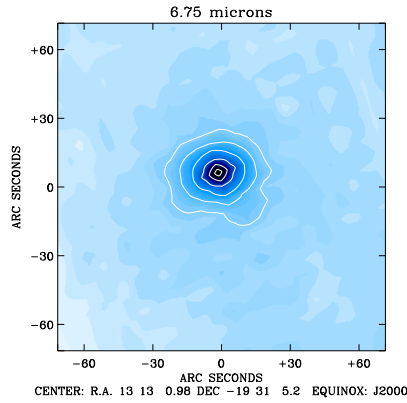
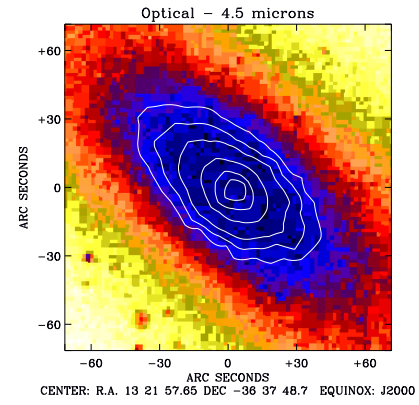


Fig. A.7. Same as in Fig. A.1. but for the galaxies NGC 5018 (left) and NGC 5102 (right). For NGC 5018 the contour levels are 0.7, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 15.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 12.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 6.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom). For NGC 5102 the contour levels are 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 4.0, 7.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.2, 0.4, 0.7, 1.0, 2.0, 4.0, 7.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.4, 0.7, 1.0, 2.0, 4.0, 7.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom).

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 9*

NGC 5173

NGC 5266

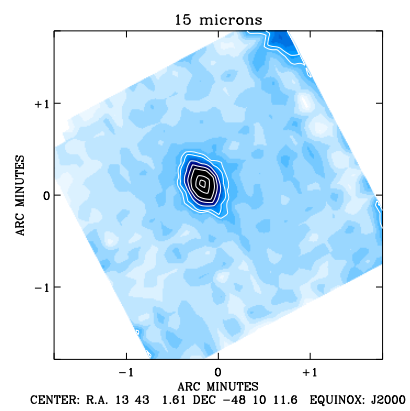
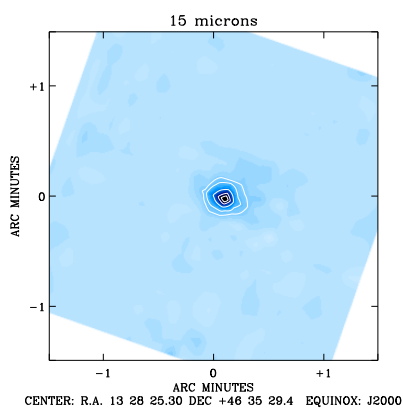
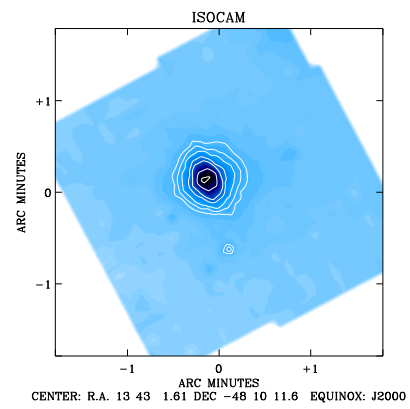
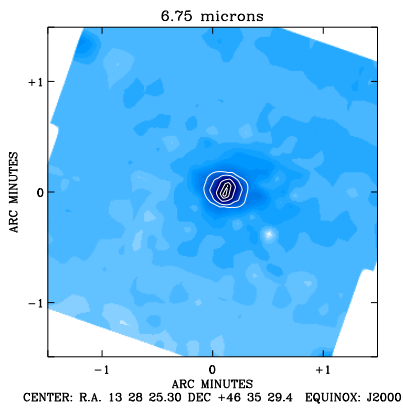
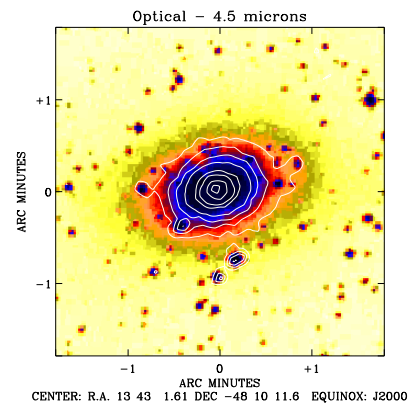
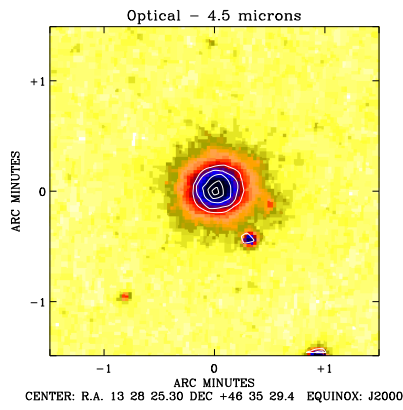


Fig. A.8. Same as in Fig. A.1. but for the galaxies NGC 5173 (left) and NGC 5266 (right). For NGC 5173 the contour levels are 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 3.7 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.6, 1.0, 2.0, 3.0, 3.7 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom). For NGC 5266 the contour levels are 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 6.0, 10.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 6.0, 10.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 6.0, 8.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom).

E. M. Xilouris et al.: Dust emission in early-type galaxies, *Online Material p 10*

NGC 5363

NGC 5866

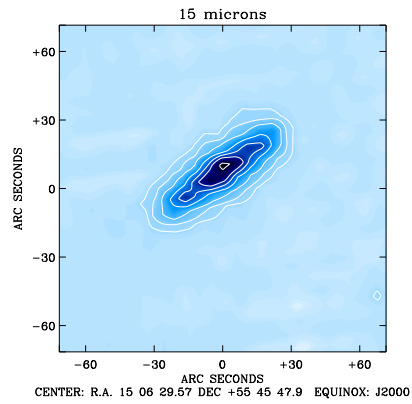
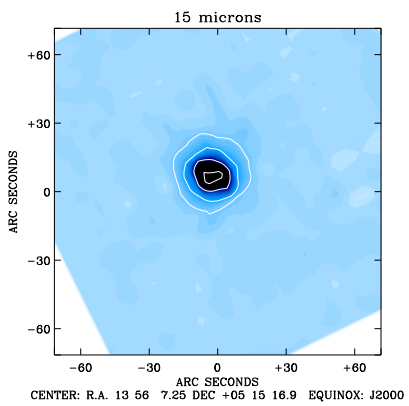
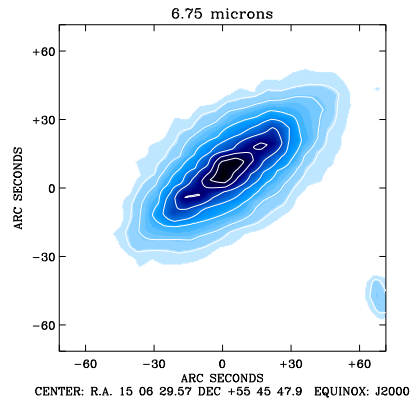
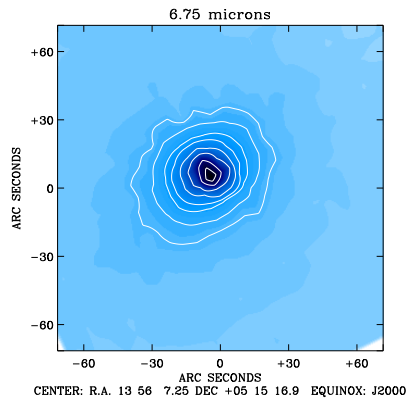
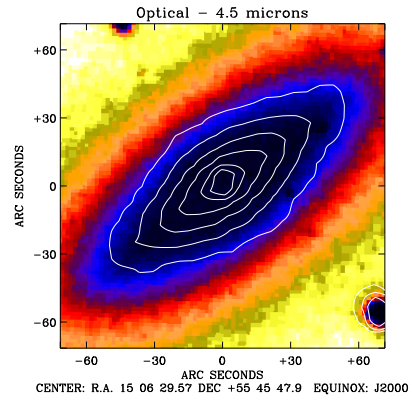
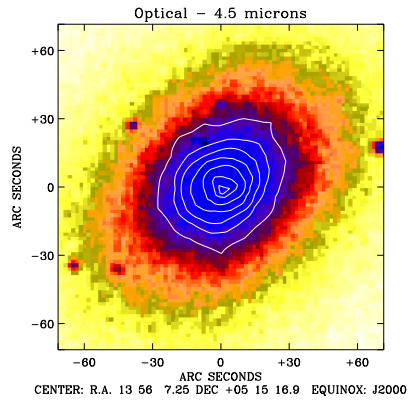


Fig. A.9. Same as in Fig. A.1. but for the galaxies NGC 5363 (left) and NGC 5866 (right). For NGC 5363 the contour levels are 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 13.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 15.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.8, 2.0, 5.0, 10.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom). For NGC 5866 the contour levels are 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 10.0 mJy/pixel for the 4.5 μm map (top), 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 12.0 mJy/pixel for the 6.7 μm map (middle) and 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 6.0, 8.0, 12.0 mJy/pixel for the 15 μm map (bottom).

Troisième partie

Modéliser les distributions spectrales
d'énergie d'environnements de faible
métallicité

Chapitre F

Les observations aux longueurs d'onde submillimétriques/millimétriques

F.1	L'importance du domaine submillimétrique, en astrophysique . . .	136
F.1.1	Phénomènes physiques ayant une contrepartie submillimétrique . . .	136
F.1.2	Les difficultés intrinsèques au submillimétrique	136
F.2	Les réseaux de bolomètres	137
F.2.1	SCUBA	137
F.2.2	MAMBO	138
F.3	L'observation sur un télescope submillimétrique	139
F.3.1	Les données de calibration	139
F.3.1.1	Mesure de bruit des bolomètres	139
F.3.1.2	Pointage et mise au point	140
F.3.1.3	Mesure de l'opacité de l'atmosphère	140
F.3.1.4	Observation de sources de référence	141
F.3.2	L'observation de la source étudiée	141
F.4	Les principales étapes de la réduction des données	142
F.4.1	La correction des effets instrumentaux	142
F.4.2	La calibration	143
F.4.2.1	Variation des facteurs de conversion de flux	143
F.4.2.2	Calibration de sources ponctuelles	144
F.4.2.3	Calibration de sources étendues	145
F.4.3	Estimation des incertitudes	145
F.4.4	Les contributions non poussiéreuses	148

Ce chapitre présente les techniques d'observation et de réduction de données, aux longueurs d'onde submillimétriques/millimétriques, que j'ai utilisées. J'ai observé sur trois télescopes : (i) au JCMT, avec SCUBA, en décembre 2000 (ii) au radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM, avec MAMBO, en janvier 2001, et (iii) au SEST, avec SIMBA, en septembre 2002. Les campagnes d'observations au JCMT et à l'IRAM ont été très fructueuses. En revanche, les conditions atmosphériques étaient médiocres, au SEST, et ne m'ont pas permis d'obtenir des données scientifiquement utilisables. Je ne m'attarderai donc pas sur la description de SIMBA et des observations au SEST, dans ce qui suit. Cet instrument est par ailleurs pratiquement identique à MAMBO.

F.1 L'importance du domaine submillimétrique, en astrophysique

Les longueurs d'onde submillimétriques vont de $\lambda \simeq 300 \mu\text{m}$ à $\lambda \simeq 1 \text{ mm}$. Puisque les bandes millimétriques que j'ai utilisées sont centrées autour de $\lambda \simeq 1.2 \text{ mm}$, j'engloberai les longueurs d'onde millimétriques, dans le terme « *submillimétrique* », pour alléger la discussion.

F.1.1 Phénomènes physiques ayant une contrepartie submillimétrique

Le rayonnement submillimétrique est émis par différents processus physiques. Comme au chapitre C, pour l'infrarouge, je passerai en revue les principaux – hors système solaire. De manière générale, on détecte les composantes froides du milieu interstellaire, à ces longueurs d'onde.

La poussière froide émet un continuum thermique dans le submillimétrique. Un grain à $T = 10 \text{ K}$ rayonne aux alentours de $\lambda \simeq 400 \mu\text{m}$. On détecte donc la poussière contenue dans les régions denses, au cœur des nuages moléculaires. On détecte aussi l'émission, en infrarouge lointain dans le référentiel de repos, de galaxies fortement décalées vers le rouge.

Le gaz moléculaire émet certaines de ses raies dans le submillimétrique. Les deux principales raies de CO qui nous intéressent sont les transitions rotationnelles CO(3→2) $473 \mu\text{m}$ et CO(2→1) 2.6 mm .

Le continuum radio a des origines physiques diverses, dont l'émission libre-libre des ions du gaz (« *free-free* », composante thermique), et le rayonnement synchrotron (composante non-thermique). Il peut, en tout cas, avoir une contribution importante dans les bandes que nous utilisons – jusqu'à $\simeq 30\%$ dans la bande IRAM à 1.2 mm . Son éclairement monochromatique (ϵ_ν) est relativement bien approché par la somme de deux lois de puissance d'indice $-\alpha$ ($\epsilon_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) : (i) l'une avec $\alpha \simeq 0.1$ pour le rayonnement libre-libre (ii) l'autre avec $\alpha \simeq 0.5 - 0.9$ pour le rayonnement synchrotron.

Le rayonnement cosmologique a une contribution relativement importante, à ces longueurs d'onde (figure A.3).

F.1.2 Les difficultés intrinsèques au submillimétrique

Le domaine de longueurs d'onde submillimétriques est exploré depuis peu de temps. En effet, la technologie des détecteurs a été un obstacle important. Le domaine submillimétrique se situe à la jonction entre les radiofréquences et l'infrarouge. Les détecteurs infrarouges – comme ISOCAM – sont des « *photomultiplicateurs* », leur signal est proportionnel au nombre de photons incidents. Les récepteurs submillimétriques sont des « *bolomètres* » (Léna, 1996, pour une revue). Dans ce cas-là, l'énergie du photon incident est directement convertie en agitation thermique, et l'on mesure une élévation de température proportionnelle à la puissance du flux émis, et non plus un nombre de photons. De plus, ces détecteurs n'ont pas de sélectivité spectrale.

Un autre facteur limitatif est l'opacité atmosphérique, représentée à la figure F.1. Elle rend difficiles les observations depuis le sol, en dessous de 1 mm . Ce domaine a été couvert, avec une faible résolution spatiale, par DIRBE (Hauser *et al.*, 1990), depuis l'espace, par le ballon stratosphérique PRONAOS (Serra *et al.*, 2001), et par le Kuiper Airborne Observatory

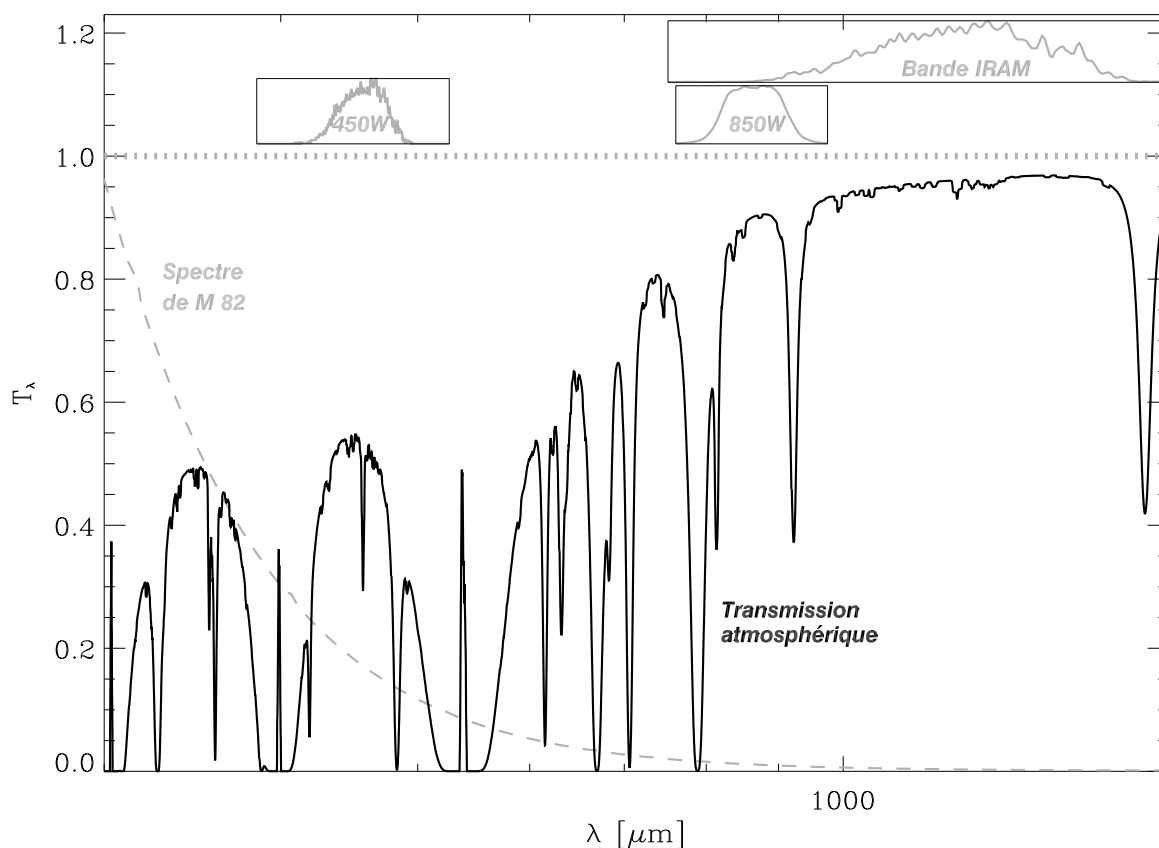


FIGURE F.1: **Transmission atmosphérique dans le submillimétrique/millimétrique.** La courbe en trait plein est la transmission, et les tirets sont le spectre de M 82 (Chaniai, 2003), pour comparaison. En haut de la figure, sont représentées les transmissions des deux bandes larges de SCUBA – 450W et 850W – et celle de MAMBO. Cette courbe de transmission atmosphérique a été obtenue sur le site du CSO (<http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml>) et a été calculée avec le programme `atm_cso`. Notations : T_λ est la transmission et λ , la longueur d'onde.

(KAO ; Dunham, 1995). On constate, sur la figure F.1, que les observatoires au sol utilisent avantageusement les « fenêtres » atmosphériques, par le choix de la bande passante de leurs filtres. H_2O est la principale molécule absorbante dans ce domaine spectral.

F.2 Les réseaux de bolomètres

Les observations que j'ai effectuées visaient uniquement l'émission continue, pas les raies spectrales. Elles ont été menées en utilisant des réseaux de bolomètres, au foyer de télescopes submillimétriques. Dans cette partie, je décrirai les deux principaux réseaux.

F.2.1 SCUBA

SCUBA – pour « *Submillimeter Common User Bolometer Array* » – (Holland *et al.*, 1999) est un réseau de bolomètres, observant dans le submillimétrique, placé au foyer Nasmyth du JCMT (James Clerk Maxwell Telescope). Le JCMT est situé au sommet du Mauna Kea, à

Hawaii, à 4092 mètres d'altitude. Son miroir primaire mesure 15 mètres de diamètre. SCUBA fonctionne en alternance avec d'autres détecteurs. Il permet l'observation d'un champ d'environ 2.3 minutes d'arc de diamètre, à deux longueurs d'onde simultanément, avec une résolution de $7 - 13''$. Une lame dichroïque redistribue le faisceau incident sur les deux matrices de cornets (figure F.2). Ces cornets sont arrangés en un réseau hexagonal compact, et sont espacés d'environ deux fois la taille du lobe principal – la PSF. En radio-astronomie, on utilise souvent le mot « *beam* » (faisceau) pour le désigner. Le plan focal n'est donc pas totalement couvert par les détecteurs. Si l'on veut convenablement échantillonner une source, il faut déplacer le détecteur sur le ciel – modes « *jiggle* » ou « *raster* ». Par ailleurs, SCUBA ne dispose pas de rotateur de champ, l'objet observé tourne sur la caméra, au cours de la nuit, puisque la rotation de la Terre n'est pas compensée.

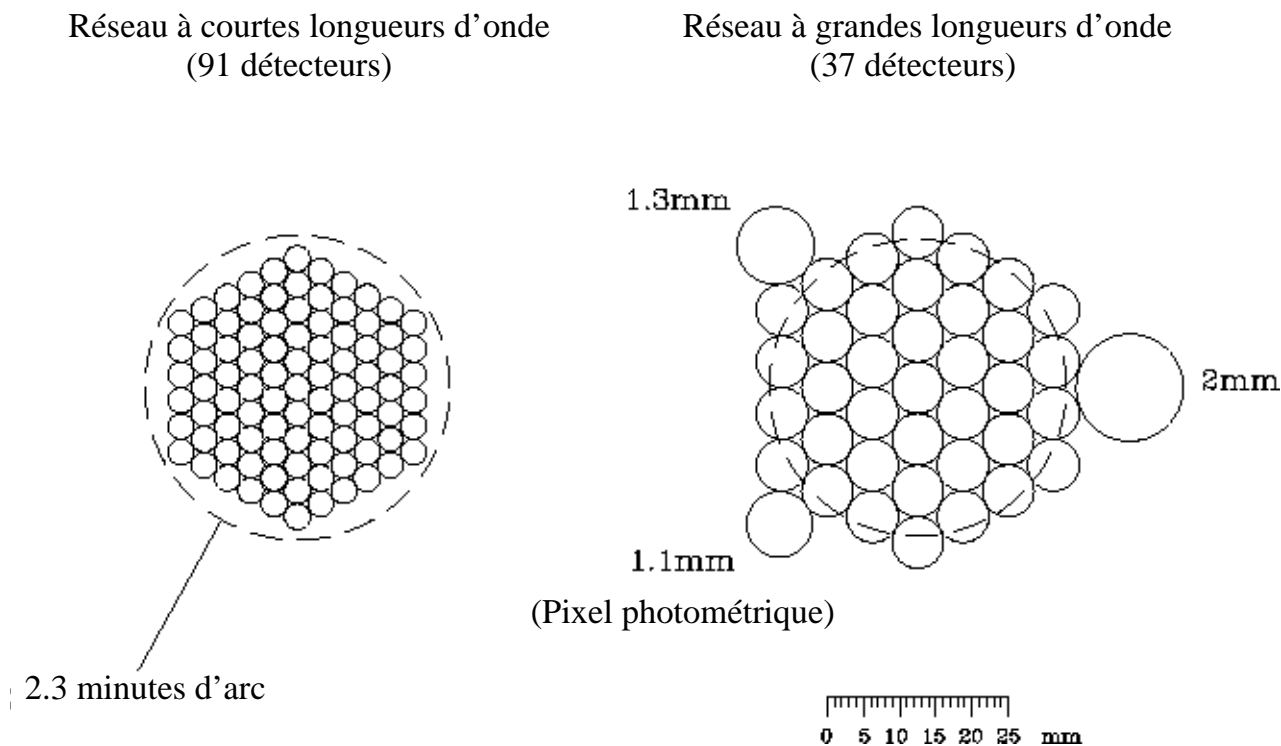


FIGURE F.2: **Disposition des cornets de SCUBA** (Matthews, 2003). Ces « *cornets* » sont les pixels des réseaux à courtes ($450 \mu\text{m}$; SW) et grandes ($850 \mu\text{m}$; LW) longueurs d'onde. Les pixels utilisés pour la photométrie sont situés autour du réseau LW.

La combinaison de filtres préférable, en imagerie, est $450 \mu\text{m}/850 \mu\text{m}$. On peut aussi observer en mode photométrie sur trois pixels différents (figure F.2). Le tableau F.1 donne les propriétés des filtres utilisables avec SCUBA. Les filtres à $350 \mu\text{m}$ et $750 \mu\text{m}$ ne sont pas disponibles, actuellement.

F.2.2 MAMBO

MAMBO (Kreysa *et al.*, 1999) – pour « *MAx Planck Millimeter BOLometer* » – est le réseau de bolomètres, placé au foyer du radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM, situé à 2900 mètres d'altitude, dans la Sierra Nevada. Il observe dans une bande large centrée à $230 \text{ GHz}/1.2 \text{ mm}$ (figure F.1). La caméra, actuellement disponible, est MAMBO-2, un réseau hexagonal compact de 117 bolomètres. L'espacement entre les cornets est de $20''$, alors que la taille du lobe principal

$\lambda_{\text{centrale}}$ (μm)	ν_{centrale} (Hz)	$\Delta\nu$ (Hz)	θ_{lobe} ($''$)	NEFD typique (mJy $\sqrt{\text{Hz}}$)	$F_{5\sigma}(1\text{h})$ (mJy)	$F_{5\sigma}(10\text{h})$ (mJy)
346	866	30	7	1600	83	26
443	677	30	7	1400	38	12
736	407	30	11	140		
863	347	30	13	90	6.3	2.0
<i>Pixels photométriques</i>						
1137	264	60	16	60		
1357	221	60	18	60	5.0	1.6
2054	146	39	28	120		

TABLEAU F.1: **Propriétés et sensibilités des filtres SCUBA.** Ce tableau est extrait de [Matthews \(2003\)](#), sauf les deux dernières colonnes qui viennent de [Holland et al. \(1999\)](#). *Notations* : $\lambda_{\text{centrale}}$ et ν_{centrale} sont les longueur d'onde et fréquence centrales, $\Delta\nu$, la largeur du filtre, θ_{lobe} , la taille du lobe principal à cette longueur d'onde, $F_{5\sigma}(t)$ est la limite de détection à 5σ , obtenue en intégrant pendant un temps t , basée sur une estimation optimiste du NEFD, inférieure à celle de la colonne précédente.

est $11''$ à 230 GHz. Sa conception est assez similaire à celle de SCUBA. Par ailleurs, l'archive contient des données intéressantes observées par son prédécesseur, MAMBO-1, une matrice de 37 bolomètres, de conception identique. Le tableau F.2 donne quelques caractéristiques de ces deux caméras.

Nom	$\lambda_{\text{centrale}}$	θ_{lobe}	Nombre de bolomètres	NEFD typique (mJy $\sqrt{\text{Hz}}$)	$F_{\text{RMS}}(10 \text{ mn})$
MAMBO-1	1.2 mm	$11''$	37	35–55	1.5 mJy
MAMBO-2	1.2 mm	$11''$	117	35–55	1.5 mJy

TABLEAU F.2: **Description de MAMBO.** La plupart des données de ce tableau a été extraite de [Wild \(1999\)](#). *Notations* : les notations sont les mêmes que celles du tableau F.1, $F_{\text{RMS}}(10 \text{ mn})$ est l'éclairement monochromatique du RMS obtenu après 10 minutes d'intégration.

F.3 L'observation sur un télescope submillimétrique

La procédure d'observation est similaire, à peu de choses près, sur tous les télescopes submillimétriques précédemment évoqués. Il y a deux étapes à effectuer pour collecter des données scientifiquement utilisables : l'acquisition de « *données de calibration* », et l'observation de la source que l'on se propose d'étudier.

F.3.1 Les données de calibration

Les données de calibration ont pour but de mesurer les principales contaminations intérieures et extérieures au système, ainsi que les effets instrumentaux, afin de les corriger.

F.3.1.1 Mesure de bruit des bolomètres

L'identification des pixels bruités se fait habituellement en prenant une observation spécifique d'une source froide. Cette mesure peut se faire en positionnant le réflecteur secondaire

– le « *chopper* » – en face de l'ouverture du cryostat. Cette opération dure environ 90 secondes avec SCUBA, et fournit une mesure du RMS. Cette mesure se fait, en début de nuit. La figure F.3 représente une mesure de bruit de chaque bolomètre sur les deux matrices de SCUBA. On voit, dans ce cas particulier, que le bolomètre n°26 n'est pas utilisable, il faudra l'exclure, lors de la réduction de données.

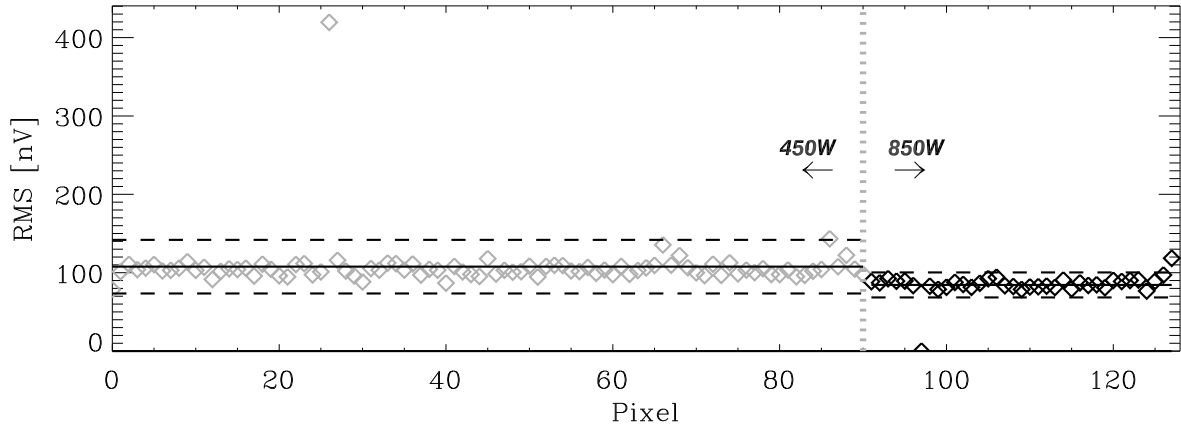


FIGURE F.3: **Mesure de bruit de SCUBA.** L'axe horizontal est le numéro de chaque bolomètre, en commençant par la matrice à courtes longueurs d'onde. Cette mesure a été effectuée au JCMT, en décembre 2000.

F.3.1.2 Pointage et mise au point

Le télescope subit des déformations mécaniques, dues aux variations de température et à l'inclinaison, qui affectent la précision du pointage et nécessitent de vérifier la mise au point, régulièrement. Ces vérifications s'effectuent habituellement, toutes les deux heures. Une source ponctuelle – un calibrateur « *primaire* » ou « *secondaire* » – est observée. Pour le pointage, on corrige la différence entre la position effective et la position attendue de la source. Cette correction est basée sur un modèle prenant en compte les paramètres du télescope. La précision de pointage du JCMT est de $\simeq 1.5''$ (Matthews, 2003), et celle du radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM, de $\simeq 2 - 3''$ (Wild, 1999). Pour la mise au point, la distance focale est légèrement variée autour de sa position d'origine. Ensuite, un modèle extrapole la distance correcte. Ces variations sont de l'ordre du millimètre.

F.3.1.3 Mesure de l'opacité de l'atmosphère

Il est capital de connaître, le plus précisément possible, l'opacité atmosphérique, sur la ligne de visée, au moment où l'on observe. À une longueur d'onde donnée, cette opacité (figure F.1) dépend principalement de l'élévation et de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air. On mesure la profondeur optique, τ_ν^{atm} , à la fréquence ν , en intégrant l'émission de l'atmosphère, à différentes élévations – une dizaine de pointés, typiquement. Un modèle décrivant, à la fois l'atmosphère – supposée plan-parallèle – et le système optique, est ajusté aux données pour calculer la valeur de τ_ν^{atm} . Cette mesure s'appelle un « *skydip* », elle est décrite par Archibald (2000), par exemple. Il faut effectuer un skydip, au moins une fois toutes les deux heures. La correction de l'extinction atmosphérique est importante, même lorsque les conditions

sont bonnes. Par exemple, lors de nos observations au JCMT, et à l'IRAM, l'air était très sec, les conditions étaient donc excellentes, et les valeurs de τ_{ν}^{atm} étaient : $\tau_{450\text{W}} = 0.4 - 2.0$, $\tau_{850\text{W}} = 0.10 - 0.36$ et $\tau_{1.2\text{mm}} = 0.14 - 0.35$. Dans le cas le plus favorable, à $850\ \mu\text{m}$, le flux était atténué de seulement 10 %. En revanche, à $450\ \mu\text{m}$, l'extinction pouvait atteindre 90 % du flux.

En pratique, au JCMT, seule la valeur du skydip à $850\ \mu\text{m}$ est utilisable. L'extinction à $450\ \mu\text{m}$ est déduite de la valeur de celle à $850\ \mu\text{m}$, par une relation linéaire (Archibald, 2000).

F.3.1.4 Observation de sources de référence

Le signal, en sortie des bolomètres est un signal électrique. Sa conversion en un flux astrophysique n'est pas immédiate. En effet, le « *facteur de conversion de flux* » (FCF), donnant la correspondance entre ce signal et l'éclairement monochromatique de la source, varie. Les FCFs standards ne sont pas très fiables. Il est préférable d'estimer la valeur du FCF pendant les observations. Il faut observer une ou plusieurs sources de référence, dont le flux est connu – les « *calibrateurs* » primaires ou secondaires – pour en déduire le FCF. Il est conseillé de faire cette mesure, au moins, une fois dans la nuit. Cette étape de conversion de flux sera discutée en détail à la section F.4.2.

F.3.2 L'observation de la source étudiée

L'observation de sources astrophysiques – que ce soit l'objet étudié ou les calibrateurs – se fait en observant alternativement la source et le ciel. Cette « *modulation* » se fait par une oscillation du miroir secondaire – le « *chopper* ». Les fréquences de modulation typiques sont de l'ordre du Hertz et la différence entre la position sur la source et sur le ciel est de l'ordre de quelques minutes d'arc. En principe, il faut choisir la fréquence la plus élevée et l'angle le plus petit. En pratique, on peut avoir besoin de choisir un angle plus important pour être sûr de vraiment observer le fond, et pas les extensions de la source. Cette procédure a pour effet de soustraire l'émission du ciel, en particulier, sa variabilité. Cependant, il reste une émission résiduelle, sur les cartes, qu'il faut corriger lors de la réduction des données.

On peut distinguer plusieurs modes d'observations avec une caméra de bolomètres.

La photométrie consiste à placer un seul bolomètre sur la source – applicable uniquement aux sources ponctuelles – et supposer que le reste de la matrice observe le fond.

La cartographie consiste à observer la source avec toute la matrice, qui va se déplacer sur le ciel pour couvrir toute la région désirée, et en même temps, échantillonner convenablement l'objet. Ce mode est destinée à l'observation des sources étendues.

Le mode jiggle-map, spécifique à SCUBA, consiste à déplacer la matrice, de la taille du lobe, en 6 points – car le réseau est hexagonal – afin d'échantillonner convenablement le plan focal. Cette méthode est idéale pour observer des sources petites, mais résolues. Nos galaxies naines appartiennent à cette catégorie.

Finalement, il y a quelques précautions à prendre lorsque l'on intègre des sources pendant un temps assez grand – $\gtrsim 30$ minutes. Il faut examiner le mouvement apparent de la source dans le ciel, pendant l'observation, car : (i) le passage au zenith pose des problèmes de suivi, en raison de la rapide variation azimuthale (ii) on n'observe pas les sources proches de l'horizon – typiquement au dessous de 20° d'élévation – en raison de la masse d'air trop importante (iii) le télescope peut se retrouver coincé, en bout de course.

F.4 Les principales étapes de la réduction des données

Les logiciels de réduction de données que j'ai utilisés sont : SURF (Jenness & Lightfoot, 1998), pour les données SCUBA, et NIC (Broguière *et al.*, 2002), pour les données MAMBO. Au chapitre C, j'avais présenté, en détail, une session de réduction, pour ISOCAM, car il n'y a pas de manuel pour CIR. Ici, je me contenterai de décrire les étapes, en m'appuyant principalement sur l'exemple des données SCUBA. On se reportera aux manuels de Jenness & Lightfoot (1999) et Broguière *et al.* (2002) pour une description des logiciels.

F.4.1 La correction des effets instrumentaux

Les étapes suivantes sont implémentées par les logiciels de réduction de données. Il est important de comprendre leur principe, mais elle sont habituellement assez robustes et fonctionnent automatiquement.

La démodulation. Il faut d'abord déconvoluer l'image de la modulation par le miroir secondaire. La figure F.4 montre le signal que l'on a en sortie du télescope. C'est la différence entre les deux positions du miroir secondaire. Ce type de carte est appelé « *dual-beam* ». Cette étape de démodulation est effectuée automatiquement par les logiciels de réduction. On soustrait également une ligne de base – « *baseline* » en anglais – due aux dérives instrumentales, en l'ajustant par une surface polynômiale. La correction de champ plat est effectuée à ce moment-là, à partir de données de calibration.

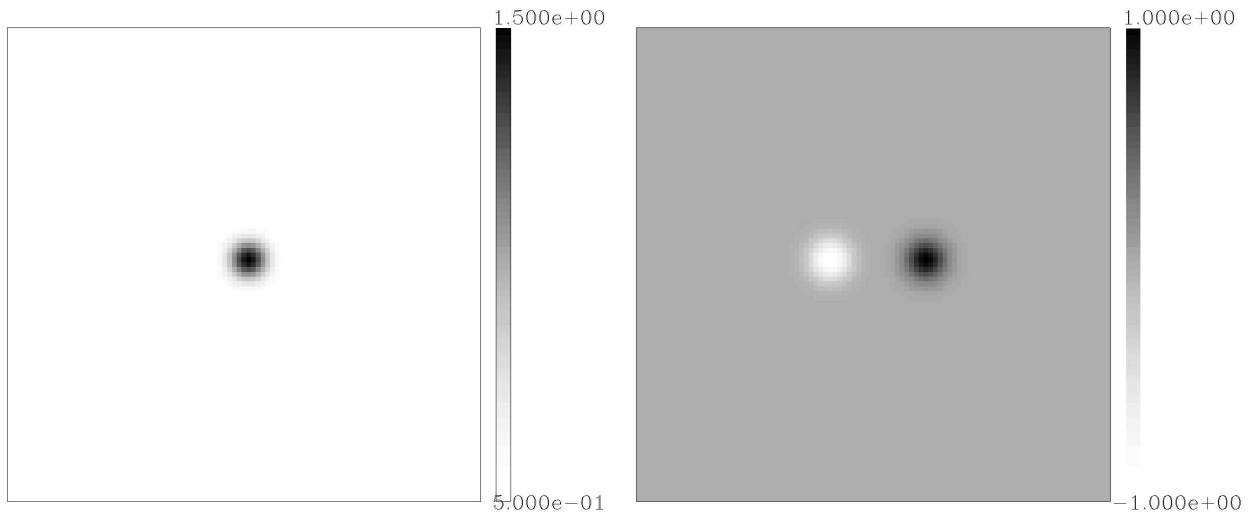


FIGURE F.4: **Modulation par le miroir secondaire.** Ces deux images sont simulées. L'image de gauche montre une source, et celle de droite l'image observée, c'est à dire la différence entre les deux positions du miroir secondaire.

Correction de l'extinction atmosphérique. L'extinction atmosphérique est corrigée à partir des valeurs de τ_ν^{atm} , à chaque longueur d'onde, déduites des skydips. On interpole habituellement le τ_ν^{atm} de l'observation, à partir des deux skydips adjacents en temps. Cette correction est faite sur chaque observation individuelle.

Glitches et des bolomètres bruités. Dans le cas des observations SCUBA, cette correction est faite, en retirant toute variation du signal, d'une région du ciel, supérieure à $N \times \sigma$ – habituellement 4σ . Cette correction compense donc la rotation du ciel par rapport à la caméra. À ce stade, on exclut les bolomètres qui ont été identifiés comme bruités (figure F.3).

Coaddition et soustraction du fond. Les observations individuelles sont ensuite coadditionnées pour construire la carte finale. On soustrait l'émission résiduelle du ciel, à ce moment-là. Toutes nos galaxies étaient suffisamment petites pour qu'une région de l'image puisse être utilisée pour soustraire le fond.

F.4.2 La calibration

La calibration est l'étape permettant d'obtenir une image exprimée en unité de flux astrophysique. Aux longueurs d'onde submillimétriques, cette procédure diffère sensiblement de celle employée en optique ou en infrarouge proche, en raison de la taille typique du lobe principal et de la présence de « lobes d'erreur » importants. La figure F.5 en donne un exemple. Ces lobes d'erreur sont dus principalement aux imperfections de la surface réfléchissante du télescope. Le plus délicat n'est pas tellement de calibrer une carte, mais plutôt d'en extraire un flux astrophysique, lorsque la source est étendue. Cette procédure de calibration est décrite en détail par Rohlfs & Wilson (1996), Sandell (1997) et Motte (1998), par exemple.

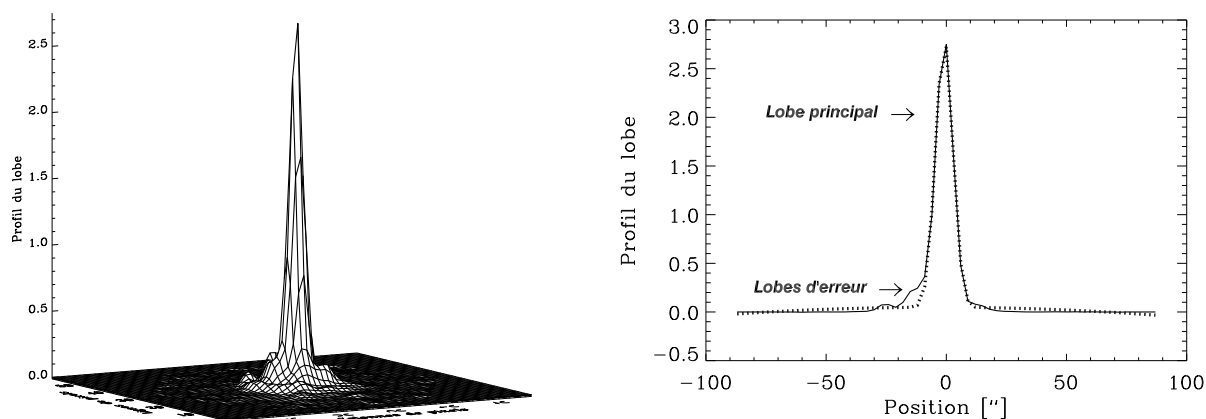


FIGURE F.5: **Le lobe principal et les lobes d'erreur.** La surface de gauche est le profil du lobe – la PSF – du JCMT à travers le filtre 450W. La courbe de droite est une coupe de ce profil. Les pointillés gris sont une gaussienne ajustée à ce profil.

F.4.2.1 Variation des facteurs de conversion de flux

Nous avons observé suffisamment longtemps sur le JCMT, pour pouvoir étudier la variation journalière des facteurs de conversion de flux. Un FCF, Φ_ν , à une fréquence ν , est défini comme :

$$\Phi_\nu = \frac{\epsilon_\nu^{\text{lobe}}}{V_\nu^{\text{pic}}}, \quad (\text{F.1})$$

où $\epsilon_\nu^{\text{lobe}}$ est l'éclairement monochromatique connu du calibrateur, dans un « beam » – c'est à dire, dans le lobe principal – et V_ν^{pic} est l'émission du pic de ce calibrateur, mesurée en Volts. $\epsilon_\nu^{\text{lobe}}$ est une valeur tabulée, qui a été déterminée à partir d'observations précises par d'autres, tandis que V_ν^{pic} est la valeur observée par nous. Ce FCF est habituellement exprimé en Jy/beam/V. La figure F.6 montre les valeurs de Φ_ν , observée au JCMT. Les calibrateurs que nous avons observé sont : Mars, Uranus et CRL618. La dispersion de ces valeurs est relativement restreinte, à 850 μm , mais est importante, à 450 μm .

Il semble également qu'il y ait une périodicité quotidienne des FCFs. C'est assez clair pour les nuits des 24, 25 et 30 décembre 2000, lors desquelles nous avons observé un calibrateur en

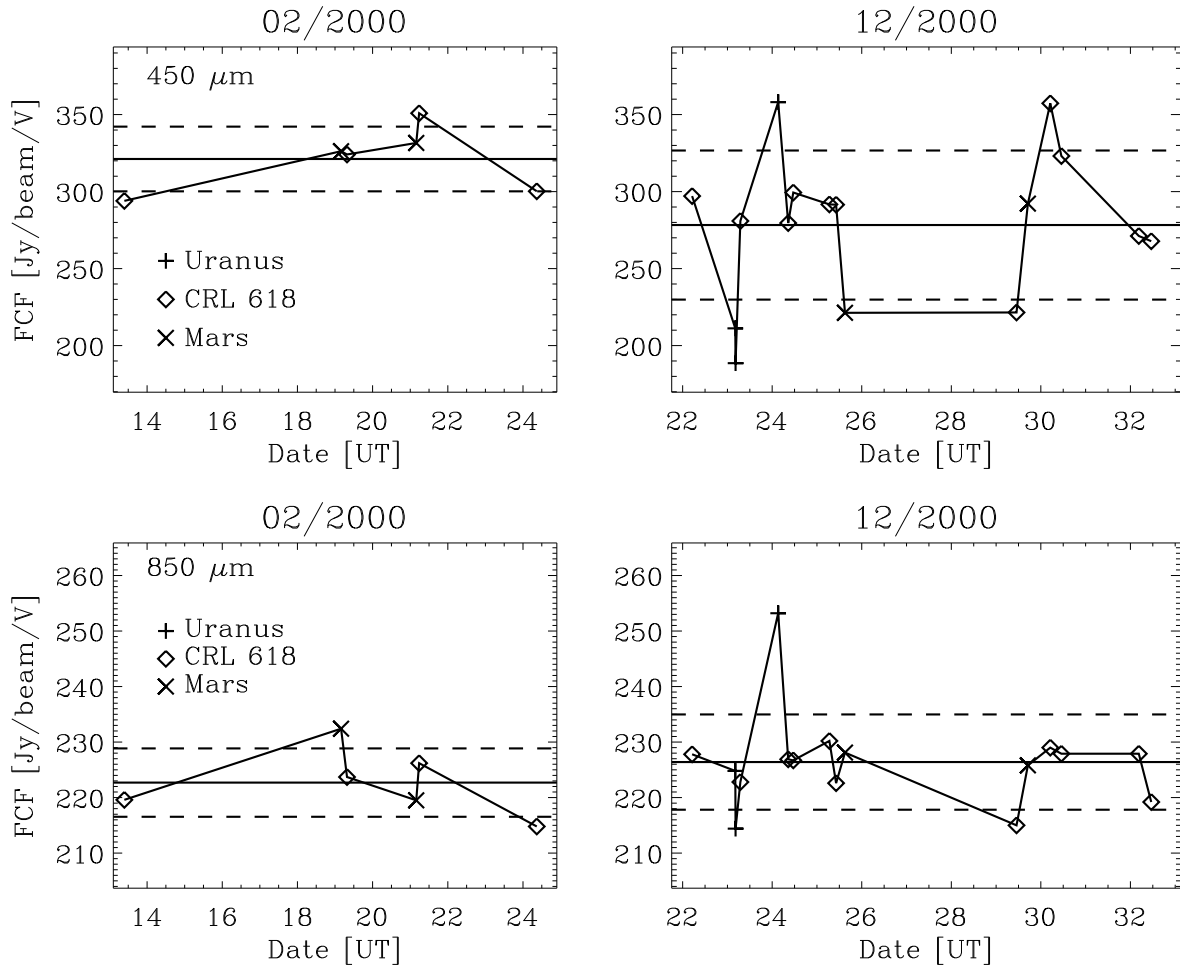


FIGURE F.6: **Variation des facteurs de conversion de flux.** Ces FCFs sont ceux déduits de chaque observation de calibrateur, en fonction du temps. Les différents calibrateurs sont repérés par des symboles. Le trait plein est la valeur moyenne, et les tirets indiquent les limites $\pm 1\sigma$. Ces observations ont été effectuées au JCMT, en février 2000 et décembre 2000.

début, milieu et fin de nuit. La mesure de milieu de nuit semble toujours plus élevée. Cette périodicité peut se comprendre par les contraintes thermiques que subit l'optique du télescope, lors du coucher et du lever de Soleil.

F.4.2.2 Calibration de sources ponctuelles

Le lobe principal des radiotélescopes submillimétriques est relativement bien approché par une gaussienne (figure F.5). Lorsque le calibrateur n'est pas tout à fait une source ponctuelle – cas de Mars, par exemple – il est aisé de déterminer la véritable taille de lobe, en utilisant le fait que la transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne. La largeur à mi-hauteur du lobe, θ_{lobe} – ou HPBW pour « *Half Power Beam Width* » – le HPBW observé, θ_{obs} , et le HPBW réel du calibrateur, θ_{sou} , sont reliés par :

$$\theta_{\text{obs}}^2 = \theta_{\text{sou}}^2 + \theta_{\text{lobe}}^2, \quad (\text{F.2})$$

(voir Sandell, 1997, pour une description détaillée). Les éphémérides du JCMT et de l'IRAM fournissent des estimations du flux de chaque planète intégré dans le lobe principal.

Une fois que l'on a calculé le FCF correct, déconvolué du disque planétaire, il suffit de multiplier chaque pixel (x, y) de l'image en Volt, $\mathcal{I}_V(\nu, x, y)$, par le FCF pour obtenir une image calibrée en Jy/beam :

$$\mathcal{I}_{\text{Jy/beam}}(\nu, x, y) = \Phi_\nu \times \mathcal{I}_V(\nu, x, y) \quad (\text{F.3})$$

Si l'on veut connaître le flux d'une source ponctuelle, il suffit de mesurer son pic d'émission sur cette carte, car elle a le même profil que le calibrateur déconvolué. En pratique, j'utilise la moyenne des FCFs de la nuit pour calibrer les images.

F.4.2.3 Calibration de sources étendues

Pour les sources étendues, l'intégration du flux dans une région de l'image est moins directe. En effet, la fraction du flux total contenue dans les lobes d'erreurs peut être significative. Une quantité intéressante, pour quantifier cette perte de flux, est le « *rapport pic-sur-ouverture* », dans une ouverture Θ :

$$\mathcal{R}_\nu(\Theta) = \frac{\mathcal{I}_{\text{Jy/beam}}^{\text{calib}}(\nu, x_{\text{max}}, y_{\text{max}})}{\sum_{(x_i, y_i) \in \Theta} \mathcal{I}_{\text{Jy/beam}}^{\text{calib}}(\nu, x_i, y_i)} \times \frac{1.134 \theta_{\text{lobe}}^2}{\text{PFOV}^2}. \quad (\text{F.4})$$

Le facteur de droite, $\mathcal{P}_\nu = 1.134 \theta_{\text{lobe}}^2 / \text{PFOV}^2$, est le nombre de pixels par beam, car l'intégration se fait en sommant les pixels d'une carte. Le rapport \mathcal{R}_ν quantifie la fraction de flux présente dans les lobes d'erreur. La figure F.7 montre les variations de ce rapport.

Concrètement, pour connaître le flux intégré dans une ouverture Θ , il y a plusieurs étapes à réaliser :

- 1) multiplier la carte en Volts par le FCF pour obtenir une carte calibrée en Jy/beam/V, $\mathcal{I}_{\text{Jy/beam}}(\nu, x, y)$ – c'est l'étape « *source ponctuelle* » ;
- 2) calculer le rapport pic-sur-ouverture, dans l'ouverture Θ , sur le calibrateur, afin de connaître la fraction de flux contenue dans les lobes d'erreur ;
- 3) intégrer l'image calibrée en Jy/beam dans l'ouverture Θ , en sommant les pixels.

Le flux astrophysique final, dans l'ouverture Θ , est :

$$\epsilon_\nu(\Theta) = \sum_{(x_i, y_i) \in \Theta} \mathcal{I}_{\text{Jy/beam}}(\nu, x_i, y_i) \times \frac{\mathcal{R}_\nu(\Theta)}{\mathcal{P}_\nu}. \quad (\text{F.5})$$

Cette méthode n'est pas très intuitive, au premier abord. J'ai fait de petites simulations pour me convaincre de sa justesse. La figure F.8 montre l'une de ces simulations. L'image est une carte simulée, convoluée à une PSF réelle du JCMT, à $450 \mu\text{m}$ – mesurée sur CRL 618 – et bruitée. La courbe de droite compare : (i) le « *flux réel* » de la source, c'est à dire celui que l'on a simulé et que l'on peut mesurer avant convolution, dans différentes ouvertures concentriques et (ii) le flux calculé par la méthode décrite précédemment. La méthode converge pour les grandes ouvertures, lorsque toute l'émission résiduelle a été prise en compte.

F.4.3 Estimation des incertitudes

Pour obtenir des résultats scientifiquement interprétables, il faut estimer les erreurs commises sur les flux. Les sources d'incertitude sont nombreuses, et peu d'auteurs détaillent la manière dont ils ont estimé les leurs. J'ai donc cherché à quantifier les différents effets qui pourraient affecter le flux. Je prendrai pour exemple les données SCUBA – exemple décrit dans Galliano *et al.* (2003). Je conserverai les notations de la section précédente.

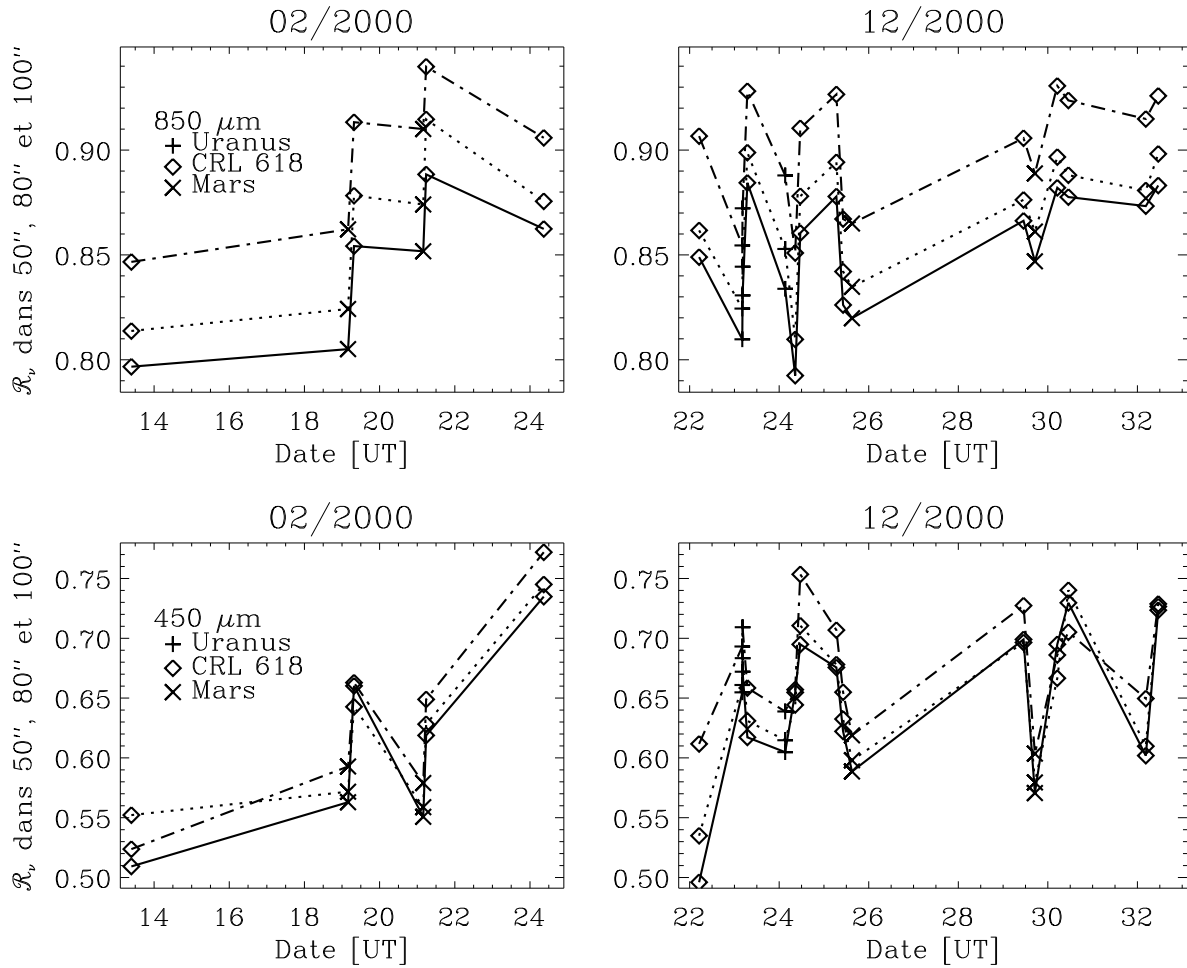


FIGURE F.7: **Variation des rapports pic-sur-ouverture.** Ces rapports sont ceux déduits de chaque observation de calibrateur, en fonction du temps. Les différents calibrateurs sont repérés par des symboles. Ces observations ont été effectuées au JCMT, en février 2000 et décembre 2000. Notations : \mathcal{R}_ν est le rapport pic-sur-ouverture (équation F.4).

- 1) Le bruit « *RMS* » n'est pas, comme avec ISOCAM, calculé par les logiciels de réduction de données. J'ai donc construit une carte RMS, à partir des observations individuelles, dans les deux bandes SCUBA. Cette carte est la déviation de chaque pixel voyant une région du ciel donnée, compensée de la rotation de champ. J'ai choisi pour PFOV, la taille avec laquelle la PSF a été échantillonnée – 6'' à 850 μm et 3'' à 450 μm . Au final, cette carte dont les pixels (x, y) ont un flux $\Delta\epsilon_\nu^{\text{RMS}}(x, y)$ quantifie les fluctuations du signal. L'erreur correspondante est :

$$\Delta\epsilon_\nu^{\text{RMS}} = 2 \times \sqrt{\sum_{(x,y) \in \Theta} \sigma_{\text{RMS}}^2(x, y)}. \quad (\text{F.6})$$

La figure F.9 montre une image et la carte RMS correspondante.

- 2) Nous avons estimé le fond de la même manière que pour les données ISOCAM. Nous utilisons la dispersion des points du fond, σ_{fond} . L'erreur sur la soustraction du fond est

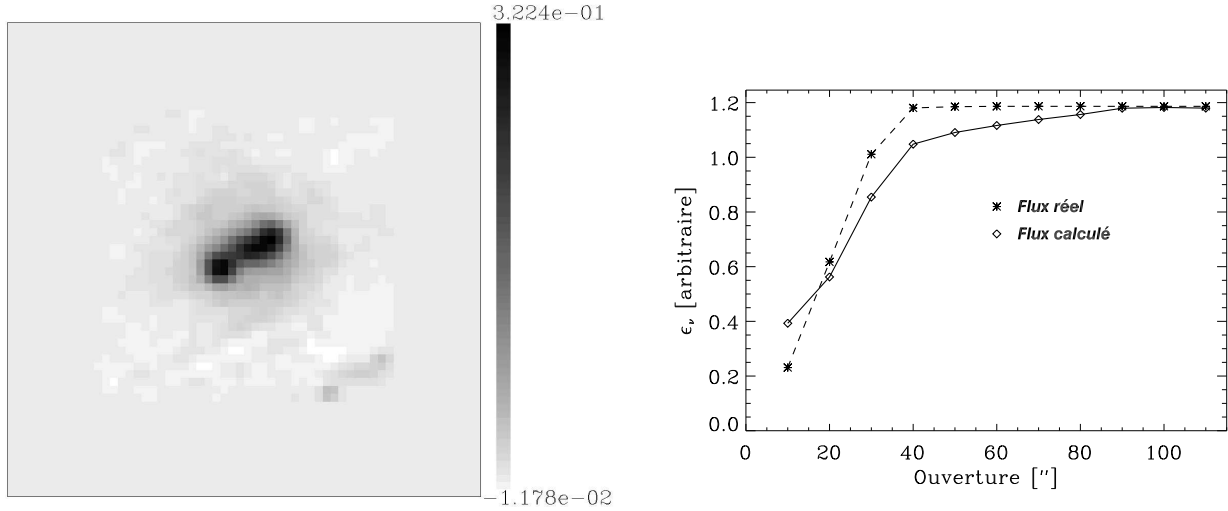


FIGURE F.8: **Test de la méthode de calibration.** L'image de gauche est une carte simulée, convoluée par une PSF et bruitée. La courbe de droite est la courbe de croissance calculée sur l'image simulée non bruitée non convoluée, « flux réel », et sur l'image de gauche, par la méthode décrite dans le texte, « flux calculé ».

identique :

$$\Delta\epsilon_{\nu}^{\text{fond}} = 2 \times \sqrt{\sum_{(x,y) \in \Theta} \sigma_{\text{fond}}^2}. \quad (\text{F.7})$$

- 3) Finalement, nous avons vu, sur les figures F.6 et F.7 que les facteurs utilisés pour calibrer les images variaient au cours du temps. Nous avons donc incli les incertitudes sur ces deux facteurs en prenant en compte simplement leurs variations relatives :

$$\Delta\epsilon_{\nu}^{\text{FCF}} = \frac{\Delta\Phi_{\nu}}{\langle\Phi_{\nu}\rangle} \times \epsilon_{\nu} \quad \text{et} \quad \Delta\epsilon_{\nu}^{\text{rapp}} = \frac{\Delta\mathcal{R}_{\nu}(\Theta)}{\langle\mathcal{R}_{\nu}(\Theta)\rangle} \times \epsilon_{\nu} \quad (\text{F.8})$$

Ces deux erreurs sont évidemment corrélées. Nous surestimons donc l'incertitude.

Au final, nous sommes quadratiquement tous ces termes :

$$\Delta\epsilon_{\nu} = \sqrt{[\Delta\epsilon_{\nu}^{\text{RMS}}]^2 + [\Delta\epsilon_{\nu}^{\text{fond}}]^2 + [\Delta\epsilon_{\nu}^{\text{FCF}}]^2 + [\Delta\epsilon_{\nu}^{\text{rapp}}]^2}. \quad (\text{F.9})$$

Le tableau F.3 donne les contributions, dans les deux bandes SCUBA de ces différentes sources d'erreur, pour deux galaxies naines : NGC 1569 (Galliano *et al.*, 2003), qui est relativement étendue, et II Zw 40 (Galliano *et al.*, 2005a), plus compacte. Nous constatons que les incertitudes sont, comme pour ISOCAM, dominées par les erreurs systématiques.

Il n'y a pas, comme en infrarouge moyen, de comparaison possible avec les flux obtenus par d'autres instruments. On peut, en revanche, s'assurer que les courbes de croissance des flux sont bien plates à grand rayon. La figure F.10 montre ces courbes de croissance, pour NGC 1569, dans les deux bandes SCUBA. On voit qu'il est très difficile d'obtenir une courbe plate à 450 μm en raison de l'importance des fluctuations du ciel. Toutefois, ces variations restent à l'intérieur des barres d'erreur. Des images SCUBA sont présentées dans les papiers II et III, au chapitre G.

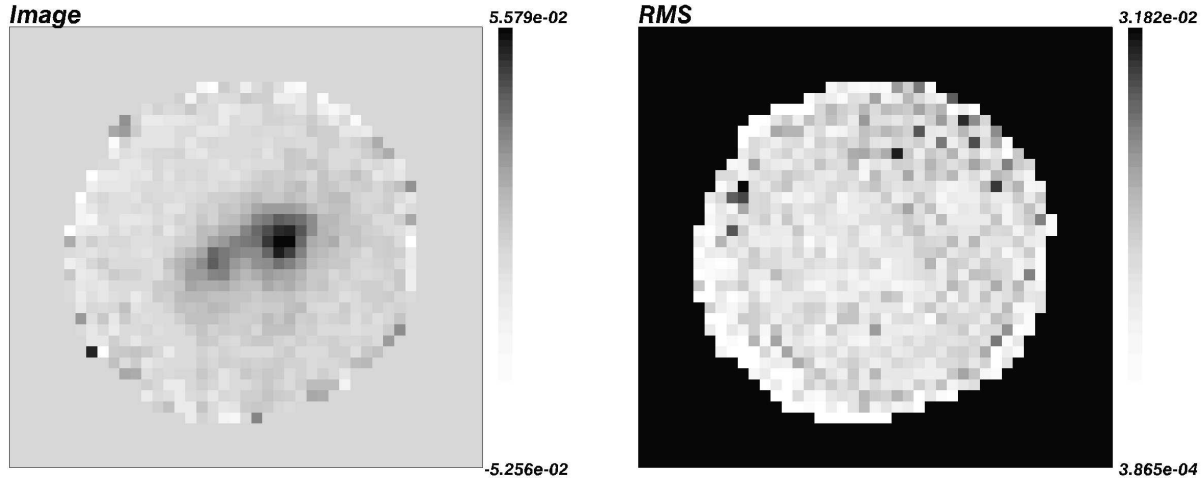


FIGURE F.9: Une image et sa carte RMS. L'image de gauche est l'image de NGC 1569, à travers 450W, et l'image de droite est sa carte RMS construite à partir des observations individuelles.

Source	Filtre	RMS	Fond	FCF	Pic/ouverture	Total
NGC 1569	850W	8 %	5 %	5 %	4 %	12 %
	450W	38 %	4 %	20 %	14 %	45 %
II Zw 40	850W	7 %	10 %	5 %	5 %	14 %
	450W	12 %	24 %	16 %	9 %	33 %

TABLEAU F.3: Contributions à l'incertitude sur les flux SCUBA. Les incertitudes sur la calibration ne sont pas tout à fait identiques pour les deux sources, car elles n'ont pas été observées le même jour.

F.4.4 Les contributions non poussiéreuses

Comme nous l'avons mentionné, au début de ce chapitre, la poussière n'est pas la seule composante physique à émettre à ces longueurs d'onde. Pour étudier rigoureusement les propriétés des grains, il est important de soustraire les contaminations présentes dans les bandes larges utilisées. Les deux principales sont : (i) les raies moléculaires et (ii) le continuum radio. Il faut quantifier ces émissions en utilisant des observations indépendantes reportées dans la littérature.

Pour les raies moléculaires – CO(2→1) λ 1.30 mm et CO(3→2) λ 867 μ m – il suffit d'intégrer la raie dans la bande à travers laquelle on observe. Cependant, les observations de CO couvrent rarement la galaxie entière. Il faut alors les extrapoler au reste de la galaxie, en supposant un rapport d'intensité constant entre la raie et le continuum de poussière. Pour le continuum radio, ces estimations sont également incertaines, car elles reposent sur une extrapolation du continuum à \simeq 300 GHz, à partir de mesures effectuées à quelques GHz. Il semble toutefois que ces méthodes donnent une limite supérieure fiable. Il est très utile de disposer d'une décomposition thermique/non-thermique dans le domaine radio, afin de pouvoir extrapoler correctement, sans grosse hypothèse, le continuum aux longueurs d'onde submillimétriques. Le tableau F.4 donne les contributions de ces composantes pour les quatre galaxies naines de notre échantillon (Galliano *et al.*, 2003, 2005a).

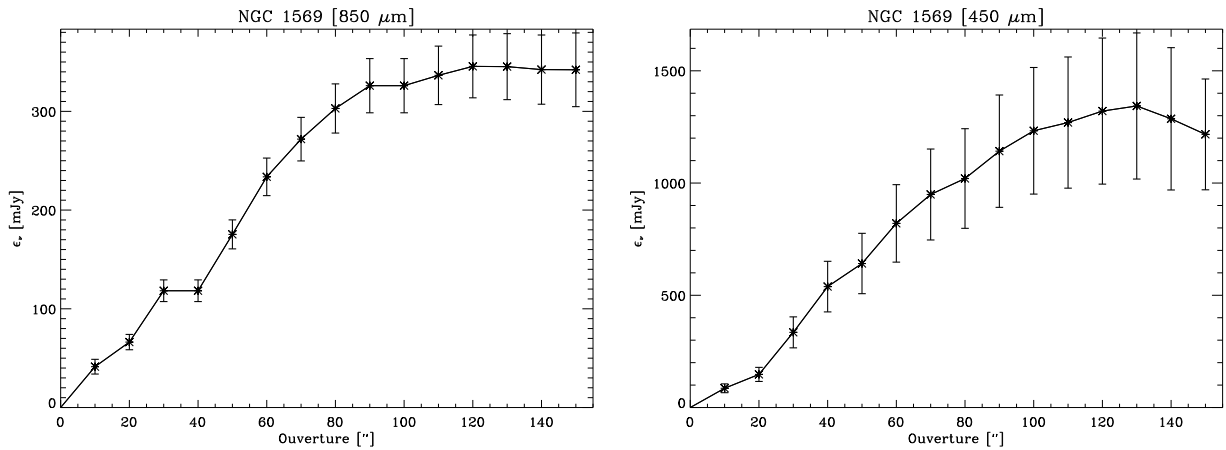


FIGURE F.10: **Courbes de croissance de NGC 1569**, à travers les deux filtres SCUBA, 450W et 850W. Les ouvertures sont circulaires concentriques, centrées sur le barycentre de luminosité de la galaxie. La valeur portée en abscisse est le diamètre de cette ouverture. Les barres d'erreur sont les incertitudes totales sur le flux (équation F.9). La marche sur la courbe à 850 μm est due au fait que les ouvertures prennent un nombre entier de pixel, il n'y a pas d'interpolation. Notations : ϵ_ν est l'éclairement monochromatique.

Contribution		NGC 1569	IIZw 40	He 2-10	NGC 1140
Continuum radio	- 450W	$\simeq 3\%$	$\simeq 4\%$	$\lesssim 4\%$	$\lesssim 4\%$
	- 850W	$\simeq 14\%$	$\simeq 10\%$	$\lesssim 13\%$	$\lesssim 12\%$
	- 1.2 mm	$\simeq 23\%$	$\simeq 24\%$	$\lesssim 28\%$	$\lesssim 20\%$
CO(3 \rightarrow 2)	- 850W	$\simeq 5\%$	$\lesssim 4\%$	$\simeq 23\%$	$\simeq 0\%$
CO(2 \rightarrow 1)	- 1.2 mm	$\simeq 1\%$	$\simeq 0\%$	$\simeq 7\%$	$\simeq 0\%$

TABLEAU F.4: **Contributions non poussiéreuses dans les bandes submillimétriques**. Les pourcentages sont des fractions du flux total, pour chaque galaxie, intégré dans les trois bandes SCUBA et MAMBO (figure F.1). C'est une synthèse de tableaux disséminés dans les articles de *Lisenfeld et al. (2002)* et *Galliano et al. (2003, 2005a)*. Les observations du continuum radio sont celles de *Allen et al. (1976)*, *Sramek & Weedman (1986)*, *Israel & de Bruyn (1988)* et *Saikia et al. (1994)*; les observations de la raie CO(2 \rightarrow 1) $\lambda 1.30$ mm, celles de *Sage et al. (1992)*, *Hunter & Sage (1993)*, *Baas et al. (1994)* et *Greve et al. (1996)*; les observations de la raie CO(3 \rightarrow 2) $\lambda 867$ μm , celles de *Meier et al. (2001)*.

Chapitre G

Distributions spectrales d'énergie globales de galaxies naines

G.1	À la recherche d'un modèle simple de distribution spectrale d'énergie globale	151
G.1.1	Obtenir un ensemble de données cohérent	152
G.1.2	La modélisation des distributions spectrales d'énergie	153
G.1.2.1	Les différentes approches possibles	153
G.1.2.2	La stratégie adoptée	154
G.2	Publications : les papiers II et III (<i>in English</i>)	157
G.3	Discussion	196
G.3.1	Synthèse	196
G.3.2	Les études similaires	199

Le travail présenté ici met en œuvre tous les éléments discutés dans les chapitres précédents. Nous nous sommes attaqués à la modélisation des distributions spectrales d'énergie émise par les poussières, d'un échantillon de galaxies naines proches, observées sur une gamme de longueurs d'onde couvrant l'infrarouge et le submillimétrique, afin de contraindre les propriétés des grains, dans les environnements de faible métallicité.

Les galaxies sur lesquelles nous nous sommes concentrés sont deux naines irrégulières : NGC 1140 et NGC 1569 ; et deux naines bleues compactes : II Zw 40 et He 2-10. Nous les avons toutes observées avec SCUBA et MAMBO, et trois d'entre elles ont été spectrographiées par ISOCAM. He 2-10 ne l'a malheureusement pas été.

G.1 À la recherche d'un modèle simple de distribution spectrale d'énergie globale

La modélisation des distributions spectrales d'énergie globales de galaxies est une tâche ambitieuse, car elle nécessite : (*i*) un ensemble d'observations échantillonnant convenablement les différentes composantes physiques que l'on souhaite modéliser et (*ii*) un modèle qui prenne en compte la complexité de la galaxie (figure A.9), de manière cohérente, tout en restant simple afin de ne pas se retrouver face à un problème dégénéré, par excès de paramètres libres.

Les motivations de cette étude sont multiples, elles ont déjà été évoquées, sous forme de généralités, au chapitre B. Énonçons les plus précisément, maintenant. Notre point de départ était la volonté de contraindre les propriétés des poussières, dans notre échantillon de galaxies naines, à partir de leur émission. La connaissance de ces propriétés – distribution de taille et abondances – a pour but de nous permettre de réaliser les points suivants.

- 1) Synthétiser les distributions spectrales d'énergie de nos galaxies, celles-ci pouvant servir de modèles – des « *templates* » – applicables à des galaxies supposées similaires, que l'on ne peut pas observer avec autant de détails.
- 2) Dédire une loi d'extinction moyenne des milieux interstellaires étudiés. Cela permet de dérougir, de manière plus appropriée, les observations de ce type de galaxie. La connaissance de cette courbe d'extinction est particulièrement importante, lorsque l'on a affaire à une flambée de formation d'étoiles enfouie.
- 3) Estimer les masses de poussière, afin d'en déduire les « *rapports gaz-sur-poussière* », \mathcal{G} , et les « *rapports poussière-sur-métaux* », \mathcal{M} , définis par :

$$\mathcal{G} = \frac{M_{\text{gaz}}}{M_{\text{poussière}}} \quad \text{et} \quad \mathcal{M} = \frac{M_{\text{poussière}}}{M_{\text{métaux}}}, \quad (\text{G.1})$$

afin de quantifier l'état d'évolution chimique de ces galaxies ($M_{\text{métaux}}$ est la masse de métaux dans la phase gazeuse). On a la relation $\mathcal{M} = 1/\mathcal{G}Z$. Les valeurs Galactiques de ces rapports sont :

$$\mathcal{G} \simeq 150 \quad \text{et} \quad \mathcal{M} \simeq 1/3. \quad (\text{G.2})$$

\mathcal{G} exprime la quantité de poussière formée, ramenée à la masse du milieu interstellaire. \mathcal{M} quantifie, en quelque sorte, l'efficacité avec laquelle la poussière est formée, puisque celle-ci se condense à partir des métaux déplétés.

G.1.1 Obtenir un ensemble de données cohérent

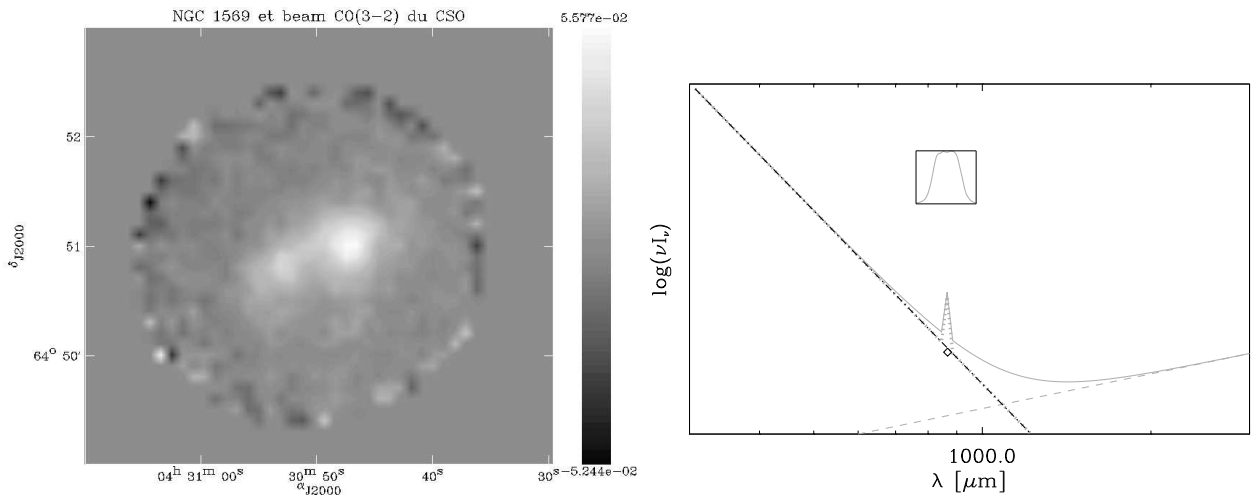


FIGURE G.1: **Décomposition des données.** L'image de gauche est une observation, à travers 850W, de NGC 1569. La taille et la position du beam CSO, avec lequel la raie CO(3→2) $\lambda 867 \mu\text{m}$ a été mesurée, sont indiquées par un cercle. La figure de droite est la distribution spectrale d'énergie simulée, décomposée en : (i) le continuum de poussière (ii) la raie CO(3→2) $\lambda 867 \mu\text{m}$ et (iii) le continuum radio. Le \diamond est l'intégration du continuum de poussière dans la bande 850W.

Tout d'abord, il faut obtenir un ensemble de données cohérent. C'est l'une des difficultés de l'approche multi-longueurs d'onde. En effet, il faut prendre en compte les points suivants.

Ouverture et taille de beam. Il faut s'assurer que les observations que l'on utilise – nos propres observations et celles, reportées dans la littérature – correspondent à une même région de la source étudiée. Dans le cas d'une ouverture circulaire, le centre et le diamètre de l'ouverture doivent être identiques. Par ailleurs, il faut déconvoluer les images – si possible – ou les dégrader pour intégrer le flux provenant des mêmes régions. Ce point est le plus délicat, car il arrive que l'on ne dispose pas exactement de l'observation désirée. On peut alors utiliser une image à une longueur d'onde proche pour déterminer quel serait le flux dans l'ouverture utilisée, en supposant que la distribution spatiale est identique, à ces deux longueurs d'onde. L'image de la figure G.1 donne un exemple de cette procédure. L'image est celle de NGC 1569 à $850\ \mu\text{m}$. On dispose d'une observation CO(3→2) $\lambda 867\ \mu\text{m}$, par le CSO, dans un beam uniquement – le cercle sur l'image. On déduit le flux de la raie de CO, pour la galaxie totale, en supposant qu'il suit la distribution spatiale de la bande large à $850\ \mu\text{m}$.

Correction de couleur. Il faut connaître les conventions adoptées pour les corrections de couleur – par exemple, celle d'ISOCAM est $\nu \times I_\nu = \text{cste}$ (chapitre C). Cette correction de couleur se fait en intégrant la distribution spectrale d'énergie modélisée dans les filtres des observations. Le \diamond , sur la courbe de la figure G.1 est l'intégration du continuum de poussière modélisé, dans la bande à $850\ \text{W}$. Autrement dit, c'est à cette valeur qu'il faudra comparer les observations, pour quantifier la qualité de l'ajustement.

Séparation des composantes physiques. Il faut soustraire toutes les contributions étrangères au processus physique modélisé – comme les raies moléculaires, le continuum radio, etc. – listées aux chapitres C et F. Dans notre cas, nous ne conservons que l'émission des poussières – les tirets noirs sur la courbe de la figure G.1.

G.1.2 La modélisation des distributions spectrales d'énergie

Une fois que nous avons construit une distribution spectrale d'énergie observée, multi-longueurs d'onde, il faut disposer d'un modèle, ou plus exactement, il faut définir une stratégie afin d'utiliser, de manière cohérente, un ou plusieurs modèles. Dans le cas des poussières, il y a plusieurs approches possibles.

G.1.2.1 Les différentes approches possibles

Étant donné un ensemble d'observations, couvrant le domaine infrarouge-submillimétrique – là où émettent les poussières – quelles informations pouvons-nous en déduire ? Comme nous l'avons vu, au chapitre B, l'émission des grains dépend de plusieurs paramètres : (i) les efficacités d'absorption Q_{abs} (ii) le comportement spectral et l'intensité du champ de rayonnement interstellaire (iii) la distribution de taille des grains.

Les propriétés optiques des grains interstellaires sont relativement bien établies. Leur composition fait l'objet d'un consensus assez large, comme nous l'avons vu, au chapitre B. Leurs propriétés optiques sont bien connues, sauf à grandes longueurs d'onde, et à basse température – il y a toutefois les études de Agladze *et al.* (1996) et Mennella *et al.* (1998). Il est donc très délicat de varier ce paramètre, pour ajuster une distribution spectrale d'énergie. Cela n'a pas grand sens physique.

En revanche, le champ de rayonnement interstellaire varie fortement d'une région à l'autre et il est naturel de penser que les grains, dans une galaxie à flambée de formation d'étoiles,

seront baignés dans un champ de rayonnement sensiblement différent de celui du milieu interstellaire diffus. Le figure G.2 montre l'ajustement d'une distribution spectrale d'énergie observée fictive – les barres d'erreur grises – par un modèle d'émission des poussières, en conservant la distribution de taille de grains Galactique, mais en jouant sur le champ de rayonnement. Le modèle de poussière est celui de Désert *et al.* (1990). L'émission (figure de droite) a été ajustée, en remplaçant le champ de rayonnement Galactique (en gris sur la figure de gauche), par un champ plus dur et plus intense (en noir sur la figure de gauche).

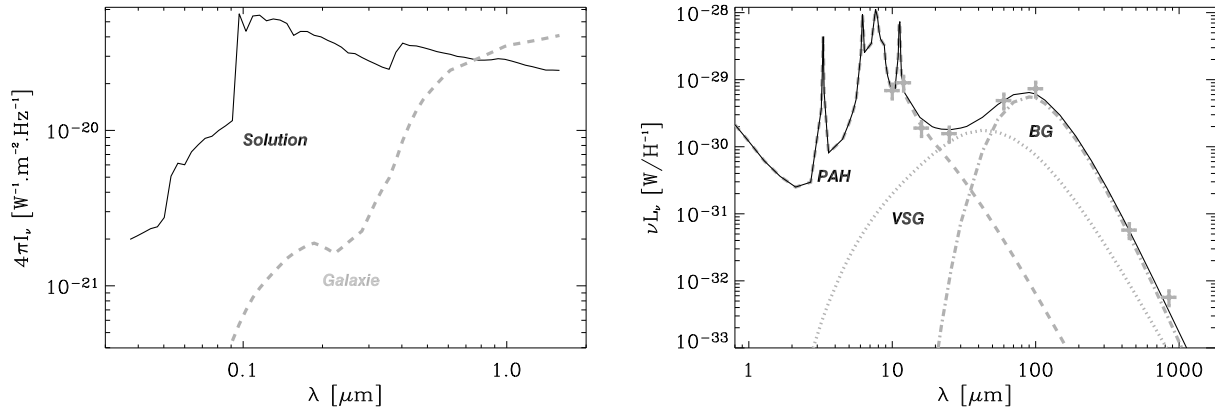


FIGURE G.2: **Ajustement de la distribution spectrale d'énergie par le champ de rayonnement.** La figure de gauche représente le champ de rayonnement chauffant les grains (courbe noire). Le champ du milieu interstellaire diffus Galactique a été superposé, en gris, pour comparaison. La figure de droite montre l'émission des poussières correspondante, par le modèle de Désert *et al.* (1990). Les barres d'erreur grises sont des observations fictives. Notations : λ est la longueur d'onde, et I_ν , l'intensité monochromatique.

La distribution de taille est un facteur variant fortement d'une région à l'autre, comme nous l'avons mentionné, en parlant du cycle de la poussière interstellaire, au chapitre A. Schématiquement, les ondes de choc des supernovae ont tendance à éroder les grains, et à transférer la masse dans les petits grains. Inversement, les grains accrètent du matériau et se coagulent, dans les régions denses. Il est donc physiquement important de prendre en compte ce paramètre. La figure G.3 montre les mêmes observations fictives que celles de la figure G.2, mais ajustées différemment. Dans ce cas-là, j'ai conservé le champ de rayonnement Galactique, et j'ai varié la distribution de taille. On arrive à un ajustement correct, également.

Ces deux exemples soulignent le fait que l'on peut interpréter, de différentes manières, une distribution spectrale d'énergie de poussière, si l'on n'utilise pas de contraintes supplémentaires.

G.1.2.2 La stratégie adoptée

Nous avons donc choisi d'utiliser le maximum de contraintes observationnelles, afin de lever la dégénérescence démontrée à la section précédente. La stratégie adoptée est décrite dans le papier II, inclus ci-après. Je vais quand même la résumer ici, car c'est l'un des points les plus importants de ce chapitre.

Afin de résoudre le problème de la dégénérescence précédente, nous avons cherché à contraindre le champ de rayonnement interstellaire global de nos galaxies. Notre modélisation des distributions spectrales d'énergie a suivi les étapes suivantes :

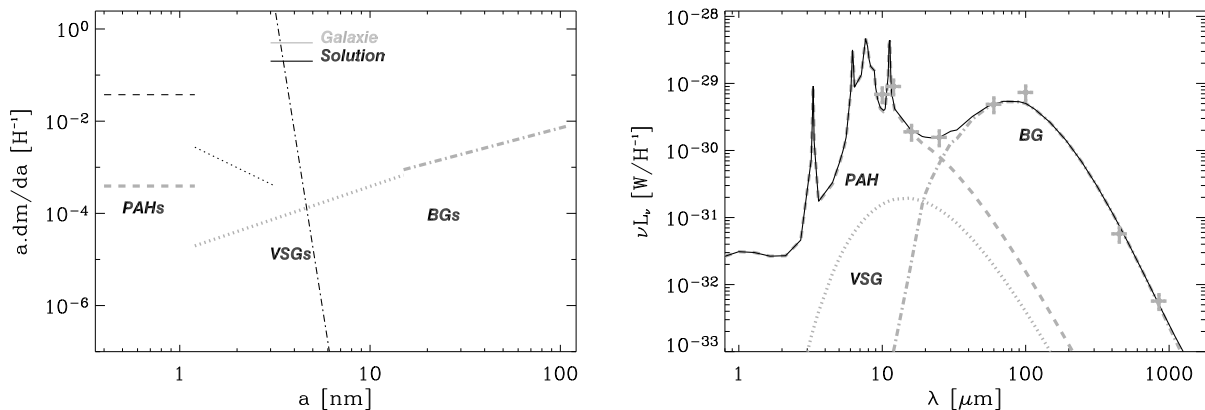


FIGURE G.3: **Ajustement de la distribution spectrale d'énergie par la distribution de taille.** La figure de gauche représente la distribution de taille des grains. C'est un spectre de masse, car $m(a)$ est la masse de grain entre les rayons a et $a + da$. Ces distributions sont des lois de puissance – ce sont des droites en échelle logarithmique. Les distributions grises sont celles des composantes de la Galaxie, et les noires, sont celles qui ont été déterminées pour ajuster la distribution spectrale d'énergie de la figure de droite. Le modèle utilisé est celui de [Désert et al. \(1990\)](#). Les barres d'erreur grises sont les observations fictives de la figure G.2. Notations : λ est la longueur d'onde, et I_ν , l'intensité monochromatique.

- 1) Des observations en ultraviolet-optique, collectées dans la littérature et corrigées de l'extinction Galactique, contraignent le champ de rayonnement interstellaire global, modélisé par PÉGASE ([Fioc & Rocca-Volmerange, 1997](#)). Nous avons considéré, très simplement, deux flambées de formation d'étoiles instantanées, représentant la population d'étoiles jeunes créée par la flambée de formation d'étoiles, et la population vieille sous-jacente. Les âges et le poids de ces deux composantes sont des paramètres libres. Cependant, le manque de données occasionne une dégénérescence de la solution. Plusieurs combinaisons d'âges, dont les flux ultraviolets diffèrent sensiblement, sont solutions.
- 2) Pour lever cette dégénérescence, nous contraignons un modèle de photoionisation du gaz, CLOUDY ([Ferland, 1996](#)), par les raies de structure fine observées avec ISOCAM, en mode CVF (chapitres C et D). Le rapport des raies ioniques, en infrarouge moyen, en particulier le rapport $[\text{Ne III}]/[\text{Ne II}]$, dépend fortement de la dureté du champ de rayonnement. Ces observations nous permettent donc de synthétiser un champ de rayonnement réaliste, de manière unique.
- 3) Ce champ de rayonnement est utilisé pour chauffer les poussières dont l'émission, décrite par le modèle de [Désert et al. \(1990\)](#), est ajustée, en jouant sur la distribution de taille. Nous en déduisons les propriétés des poussières, en particulier, la loi d'extinction globale de la galaxie.
- 4) Nous réitérons l'ensemble du processus, en dérougissant les données optiques, avec la courbe d'extinction synthétisée, jusqu'à obtenir un accord entre extinction et émission. Seule la dépendance spectrale de la courbe d'extinction est utilisée dans ce cycle, la profondeur optique en bande V, τ_V , est déterminée par un autre moyen, car celle-ci dépend de la répartition des grains, par rapport aux étoiles, pour une masse de poussière donnée. Nous imposons, la conservation de l'énergie totale de la galaxie, pour déterminer le τ_V effectif, τ_V^{eff} :

$$F_\star = F_{\text{UV-opt}} + F_{\text{IR-mm}}, \quad (\text{G.3})$$

où F_\star est le flux rayonné par les étoiles, $F_{\text{UV-opt}}$ est le flux rayonné en ultraviolet-optique – les étoiles éteintes – et $F_{\text{IR-mm}}$ le flux émis par la poussière :

$$\begin{cases} F_\nu^{\text{UV-opt}} &= F_\nu^\star \times \exp(-\tau_\nu^{\text{eff}}) \\ F_{\text{UV-opt}} &= \int_0^\infty \exp(-\tau_\nu^{\text{eff}}) d\nu \\ F_{\text{IR-mm}} &= \int_0^\infty F_\nu^\star [1 - \exp(-\tau_\nu^{\text{eff}})] d\nu. \end{cases} \quad (\text{G.4})$$

Il faut ajouter que la géométrie adoptée est très simple, nous répartissons la poussière sur une coquille sphérique. Nous supposons pouvoir décrire l'émission des grains, dans nos galaxies, par des propriétés moyennes. Cette hypothèse est, sans doute, la plus contestable de cette étude. Dans la réalité, les grains sont soumis à des champs de rayonnement diverses, selon leur localisation, et leur distribution de taille varie également d'un environnement à l'autre. Le seul aspect de transfert du rayonnement que nous prenons en compte est l'extinction, en considérant un écran de poussière. Les environnements de faible métallicité, étant relativement pauvres en poussière, sont moins écartés. Le traitement du transfert de rayonnement est donc moins crucial que dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles, de métallicité normale.

La prochaine étape de ce projet ([Dwek et al., 2005](#)) est de combler les lacunes qui viennent d'être évoquées, en traitant le transfert du rayonnement, dans un milieu interstellaire grumeleux – « *clumpy* ».

G.2 Publications : les papiers II et III (*in English*)

GALLIANO, F., MADDEN, S. C., JONES, A. P., WILSON, C. D., BERNARD, J.-P., &
LE PEINTRE, F. 2003,
Astronomy and Astrophysics, 407 :159–176,
*ISM properties in low-metallicity environments II. The dust spectral energy distribution of
NGC 1569*

ISM properties in low-metallicity environments

II. The dust spectral energy distribution of NGC 1569

F. Galliano¹, S. C. Madden¹, A. P. Jones², C. D. Wilson³, J.-P. Bernard^{2,4}, and F. Le Peintre^{2,5}

¹ Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, L'Orme des Merisiers, 91191 Gif sur Yvette, France

² Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Université de Paris XI, 91405 Orsay Cedex, France

³ Department of Physics and Astronomy, McMaster University, Hamilton, ON L8S 4M1, Canada

⁴ Centre d'Étude Spatial des Rayonnements (CESR), 31028 Toulouse, France

⁵ Deceased October 2001

Received 24 December 2002 / Accepted 28 May 2003

Abstract. We present new 450 and 850 μm SCUBA data of the dwarf galaxy NGC 1569. We construct the mid-infrared to millimeter SED of NGC 1569, using ISOCAM, ISOPHOT, IRAS, KAO, SCUBA and MAMBO data, and model the SED in order to explore the nature of the dust in low metallicity environments. The detailed modeling is performed in a self-consistent way, synthesizing the global ISRF of the galaxy using an evolutionary synthesis model with further constraints provided by the observed MIR ionic lines and a photoionisation model. Our results show that the dust properties are different in this low metallicity galaxy compared to other more metal rich galaxies. The results indicate a paucity of PAHs probably due to the destructive effects of the ISRF penetrating a clumpy environment and a size-segregation of grains where the emission is dominated by small grains of size ~ 3 nm, consistent with the idea of shocks having a dramatic effect on the dust properties in NGC 1569. A significant millimetre excess is present in the dust SED which can be explained by the presence of ubiquitous very cold dust ($T = 5\text{--}7$ K). This dust component accounts for 40 to 70% of the total dust mass in the galaxy ($1.6\text{--}3.4 \times 10^5 M_{\odot}$) and could be distributed in small clumps (size \approx a few pc) throughout the galaxy. We find a gas-to-dust mass ratio of 740–1600, larger than that of the Galaxy and a dust-to-metals ratio of 1/4 to 1/7. We generate an extinction curve for NGC 1569, consistent with the modeled dust size distribution. This extinction curve has relatively steep FUV rise and smaller 2175 Å bump, resembling the observed extinction curve of some regions in the Large Magellanic Cloud.

Key words. ISM: dust, extinction – galaxies: dwarf – galaxies: starburst – infrared: galaxies – submillimeter

1. Introduction

The absorption of stellar radiation by dust and its subsequent reemission in the infrared (IR) to the submillimeter (submm) is a fundamental process controlling the heating and cooling of the interstellar medium (ISM; e.g. Tielens & Hollenbach 1985). The dust IR spectral energy distribution (SED) of a galaxy is its footprint reflecting fundamental physical parameters such as initial mass function (IMF), age, stellar population and metallicity. Thus, knowledge of the physical characteristics of dust in galaxies opens the door to understanding the star formation history and the evolution of galaxies. However, an accurate interpretation of the SEDs of galaxies requires knowledge of the detailed macroscopic and/or microscopic dust properties in galaxies, such as composition, emissivity, dust size distribution, and spatial distribution. How these properties are effected by variations in the metallicity of the ISM is the focus of our present study.

Dwarf galaxies in our local universe are ideal laboratories for studying the interplay between the ISM and star formation in low-metallicity environments (Hunter & Gallagher 1989). They are at relatively early epochs of their chemical evolution, possibly resembling distant protogalaxies in their early stages of star formation. The subject of dust formation in primordial environments and the processes controlling the subsequent evolution of dust compels us to study the dust properties in nearby dwarf galaxies, with the eventual goal of constructing templates that would apply to primordial galaxies. While only a relatively small number of metal-poor galaxies has been observed at mid-infrared (MIR) wavelengths using the Infrared Space Observatory (ISO), it is already apparent that the characteristics of the MIR dust components differ remarkably from those of more metal-rich starburst galaxies (e.g. Lutz et al. 1998; Crowther et al. 1999; Thuan et al. 1999; Madden 2000; Vacca et al. 2002; Madden et al. 2003). Is it correct to simply assume Galactic dust properties when modeling the dust in dwarf galaxies?

Send offprint requests to: F. Galliano,
 e-mail: fredg@discovery.saclay.cea.fr

Discrepancies are arising as to the quantity of dust that is actually present in even the lowest metallicity galaxies that are observed today. Since optical observations are more readily accessible than MIR to far infrared (FIR) wavelengths which require space and air borne platforms, the dust opacity has mostly been determined through the effects of obscuration, not from the dust emission properties. These different measurements are not always consistent. Even at 1/50 solar metallicity, I Zw 18 contains a non-negligible amount of reddening, determined from optical observations to be equivalent to $A_V = 0.5$ (Cannon et al. 2002). In the dwarf galaxy SBS 0335-052 (1/40 solar metallicity), A_V values as high as 20 to 30 have been suggested from MIR observations (Thuan et al. 1999; Plante & Sauvage 2002), contrary to the low values, $A_V < 1$, obtained by Dale et al. (2002) and Izotov et al. (1997). All of the details that go into modeling the dust properties in dwarf galaxies are critical for determining the quantity of dust that resides in these metal-poor galaxies. This must also be reconciled with current dust evolution models before we can understand the early epoch of star formation.

We focus on the detailed modeling of the SEDs of dwarf galaxies, constructing the SEDs with as much wavelength coverage as possible. We began with a sample of dwarf galaxies observed in the MIR (Madden et al. 2000; Madden et al. 2003). IRAS and ISOPHOT observations are included, along with our recently-obtained ground-based submm (Galliano et al. 2002) and millimetre (mm) observations (Galliano et al. 2003). The basis of the dust modeling is the model of Désert et al. (1990; hereafter called DBP90). To synthesise an input interstellar radiation field (ISRF), we use a stellar evolution model (PÉGASE; Fioc & Rocca-Volmerange 1997) and additional constraints obtained from a photoionisation model (CLOUDY; Ferland 1996). Here we present the complete modeling for NGC 1569, a nearby ($D = 2.2 \pm 0.6$ Mpc; Israel 1988) dwarf galaxy with an average metallicity of 1/4 solar (González Delgado et al. 1997), currently in the aftermath of a massive burst of star formation (Israel 1988; Waller 1991). A dust SED model has recently been presented by Lisenfeld et al. (2002). Recent Chandra observations find large inhomogeneities in the metal abundances with ranges from 0.1 Z_\odot to 1 Z_\odot (Martin et al. 2002), evidence that the ISM has been affected by numerous supernovae explosions since the last burst. NGC 1569 contains two bright super-star-clusters (SSCs) (Arp & Sandage 1985; Aloisi et al. 2001) which have blown out a large fraction of the gas in a dramatic display.

The paper is organised as follows. Section 2 presents an overview of our new observations and the data we use from the literature. Section 3 describes the adopted model and the method we use to investigate the dust properties. Section 4 presents the modeled SED of NGC 1569 and the consequences of the results on the dust properties. We end with a summary and the conclusions in Sect. 5.

2. The observations

An observed SED was constructed, as completely as possible, incorporating data from the literature for various telescopes: IRAS, KAO, ISO (ISOPHOT) and IRAM (MAMBO), as well

as our ISOCAM data (Madden et al. 2003) and our new 450 and 850 μm JCMT (SCUBA) observations presented here. Since we are modeling the global SED in this paper, the differences in beam sizes are not of great concern here.

2.1. SCUBA observations

We obtained 450 and 850 μm data of NGC 1569, with SCUBA (Holland et al. 1999), a bolometer array on the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), during two observing runs in February 2000 and December 2000. Observations were carried out in the jiggle-mapping mode using a 64-point jiggle pattern with a chop throw of 150''.

We reduced these data using the SURF V1.5-1 software (Jenness & Lightfoot 1998), other STARLINK utilities such as KAPPA, CONVERT, FIGARO and our own IDL routines. We scrutinised the data between each step of the processing to check for possible artifacts. We proceeded in the following way:

- 1) Atmospheric extinction: The relatively low atmospheric transmission is the main difficulty in obtaining good quality ground-based observations at these wavelengths. To quantify the atmospheric extinction and correct our data for this effect, we performed skydips at 450 μm and 850 μm every 1–2 hours. In addition, we used the measured τ_{CSO} at 225 GHz, from the Caltech Submillimeter Observatory radiometer, which ranged from 0.04 to 0.1 during our observations. We evaluate the atmospheric transmission at 850 μm , τ_{850} , using the skydip value adapted to the elevation of the bolometer. However, the 450 μm skydip has been determined to be unreliable due to the fluctuations of the atmosphere. We, therefore, used relationships between τ_{CSO} , τ_{850} and τ_{450} to compute τ_{450} : $\tau_{450} = 6.52 \times (\tau_{850} - 0.049)$ (Archibald et al. 2000).
- 2) Flatfields, despiking and bad bolometers: The non-uniformity of the response of each bolometer is corrected with standard calibration flatfield measurements since it remains constant with time and does not need to be re-measured every night (Jenness & Lightfoot 1998). The spikes were removed from individual maps using a 4σ threshold and noise measurements were performed at the beginning and at the end of the shift every night. Bad bolometers were removed with a threshold of 3σ . This last step can create holes in individual maps. However, since the array rotates on the sky, the final map contains no holes.
- 3) Sky fluctuations: The fluctuations in the emissivity of the atmosphere were removed using the fact that the outer ring of bolometers was observing the sky. The median of the outer ring, excluding the noisy bolometers, was subtracted from each map. Using cumulative growth-curves, we verified that no source flux was removed. Each map was rebinned with a pixel field of view of 6''/pixel at 850 μm and 3''/pixel at 450 μm which correspond to the jiggle-map sampling.
- 4) Flux conversion: Each night, we performed three measurements of the calibration sources, Uranus, Mars or CRL 618, using the same observing parameters. An average Flux Conversion Factor (FCF) was computed from these measurements, for each night and the individual maps were calibrated

Table 1. The various contributions to the uncertainties on the net flux of the SCUBA maps integrated in a 120'' diameter aperture centered at $\alpha(2000) = 4^{\text{h}}30^{\text{m}}49^{\text{s}}$, $\delta(2000) = 64^{\circ}50'55''$.

	RMS	Sky	Calibrator	Ratio	Total
850 μm	8%	5%	5%	4%	12%
450 μm	38%	4%	20%	14%	45%

by the corresponding FCF. We evaluated the average peak-to-aperture ratios, $R_{\text{date}}(\lambda)$, on the calibrators, to correct for the loss of flux in secondary lobes. The full-width-half maximum (FWHM) beam size is 8.5'' at 450 μm and 15.2'' at 850 μm .

5) Map coadding and filtering: The individual maps were coadded, weighted by T_{int}/σ^2 , where T_{int} is the integration time and σ the standard deviation of the pixels in the image. We applied the MR/1 multiresolution filtering method (Starck et al. 1998) using a 3σ threshold.

6) Evaluation of uncertainties: To estimate the cumulative uncertainty $\Delta F_{\nu}(\lambda)$ on the flux $F_{\nu}(\lambda)$ integrated in a circular aperture Θ (we took $\Theta = 120''$ for the entire galaxy), we quantified the individual error contributions. We first construct rms maps for 850 μm and 450 μm observations such that each pixel $(i, j; \lambda)$ of these maps is the standard deviation $\sigma_{\text{rms}}(i, j; \lambda)$ of the correspondinixels of the individual maps. The contribution of these fluctuations to the total error, $\Delta F_{\nu}^{\text{rms}}(\lambda)$, is computed by integrating the flux in the rms map in the aperture Θ :

$\Delta F_{\nu}^{\text{rms}}(\lambda) = \sqrt{\sum_{(i,j) \in \Theta} (\sigma_{\text{rms}}(i, j; \lambda) R_{\text{date}}(\lambda) N_{\text{beam}})^2}$ where N_{beam} is the number of pixels per beam. The error due to the sky emission subtraction, σ_{sky} , is the standard deviation of the distribution of the points used to compute the median: $\Delta F_{\nu}^{\text{sky}}(\lambda) = \sqrt{N_{\Theta} (\sigma_{\text{sky}} R_{\text{date}}(\lambda) N_{\text{beam}})^2}$ where N_{Θ} is the number of pixels inside the aperture Θ . The error on the absolute calibration, considering the distribution of the FCF, $\{C_{\text{cal}}(\lambda)\}$, and the distribution of the peak-to-aperture ratios, $\{R_{\text{cal}}(\lambda)\}$: $\Delta F_{\nu}^{\text{conv}}(\lambda) = \sigma(C_{\text{cal}}(\lambda)) / \langle C_{\text{cal}}(\lambda) \rangle \times F_{\nu}(\lambda)$, $\Delta F_{\nu}^{\text{ratio}}(\lambda) = \sigma(R_{\text{cal}}(\lambda)) / \langle R_{\text{cal}}(\lambda) \rangle \times F_{\nu}(\lambda)$. The total uncertainty on the net flux is the sum of these different contributions (Table 1):

$$\Delta F_{\nu}(\lambda) = \left[(\Delta F_{\nu}^{\text{rms}}(\lambda))^2 + (\Delta F_{\nu}^{\text{sky}}(\lambda))^2 + (\Delta F_{\nu}^{\text{conv}}(\lambda))^2 + (\Delta F_{\nu}^{\text{ratio}}(\lambda))^2 \right]^{1/2}. \quad (1)$$

7) Radio and molecular contributions: The radio continuum emission contaminating the 450 μm and 850 μm broadbands was evaluated from Israel & de Bruyn (1988). Taking their value of the spectral index, $\alpha = -0.36$, we extrapolate the radio continuum to be 49 mJy ($\sim 14\%$) at 850 μm and 39 mJy ($\sim 3\%$) at 450 μm . We estimate the CO(3–2) contribution in the observed 850 μm band from Meier et al. (2001) to be $\sim 5\%$. The observed 450 μm and 850 μm flux values we use for our dust modeling were adjusted for non-dust contamination.

Our 850 μm value (345 ± 40 mJy) is consistent with Lisenfeld et al. (2002) (410 ± 45 mJy) using different SCUBA data. Our 450 μm flux is 1320 ± 450 mJy while Lisenfeld et al. (2002) report a higher total flux of 1820 ± 700 mJy but still consistent. By studying the behavior of both

Table 2. Net fluxes for the dust emission by the entire galaxy used for the modeling. The values take account of all the corrections mentioned in the text. ^a Madden et al. (2003), ^b Hunter et al. (1989a), ^c Hunter et al. (1989b), ^d Stickel et al. (2000) & full catalog in prep., ^e this paper, ^f Lisenfeld et al. (2002).

Instrument	λ (μm)	$\Delta\lambda$ (μm)	Net flux (mJy)
ISOCAM	8.8	0.05	$(370 \pm 220)^a$
	10.1	0.96	$(480 \pm 230)^a$
	10.8	0.87	$(610 \pm 210)^a$
	11.8	0.73	$(860 \pm 220)^a$
	12.1	0.69	$(980 \pm 220)^a$
	13.2	0.54	$(1070 \pm 220)^a$
	13.9	0.45	$(1270 \pm 230)^a$
	14.6	0.35	$(1420 \pm 240)^a$
IRAS	15.0	0.30	$(1470 \pm 250)^a$
	16.0	0.16	$(1990 \pm 290)^a$
	24.3	6.3	$(8550 \pm 1100)^b$
IRAS	62.8	19	$(48\,900 \pm 7000)^b$
	103	22	$(54\,800 \pm 8000)^b$
KAO	155	30	$(36\,000 \pm 11\,000)^c$
ISOPHOT	174	90	$(28\,000 \pm 9800)^d$
SCUBA	443	20	$(1280 \pm 450)^e$
	863	70	$(280 \pm 60)^e$
IRAM	1200	200	$(190 \pm 60)^f$

the 450 and 850 μm skydips as a function of time of day and sky conditions, we gave particular attention to calibration questions. The most accurate calibration uses the 850 μm skydips to adjust the 450 μm maps. Using the 450 μm skydip to calibrate the 450 μm data is known to give higher fluxes (Archibald et al. 2000). This is probably the greatest source of difference in the final calibration between the present paper and Lisenfeld et al. (2002).

2.2. Infrared to millimetre data

The ISOCAM circular variable filter (CVF) spectrum provides the constraints in the 5 to 16 μm wavelength range. The details and the data treatment of the CVF observations are presented in Madden et al. (2003). We have found that the slope of the MIR CVF is a critical factor in constraining the dust model. Thus, using only the IRAS 12 μm band or several ISOCAM broad band observations do not provide sufficient constraints on the model. We characterised the MIR dust continuum by choosing 10 wavelength regions of the CVF which do not contain aromatic bands or ionic lines (Table 2). This was to balance the full observed SED which contains 8 additional points from other instruments. The ISOCAM images (Fig. 1) are 2×2 raster maps and have been processed in the same way as the CVF spectrum (Madden et al. 2003). We deconvolved the individual images using a multiresolution Lucy algorithm from the MR/1 package (Starck et al. 1998), using a 3σ detection threshold. Some ratio maps are shown in Fig. 2.

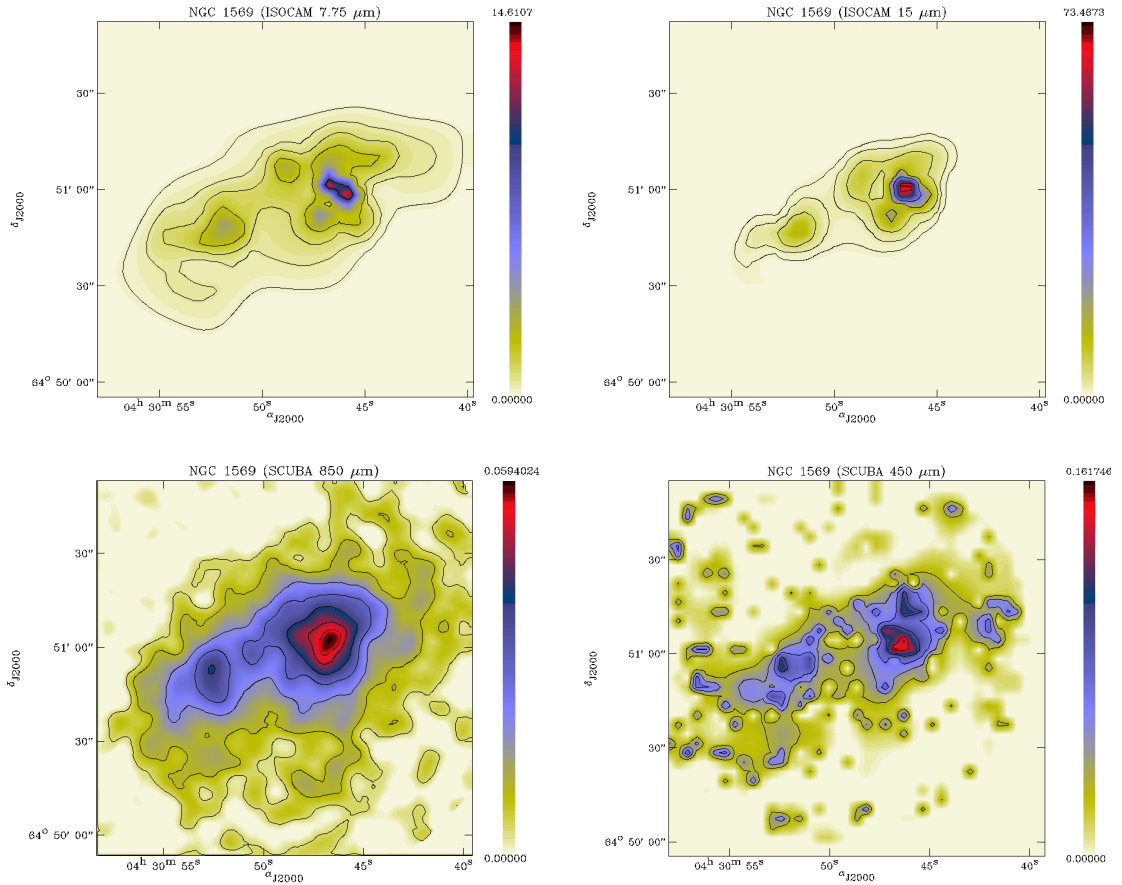


Fig. 1. ISOCAM and SCUBA images of NGC 1569. Top-left: ISOCAM-LW6 ($\lambda = 7.75 \mu\text{m}$, beam = $7.6''$), this band traces PAH features. Top-right: ISOCAM-LW3 ($\lambda = 15 \mu\text{m}$, beam = $9.9''$), this band traces the hot dust continuum. Bottom-left: SCUBA ($\lambda = 850 \mu\text{m}$, beam = $15.2''$). Bottom-right: SCUBA ($\lambda = 450 \mu\text{m}$, beam = $8.5''$). These two submm bands trace the cold dust continuum. The field of view is the same for the 4 images and the color table has the same dynamic range. The ISOCAM images have been deconvolved.

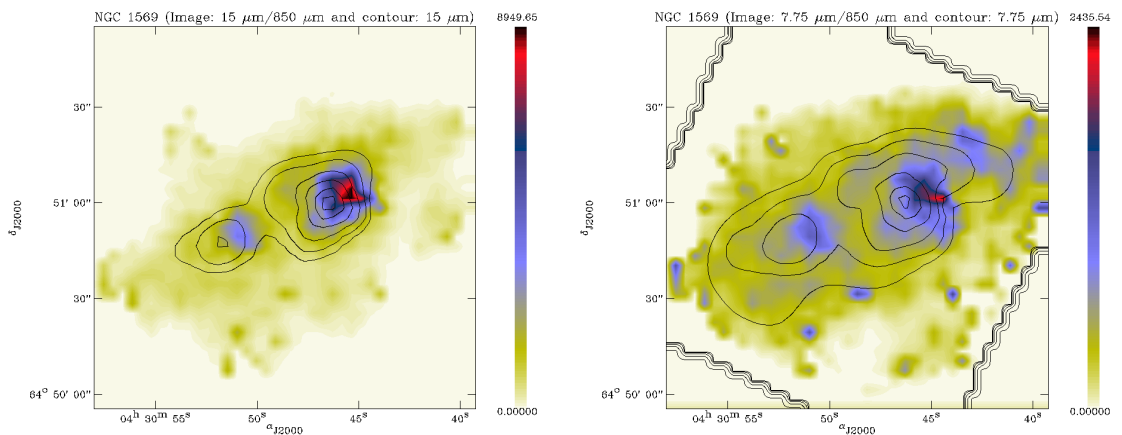


Fig. 2. Ratio of hot dust/cold dust. Left: ratio of the ISOCAM-LW3 image (contours, $\lambda = 15 \mu\text{m}$) to the SCUBA image ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Right: ratio of the ISOCAM-LW6 image (contours, $\lambda = 7.75 \mu\text{m}$) to the SCUBA image ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). The ISOCAM images have been degraded to the resolution of the SCUBA ($850 \mu\text{m}$) image ($15''$).

IRAS fluxes for NGC 1569 are given by Thronson & Telesco (1986), Hunter et al. (1989a) and Melisse & Israel (1994). The values for the four IRAS broadbands given by Thronson & Telesco (1986) and by Hunter et al. (1989a) are similar, and equal to the ISOCAM CVF when integrated over the equivalent IRAS $12 \mu\text{m}$ band. The values reported by Melisse & Israel (1995) differ significantly and are flagged by

the authors to be uncertain. For our modeling purposes, we use the values of Hunter et al. (1989a) since error bars are also provided (Table 2). These fluxes have been color-corrected.

ISOPHOT is an imaging polarimeter operating between 2.5 and $240 \mu\text{m}$, which was onboard the satellite ISO (Lenke et al. 1996). Data were taken by the two cameras of PHOT-C, C_100 and C_200, at 60 , 100 and $180 \mu\text{m}$. However after analysing the

Table 3. Fluxes for the entire galaxy used to model the global ISRF. The values are corrected for Galactic extinction. ^a Israel (1988), ^b De Vaucouleurs et al. (1991).

Wavelength (Å)	Flux density (10^{-14} erg s ⁻¹ cm ⁻¹ Å ⁻¹)
1500	(152 ± 48) ^a
1800	(208 ± 25) ^a
2200	(146 ± 25) ^a
2500	(100 ± 18) ^a
3650	(108 ± 10) ^b
4400	(101 ± 9) ^b
5500	(70 ± 6) ^b

data, we realised that the background position was on a bright cirrus spot, rendering the data difficult to interpret. Instead, we use only the value from the ISOPHOT 170 μ m serendipity survey (Stickel et al. 2000) which gives a total 170 μ m flux of (28 ± 9.8) Jy for NGC 1569 (Martin Haas, private communication).

Hunter et al. (1989b) measured a 155 μ m flux of 36 Jy on the Kuiper Airborne Observatory (KAO). The 1.2 mm IRAM flux is from Lisenfeld et al. (2002). They have subtracted the contributions of the radio continuum and the CO(2–1) line emission. All of the fluxes used are listed in Table 2.

2.3. UV and optical data

To constrain the input stellar radiation field (Sect. 3.3) we used optical and UV data measured for the total galaxy (Israel 1988; De Vaucouleurs et al. 1991; Table 3).

3. Self-consistent modeling of the global SED

We have modeled the IR to millimetre dust emission from NGC 1569 in a self-consistent way using a wide variety of observational constraints. In this section we describe the method used. The results are presented in Sect. 4. The general algorithm used to obtain the best solution is outlined in Sect. 3.4.

3.1. Physical parameters of the galaxy

In the adopted model, we assume that the dust is located in a thin shell at an effective distance (R_{eff}) from the central heating sources, the stars (Fig. 3). The extinction is treated in terms of a slab model which neglects scattering.

In order to have a consistent set of physical parameters (average radius, density, column density, etc.), we estimate the radius R_{equiv} of the equivalent spherical galaxy from our 850 μ m image and deduce the value of the densities from this radius and from the hydrogen masses given in the literature. To determine R_{equiv} , we fit an ellipse to the galaxy at 850 μ m using the geometrical mean of the axes as the average radius, which gives an equivalent radius, R_{equiv} , of 0.65 ± 0.18 kpc (the uncertainty, ΔR_{equiv} , is due to the uncertainty in the distance), consistent with the optical size: 1.85×0.95 kpc (Israel 1988) which gives a $R_{\text{equiv}} = 0.66$ kpc. The corresponding effective

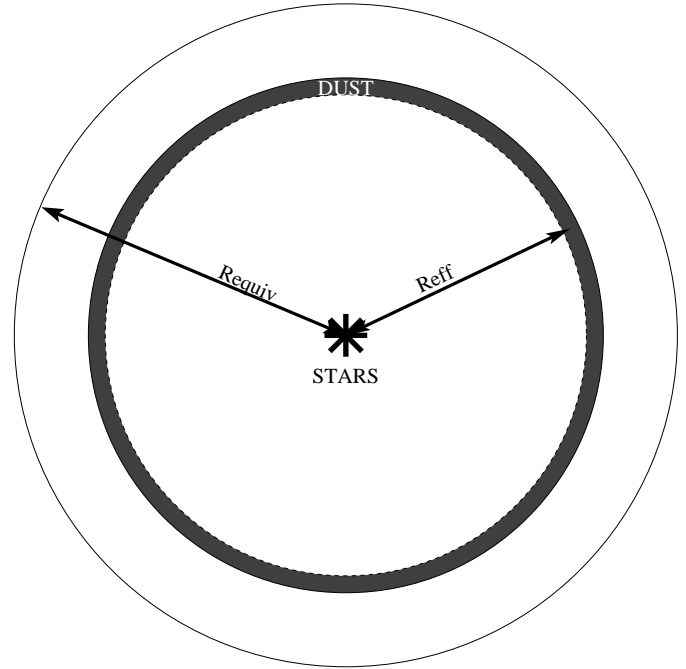


Fig. 3. Schematic diagram of the model geometry.

hydrogen density, n_{eff} , and column density, N_{eff} , are 6.7 cm^{-3} and $1.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ from the $M(\text{HI})$ and $M(\text{H}_2)$ given by Israel (1997) ($M(\text{HI}) = 1.4 \times 10^8 M_{\odot}$, $M(\text{H}_2) = 0.5 \times 10^8 M_{\odot}$).

The mean distance from the dust to the stars is taken to be $R_{\text{eff}} = 3/4 \times R_{\text{equiv}} = 0.50$ kpc, corresponding to a homogeneous spatial distribution of the dust. We ran the model for this value of R_{eff} and also for two extreme cases: $R_{\text{eff}}^{\text{max}} = R_{\text{equiv}} + \Delta R_{\text{equiv}} = 0.84$ kpc and $R_{\text{eff}}^{\text{min}} = 1/2 \times R_{\text{equiv}} - \Delta R_{\text{equiv}} = 0.24$ kpc. These extreme values permit us to investigate a wide variety of spatial distributions and also to take into account uncertainties on the distance determination.

3.2. Dust modeling

To compute the dust emission spectrum we use DBP90 which includes three dust components and provides a coherent interpretation of both the interstellar extinction and the infrared emission. This model has been used to explain the dust properties in the Galaxy. The three components of the DBP90 model are the following:

1. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs); 2-dimensional molecules responsible for the MIR emission features and the FUV non-linear rise in the extinction curve. In the standard DBP90 model applied to the Galaxy, PAHs have a size range of $0.4 \text{ nm} \lesssim a \lesssim 1.2 \text{ nm}$.
2. Very Small Grains (VSGs); 3-dimensional carbonaceous grains responsible for the MIR continuum emission and the 2175 Å extinction bump. In the standard model, their radii are $1.2 \text{ nm} \lesssim a \lesssim 15 \text{ nm}$.
3. Big Grains (BGs); 3-dimensional silicates, coated or mixed with carbonaceous material, responsible for the FIR emission and for the NIR and visible rise of the extinction curve. In the standard model, their radii are $15 \text{ nm} \lesssim a \lesssim 110 \text{ nm}$.

Due to their small sizes, and thus low heat capacity, PAHs and VSGs are transiently heated by single photon absorption and are not in thermal equilibrium with the radiation field. BGs usually reach thermal equilibrium for the grain sizes determined for the Galaxy. However the dust model does include thermal fluctuations for the BGs if their sizes warrant it. The model also computes the absorption cross section of the grains corresponding to the physical parameters that fit the emission. Finally, the extinction curve is generated using the absorption cross sections generated by the model.

We use the DBP90 model to compute the MIR to millimetre SED. The data which constrain the SED are summarised in Table 2. To obtain the best fit to these data, we have varied the physical parameters of the model, using a Levenberg-Marquardt method (Numerical Recipes, Press et al. 1996) to minimize the χ^2 . The parameters which can vary are:

1. the mass abundance of each species, $Y = m/m_{\text{H}}$ (m is the dust mass in the beam and m_{H} is the hydrogen mass in the beam);
2. the index of the power-law of the size distribution of each species, α , where $n(a) \propto a^{-\alpha}$ (a is the grain radius and $n(a)$ the number density of grains between a and $a + da$);
3. the minimum and maximum sizes of each species, a_{min} and a_{max} ;
4. the absorption coefficient of the grains, Q_{abs} , defined as $\sigma_{\text{abs}} = Q_{\text{abs}}\pi a^2$ (σ_{abs} is the absorption cross-section) for a spherical grain of radius a .

Moreover, the widths of the individual broadband observations are taken into account, except for the ISOCAM CVF spectrum since the spectral resolution is sufficient to neglect this effect ($R \geq 35$). For the data from the bolometers (SCUBA and MAMBO), we integrated the modeled SED into the observational broadbands. For the data from photo-multipliers (KAO and ISOPHOT), we made the corresponding color-correction when integrating into the broadbands. For the IRAS data, this correction was already made. This correction has the largest effect for the $170 \mu\text{m}$ ISOPHOT broadband (Fig. 5).

3.3. Modeling of the interstellar radiation field

The DBP90 model requires an input ISRF which heats the dust. To be consistent, we have modeled the global ISRF for NGC 1569 using the UV and optical data (Table 3) coupled with the evolutionary synthesis model PÉGASE 2.0 (Fioc & Rocca-Volmerange 1997), taking into account the constraints from photoionisation processes using CLOUDY.

3.3.1. Stellar evolutionary synthesis

PÉGASE computes the stellar spectral energy distribution taking into account the metallicity evolution. We do not incorporate the dust extinction effects and the nebular emission into PÉGASE. The Q_{abs} values are computed by DBP90, the extinction is calculated with a simple screen model and the nebular emission is taken into account using the photoionisation model, CLOUDY (Sect. 3.3.2).

We fit the UV-to-optical data (Table 3) using a combination of two single instantaneous bursts with an initial metallicity of $Z = Z_{\odot}/4.27$ (González Delgado et al. 1997). The reddening is calculated using the dust cross-sections computed by the dust model. However, the optical depth deduced from this extinction curve corresponds to the case where all the dust is located in front of the stars. To obtain the effective optical depth, τ_{ν}^{eff} , the shape of the extinction curve is scaled in order to satisfy the energy conservation:

$$F_{\star} = F_{\text{UV-opt}} + F_{\text{IR-mm}} \quad (2)$$

where F_{\star} is the flux density as it would be observed if there were no dust in the galaxy, only stars, and $F_{\text{UV-opt}}$ and $F_{\text{IR-mm}}$ are the flux densities from reddened stars and dust respectively, as they would be observed:

$$\begin{cases} F_{\nu}^{\text{UV-opt}} = F_{\nu}^{\star} \exp(-\tau_{\nu}^{\text{eff}}) \\ F_{\text{UV-opt}} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\nu}^{\star} \exp(-\tau_{\nu}^{\text{eff}}) d\nu \\ F_{\text{IR-mm}} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\nu}^{\star} [1 - \exp(-\tau_{\nu}^{\text{eff}})] d\nu. \end{cases} \quad (3)$$

We minimise the χ^2 to find the best age combination. The fit gives several age combinations with similar χ^2 . To remove this degeneracy, we use a further constraint, comparing the MIR ionic line ratios from Madden et al. (2003) and the theoretical results computed with the photoionisation model CLOUDY (version 90.04, Ferland 1996).

3.3.2. Photoionisation

CLOUDY predicts the spectra of astrophysical plasma in different environments. It uses a recent atomic database and takes into account the geometry and the gas properties. We use CLOUDY through the MICE¹ IDL interface. A thick shell geometry is adopted while that for the dust emission is a thin shell.

We have computed a grid of solutions from CLOUDY containing a range of values for the following parameters:

1. the shape of the input ISRFs are those which give the best χ^2 values as the output from PÉGASE;
2. the total luminosity of the galaxy was computed by integrating the total UV-optical and IR-mm SED: $L_{\text{tot}} = 1.9 \times 10^9 L_{\odot}$;
3. the inner radius varies from $R_{\text{in}} = 5 \text{ pc}$ to $R_{\text{in}} = 90 \text{ pc}$, which is the radius of the hole in HI centered on the SSC A (Israel & van Driel 1990);
4. the average hydrogen number density is $n(\text{H})_{\text{eff}}$ (6.7 cm^{-3} ; Sect. 3.1);
5. the outer radius was taken to be R_{equiv} (Sect. 3.1).

We set the elemental abundances to $X = X_{\text{H}} = X_{\odot}$, $Y = X_{\text{He}} = Y_{\odot}$ and $Z = 1 - X - Y = Z_{\odot}/4.27$ according to the value of the metallicity given by González Delgado et al. (1997). Fitting the

¹ MICE is supported by the SWS and the ISO Spectrometer Data Center at MPE through DLR (DARA) under grants 50 QI 86108 and 50 QI 94023.

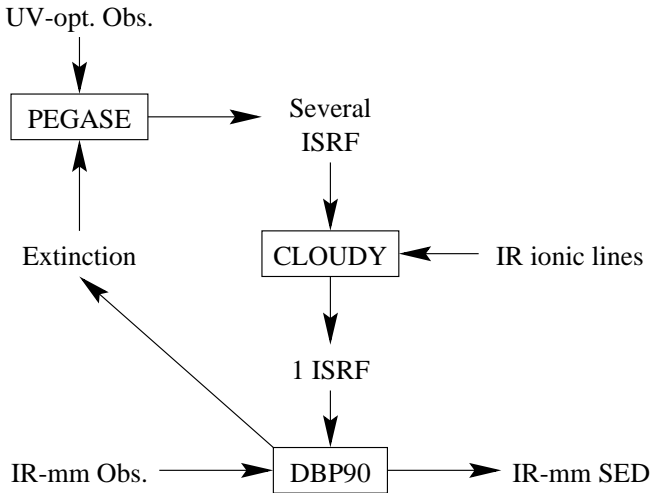


Fig. 4. Algorithm used to compute the SED in a self-consistent way. “UV-opt. Obs.” are the data contained in Table 3, “IR-mm Obs.” are the data contained in Table 2, “IR ionic lines” are from Sect. 3.3.2, “IR-mm SED” is the modeled dust SED and “Extinction” is the extinction curve computed by DBP90 after converging to a solution. We iterate on this process to obtain the necessary consistency between emission and extinction.

theoretical ionic line ratios to the MIR data ($[\text{NeIII}]/[\text{NeII}] = 9.6 \pm 1.4$; $[\text{SIV}]/[\text{NeIII}] = 0.49 \pm 0.08$; Madden et al. 2003) clearly removes the degeneracy of the ISRF.

3.4. Iterative process

The modeling of the dust emissivity generates an extinction curve which is used to deredden the UV-to-optical data in order to compute the ISRF. The ISRF is used by the dust emissivity model to heat the dust. Therefore, to be consistent, we compute this sequence through an iterative process until we reach a stable, self-consistent solution. This solution is obtained when the extinction curve used to deredden the data equals that deduced from the dust emission. The general scheme of this iterative process is shown in Fig. 4.

4. Results and discussion

We have applied the general model described in Sect. 3 to our observed IR-to-millimetre SED for NGC 1569 (Table 2).

4.1. The dust emissivity

In this subsection we describe the details of the solution of the dust modeling and discuss the constraints and the consequences of the model results.

4.1.1. Millimetre excess

In areas where we have no strong constraints, some parameters of the general model described in Sect. 3.2 are kept fixed, while others are left as free parameters to obtain the best fit.

1. PAHs: this component is too weak in NGC 1569 to be constrained with our set of data. An upper limit on the mass

abundance of the PAHs, Y_{PAH} , is fixed and we used the Galactic values for α , a_{min} and a_{max} .

2. VSGs: we varied the mass abundance, Y_{VSG} , and two parameters governing the size distribution, α and a_{max} . However, we cannot constrain a_{min} since the χ^2 process tends to decrease it to very small sizes which have no physical meaning, so it was kept constant at the Galactic value.
3. BGs: we varied the mass abundance, Y_{BG} , and two parameters governing the size distribution, α and a_{min} . Since the results are not sensitive to a_{max} , we adopt the Galactic value.

We are able to fit the SED quite well except in the millimetre wavelength range, where there is an excess that can not be explained by the three standard DBP90 components (see Fig. 5).

Although very cold dust is not the only likely explanation of this excess, we have added a fourth component modeled with a modified black-body to describe it. We call this component Very Cold Grains (VCGs). We discuss the other possible origins and the consequences of this excess in Sect. 4.3. The monochromatic flux radiated by the VCG component in a sphere of radius R_{eff} is given by:

$$F_{\nu}^{\text{VCG}} = \frac{3Y_{\text{VCG}}M(\text{H})}{4\rho R_{\text{eff}}^2} \left(\frac{Q_0}{a_0}\right) \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^{\beta} \frac{2hc/\lambda^3}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \quad (4)$$

where $M(\text{H})$ is the total mass of hydrogen in the galaxy, λ_0 , Q_0 and ρ are the reference wavelength, the absorption coefficient at λ_0 and the mass density of the grains. This VCG radiated flux depends on three variables: the temperature, T , the emissivity index, β , and the mass abundance of the grains, Y_{VCG} (we adopted typical values: $Q_0/a_0 = 40 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_0 = 250 \mu\text{m}$, $\rho = \rho_{\text{silicate}} = 3.3 \text{ g cm}^{-3}$ if $\beta = 2$ and $\rho = \rho_{\text{graphite}} = 2.2 \text{ g cm}^{-3}$ if $\beta = 1$). As we have only three data points to constrain the submillimetre-millimetre wavelengths regime of the SED (450 μm , 850 μm and 1.2 mm), we consider a way to fix the value of one parameter to avoid the degeneracy. Since the best solution requires a relatively flat slope, we fix $\beta = 1$ for the χ^2 solution. Setting $\beta = 2$ gives us an unphysical solution with a maximum temperature of 3 K. Our emissivity index of 1 is lower than that found by Dunne & Eales (2001) for a sample of IR-bright galaxies ($\beta \simeq 2$). However, the assumption of a lower β is reasonable in light of the fact that Agladze et al. (1996) measure the absorption coefficient of cosmic dust analog grains and find that over the temperature range of 1.2–10 K, β decreases with temperature. Thus, the mass abundance, Y_{VCG} , and temperature, T , remain the only free parameters governing the VCG properties.

4.1.2. What constraints can we put on the dust properties?

Our best fit of the observed SED is shown in Fig. 5. The values of the parameters corresponding to the best χ^2 fit for the 4 component model are summarized in Table 4. This corresponds to $\chi^2 = 1.5$ with 9 degrees of freedom. In order to quantify the reliability of the grain properties deduced from our model, we attempt to estimate, as conservatively as possible, the errors on these parameters.

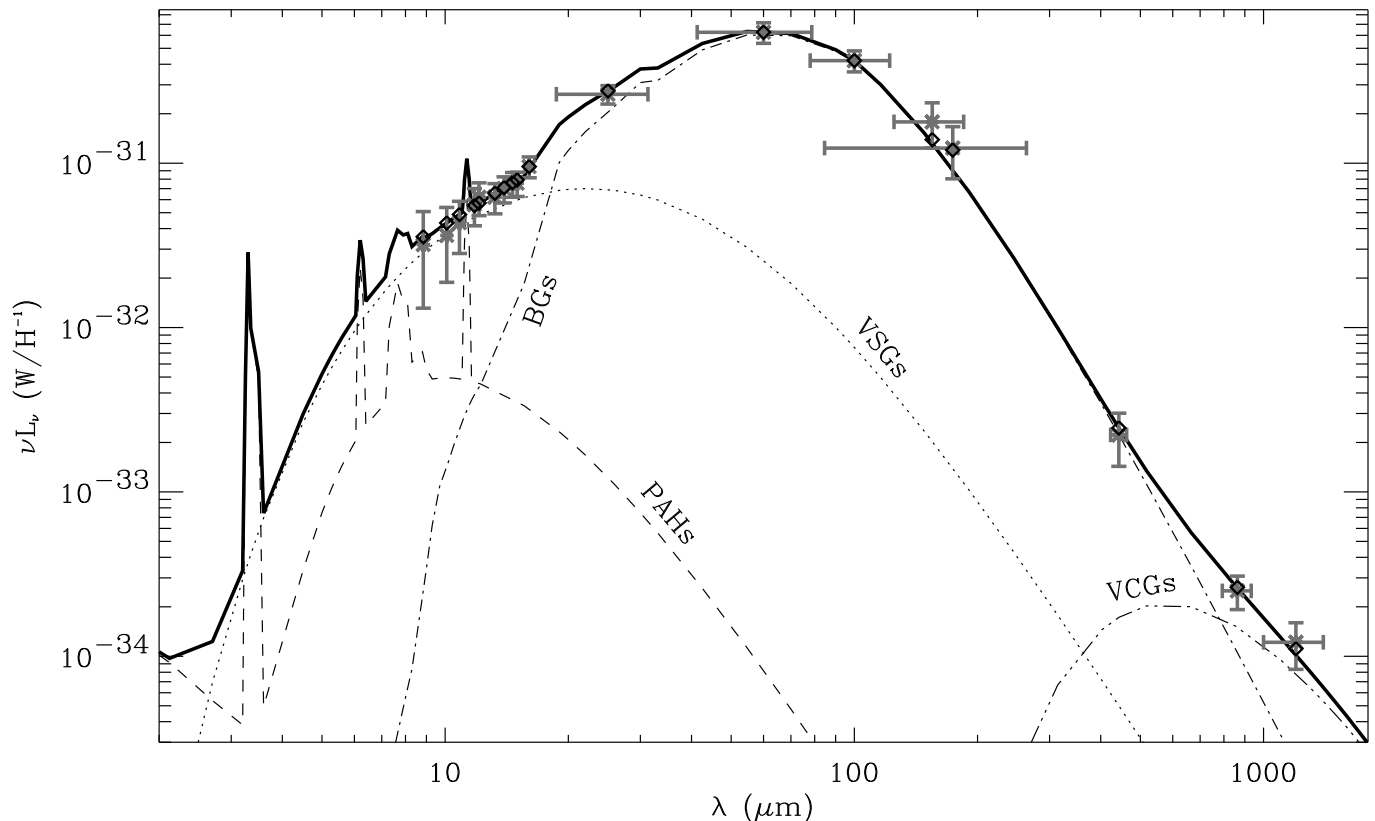


Fig. 5. NGC 1569 observations and modeled SED. The data (Table 2) are indicated by crosses: vertical bars are the errors on the flux values and the horizontal bars indicate the widths of the broadbands. The lines are the dust model and its different components (see Sect. 4.1.1). Diamonds are the model integrated over the observational broadbands and color-corrected. Thus, departures from the model lie where the diamonds deviate from the crosses. The power is expressed in W H^{-1} which is νL_ν , divided by the number of H atoms (L_ν is the monochromatic luminosity).

Table 4. The values are those for the best fit. For comparison, we give the corresponding values for the Galaxy from Désert et al. (1990).

	PAH		VSG		BG		VCG
	Milky Way	NGC 1569	Milky Way	NGC 1569	Milky Way	NGC 1569	NGC 1569
Y	4.3×10^{-4}	$\leq 1.0 \times 10^{-6}$	4.7×10^{-4}	1.8×10^{-5}	6.4×10^{-3}	4.4×10^{-4}	Y $(1.3-0.4) \times 10^{-3}$
a_-	4 Å	4 Å	12 Å	12 Å	150 Å	22 Å	T 5–7 K
a_+	12 Å	12 Å	150 Å	78 Å	1100 Å	1100 Å	β 1.0
α	3	3	2.6	4.0	2.9	6.3	

We investigated the two possible sources of uncertainties: the sensitivity of the model itself to certain parameters, and to the value of the average radius (R_{eff}) which influences the radiation field intensity. First, we estimate the errors on the goodness of the fit, by quantifying the departure of the model from the observations. We independently vary each parameter to fit the extreme cases allowed by the error bars. For example, the VSGs are constrained mainly by the observations from 8 to 16 μm . Thus, we made 4 extreme fits of the VSGs: one through the upper edges of the error bars, one through the lower edges, one through the upper edge of the error bar at 8 μm and the lower edge at 16 μm , and one through the lower edge at 8 μm and the upper edge at 16 μm . This gives us an idea of the sensitivity of the model to the physical properties. Second,

the model was solved for the two extreme values of the radius ($R_{\text{eff}}^{\text{max}}$ and $R_{\text{eff}}^{\text{min}}$ defined in Sect. 3.1). These two extreme cases give us an idea of the influence of the geometry (and also of the ISRF) on the dust properties. Figure 7 demonstrates the effect of the assumed radius on the grain size distributions.

Table 5 contains the ranges of the physical parameters for the dust components given the sources of uncertainty from the fitting and the geometry. The PAH and VSG dust parameters are not very sensitive to the assumed geometry but are relatively sensitive to the fitting. For these cases, a_{max} can change, at most, by a factor of 3. The best estimate R_{eff} shows a flat size distribution for the VSGs, and a small slope for the 2 extreme geometry cases (Fig. 7). The slope of the BG size distribution, however, is very sensitive to the assumed geometry.

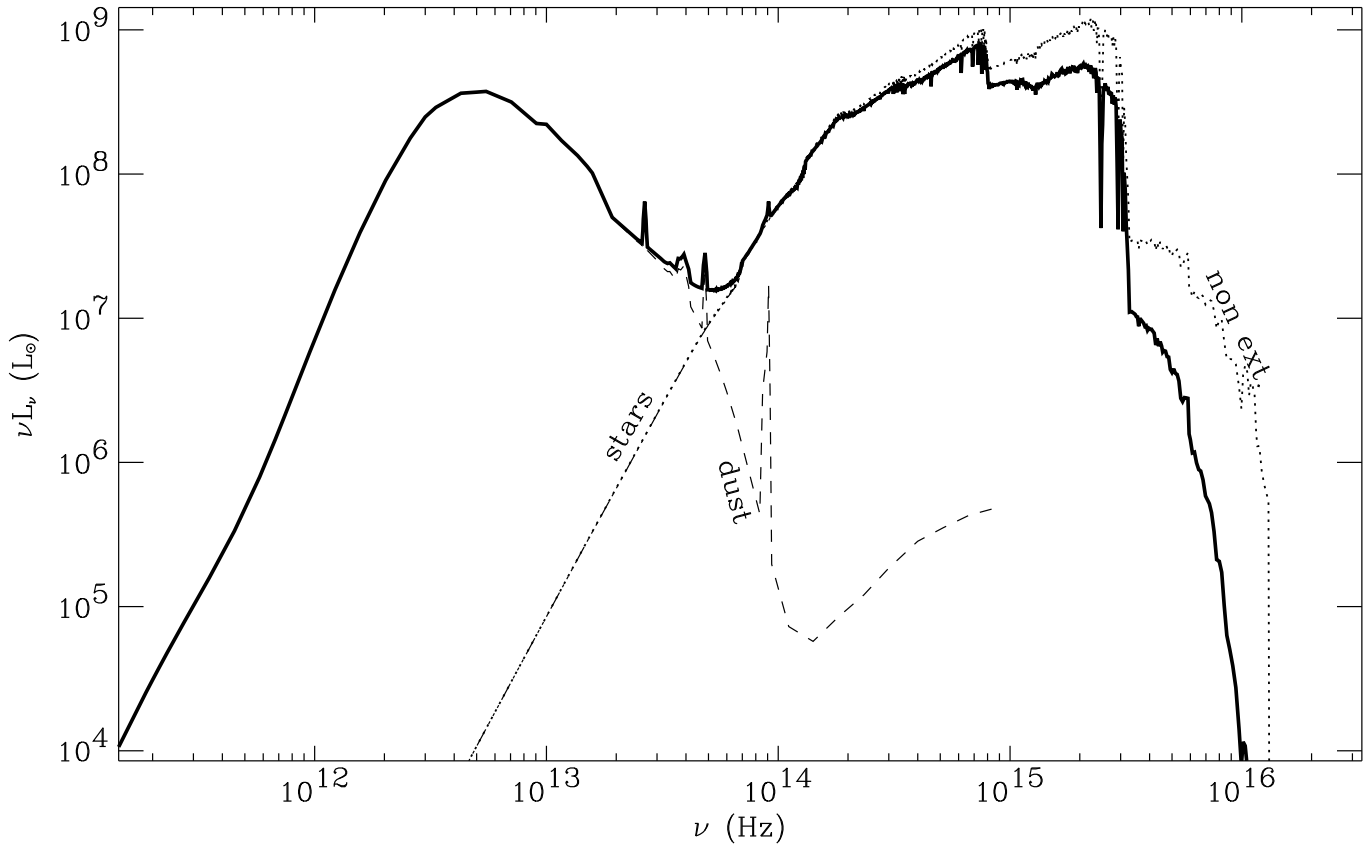


Fig. 6. Global synthesized SED for NGC 1569. The solid line is the total energy of the galaxy: the sum of the dust (dashed line) plus the emerging stellar radiation (dashed-dotted line). For comparison, the dotted line shows the non-extincted stellar radiation.

Table 5. Range of reliability of the physical parameters of the grains (from errors in the fitting and variations in the assumed geometry).

		Lower limit	Upper limit
PAH	Y	0	1.0×10^{-6}
VSG	α	2.6	5.2
	a_+	35 Å	120 Å
	Y	1.3×10^{-5}	2.3×10^{-5}
BG	α	5.8	35
	a_-	21 Å	29 Å
	Y	3.5×10^{-4}	4.7×10^{-4}

If R_{eff} is increased to $R_{\text{eff}}^{\text{max}}$, the size distribution shows an approximately constant size of ~ 3 nm (shown as the near vertical dashed line in Fig. 7), with a deficit of larger grains. When the dust is located farther from the stars, the size of the grains must be smaller to reach the same temperature, which is constrained by the observations.

We treat the sensitivity of the parameters of the VCGs separately. Indeed, the temperature of the VCGs is a very important parameter, which has major consequences for the derived dust mass, and is only constrained by two data points. In this case, the temperature is strongly dependent on the emissivity index, however we excluded $\beta = 2$ in Sect. 4.1.1 to avoid unphysical solutions. The temperature does not depend on the

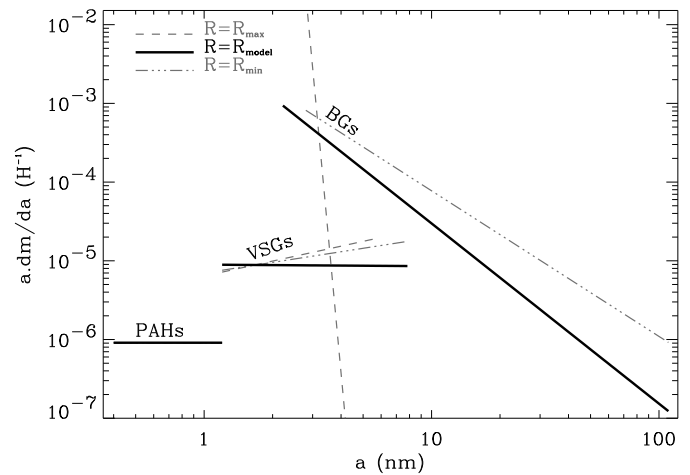


Fig. 7. Grain size distribution for the two extreme radius cases ($R_{\text{eff}}^{\text{max}}$ and $R_{\text{eff}}^{\text{min}}$) and for the best estimated value, R_{eff} (see Sect. 3.1). It gives the conservative range within which the size distribution can be constrained.

radiation field since we added this fourth component as a modified blackbody. The best fits within 1σ variation give a range of temperatures: $5 \text{ K} \lesssim T \lesssim 7 \text{ K}$. The abundances corresponding to this temperature range are $0.4 \times 10^{-3} \lesssim Y_{\text{VCG}} \lesssim 1.3 \times 10^{-3}$.

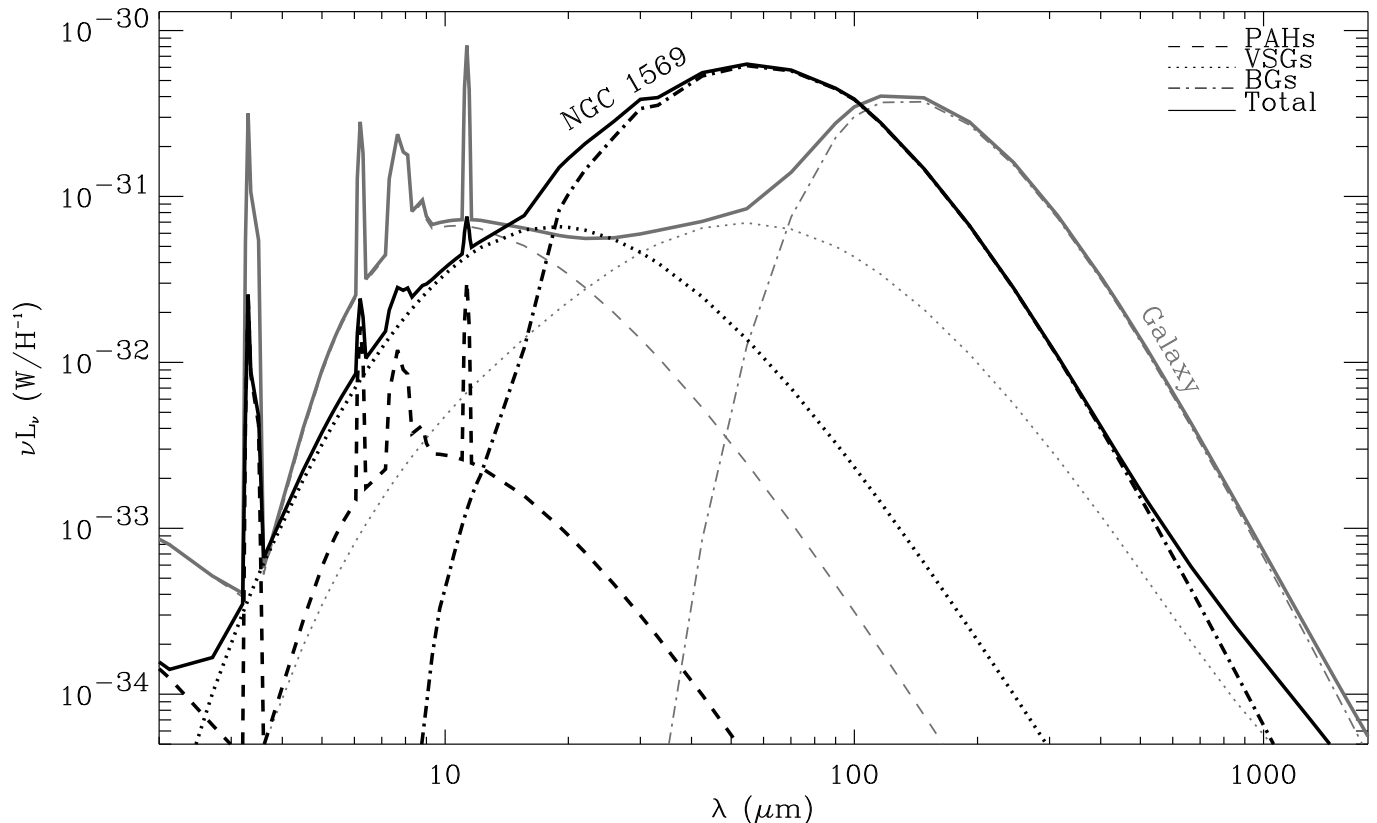


Fig. 8. Comparison of the dust SED for NGC 1569 (black) with the Galaxy (grey, from DBP90). In addition to the total dust SED (solid lines), the individual components of the DBP90 dust model also shown for both the Galaxy and NGC 1569. The power is expressed in W H^{-1} which is νL_ν divided by the number of H atoms (L_ν is the monochromatic luminosity).

4.1.3. The dust properties – What are the consequences?

The dust properties deduced from this study differ from those of normal, more metal rich galaxies like the Milky Way. If we compare the shape of the dust SED of NGC 1569 to the SED of the Galaxy (Fig. 8), we notice the lack of PAHs. Moreover, the VSG component in the Galaxy and in NGC 1569 emit roughly similar energies, as do the BG components in both galaxies. However, this energy is emitted at shorter wavelengths in NGC 1569 than in the Galaxy since these grains are in a more energetic environment. On the long-wavelength side of the SED, the energy emitted from the Galaxy is ~ 10 times higher than that of NGC 1569. Even though the excess in the submm does not contribute much to the global energy budget of NGC 1569, most of the dust mass resides in this excess while in the Galaxy most of the dust mass is in the BG component.

The dust size distribution and extinction curve

These differences noted above are reflected in the size distribution of the grains. Figure 9 compares the mass spectrum of the best solution of the 3 DBP90 dust components in NGC 1569 with that of the Galaxy. One significant difference is that the BGs in NGC 1569, are smaller overall compared to those of the Galaxy. The dust mass is concentrated in grains of smaller sizes in NGC 1569, ~ 3 nm, and the dust mass in large grains

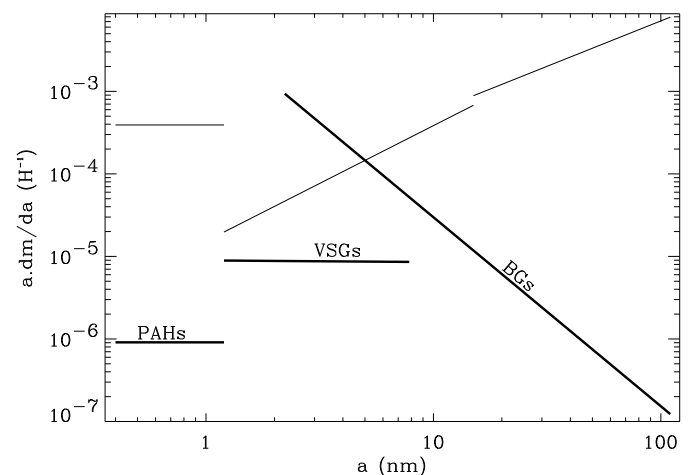


Fig. 9. Size distribution of the grains in NGC 1569 and in the Galaxy. The three thin lines are the mass spectrum of the three dust components of the Galaxy. The bold lines are the mass spectrum of the three dust components of NGC 1569. a is the grain radius and $m(a)$ is the dust mass of the component between a and $a + da$.

is almost negligible. In this case, what we called Very Small Grains and Big Grains have similar sizes but these names are maintained to be consistent with the original DBP90 model. However, we should call these two components carbonaceous grains and silicate grains respectively.

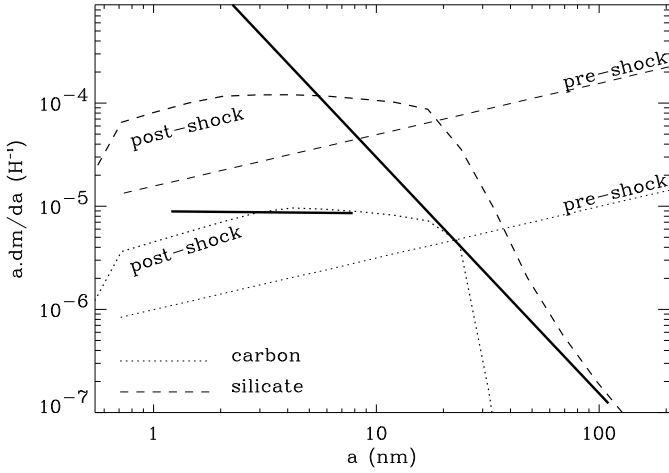


Fig. 10. The effects of shocks on the dust size distribution. The solid lines are the mass spectrum of the VSGs which are carbonaceous grains and of the BGs which are silicates, in NGC 1569. The dotted lines show the mass spectra of carbon grains before (straight line) and after (curved line) a shock wave ($V_{\text{shock}} = 100 \text{ km s}^{-1}$). The dashed lines represents the effect of the 100 km s^{-1} shock on silicate grains (before shock: straight line and after shock: curved line).

The size distribution of grains in NGC 1569 is consistent with that of grains which have been affected by shocks. Figure 10 illustrates the effect of shocks on the size distribution of the carbon and silicate grains in NGC 1569 (Jones et al. 1996). Both distributions have the same shape even though quantitatively, the cut-off does not occur at the same grain size. The disagreement of the shock model with the precise shape of the NGC 1569 dust size distribution reflects our ignorance of the initial size distribution in NGC 1569, but the effect is qualitatively the same. The dust mass is transferred from large to small grains via shattering in grain-grain collisions in shock waves. NGC 1569 has recently experienced a large number of supernovae (Israel & de Bruyn 1988; Waller 1991; Greve et al. 2002), thus supernova-generated shock waves should be common in the ISM of this galaxy.

The presence of smaller grain size distributions, that dominate the global IR emission in dwarf galaxies, is opposite to the deduced dust properties in AGNs (e.g. Laor & Draine 1993; Maiolino et al. 2001). In the case of AGNs, dust destruction effects due to sublimation or thermal sputtering can explain the absence of small grains in the hostile AGN environment, leaving only the larger, more robust grains. Although similar effects could be present in the hard radiation field of NGC 1569, the effects of shocks in redistributing the dust size distribution appears to be dominant. However, most of the dust mass is in the VCG component and we cannot yet deduce the size distribution of these grains, until such time as the submm/mm wavelength range of the SED is observed in more detail. We give a rough estimate of the average size of the VCGs in Sect. 4.3.

Due to the small grain sizes in the PAH, VSG and BG components, most of the grains are stochastically heated and are not in thermal equilibrium with the radiation field. Table 6 contains the temperature range of each component for the maximum and minimum sizes compared to Galactic values. Stochastic

Table 6. Temperatures of the grains (other than VCGs). We give the minimum (T_{min}) and maximum (T_{max}) temperatures for the minimum and maximum sizes, component by component. All the grains are stochastically heated except the largest BGs where $T_{\text{min}} = T_{\text{max}} = T_{\text{equilibrium}}$.

	NGC 1569		Milky Way		
	T_{min}	T_{max}	T_{min}	T_{max}	
PAH	a_-	2.7 K	9200 K	2.7 K	4400 K
	a_+	2.7 K	1800 K	2.7 K	1100 K
VSG	a_-	2.7 K	890 K	2.7 K	630 K
	a_+	2.7 K	160 K	2.7 K	78 K
BG	a_-	2.7 K	230 K	15 K	22 K
	a_+	28 K	28 K	17 K	17 K

heating is a very important process that must be taken into consideration in dust models applied to dwarf galaxies. Using models which assume modified black bodies for dust emission even up to FIR wavelengths in dwarf galaxies, when the grains can be thermally fluctuating, can result in an *underestimate* of the dust mass. We have compared the grain radii at the transition between thermal equilibrium and stochastically radiating dust ($a = a_t$) in NGC 1569 and in the Galaxy. First, we compute the average energy of a photon, $\bar{\xi}(a)$,

$$\bar{\xi}(a) = \frac{\int_0^\infty u_\nu Q_\nu(a) d\nu}{\int_0^\infty (u_\nu/h\nu) Q_\nu(a) d\nu}, \quad (5)$$

where $u_\nu = 4\pi I_\nu/c$, $Q_\nu(a)$ is the absorption efficiency of a grain of radius a and c is the speed of light. Second, we calculate the temperature of the dust, T_d , following a single absorption of a photon of energy $\bar{\xi}(a)$:

$$\bar{\xi}(a) = \frac{4\pi a^3}{3} \int_0^{T_d} C(T) dT, \quad (6)$$

using the expression for the specific heat capacity, $C(T)$, for silicate grains given by Draine & Anderson (1985). The transition occurs for radii where the cooling time of the dust, Γ_{cool} , is equal to the photon absorption time, Γ_{abs} , which can be estimated as follows:

$$\begin{cases} \Gamma_{\text{abs}} \simeq 4\pi a^2 \int_0^\infty \frac{\pi I_\nu}{\bar{\xi}(a)} Q_\nu(a) d\nu \\ \Gamma_{\text{cool}} \simeq 4\pi a^2 \int_0^\infty \frac{\pi B_\nu(T_d)}{\bar{\xi}(a)} Q_\nu(a) d\nu \end{cases}. \quad (7)$$

I_ν is the intensity from Fig. 15. Γ_{cool} and Γ_{abs} are plotted in Fig. 11 for NGC 1569 and the Galaxy. We find that the transition occurs at $a_t \simeq 5 \text{ nm}$ in NGC 1569 and $a_t \simeq 9 \text{ nm}$ in the Galaxy. In other words, grains larger than a_t , for a given ISRF, will be in thermal equilibrium with the radiation field and smaller than a_t , will be stochastically heated. Alternatively, we can show that the order of magnitude of a_t in the Galaxy is roughly twice a_t in NGC 1569. If we assume that $\bar{\xi}$ is the same

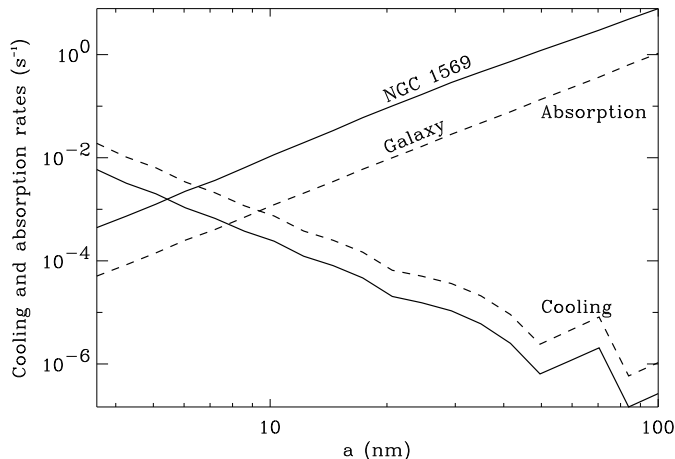


Fig. 11. Cooling and photon absorption times computed using Eq. (7). The solid lines are for NGC 1569 and the dashed lines for the Galaxy.

in both cases and that we are in the regime where $Q_v(a)/a$ is independent of a , then we see that $\Gamma_{\text{abs}} \propto a^3 L_{\text{ISRF}}$ (L_{ISRF} being the integrated luminosity of the ISRF) and that Γ_{cool} depends only on a . From the radiation fields in Fig. 15, we know that L_{ISRF} is roughly 10 times larger in NGC 1569 than in the Galaxy. Consequently, we expect that the transition radius in the Galaxy would be $10^{1/3} \simeq 3$ times the transition radius in NGC 1569, which is the correct order of magnitude. This result means that grains are stochastically heated at larger sizes in the Galaxy than in NGC 1569. However, the size distributions are different. Thus, in NGC 1569, most of the grains are stochastically heated since the dust mass (PAH, VSG and BG) is concentrated in small sizes and in the Galaxy, most of the emission originates in grains reaching thermal equilibrium since the dust mass is concentrated in large grains.

As a result of the difference in the grain size distribution, the extinction curve of NGC 1569 is noticeably different from that of the Galaxy (Fig. 12). This extinction curve consists only of the three standard DBP90 components and does not take into account the extinction due to the VCGs since we do not know the size distribution of this dust component. However, the energy emitted by the VCGs is very weak ($\sim 0.02\%$ of the total energy radiated by the dust from MIR to mm wavelengths) thus the extinction due to this component should be very weak also. The magnitude of the extinction is lower in NGC 1569 than the Galaxy at all wavelengths. Our iterative process gives $A_V = 0.45 \pm 0.05$. This A_V corresponds to the case where all the dust mass of the three DBP90 model dust components is located in front of the stars. The effective A_V deduced from the energy balance, is $A_V^{\text{eff}} = 0.2$, less than the value $A_V = 0.65 \pm 0.04$, deduced by Devost et al. (1997) from the $H\alpha/H\beta$ line ratio toward the main body of the galaxy. However, they assumed Galactic extinction properties to derive this value. Figure 12 clearly shows that if we normalise the extinction curves of the Galaxy and NGC 1569 at the V wavelength, the UV slopes are very different indicating higher energy absorption in NGC 1569. Thus, to obtain the same energy absorption, the A_V adopted with the Galactic properties should be higher, which is consistent with Devost et al. (1997).

In a general way, using Galactic extinction properties instead of the synthesized extinction curve of NGC 1569, when both are normalised by A_V , gives an erroneously lower τ_{UV} by a factor as low as ~ 0.7 .

We notice in Fig. 12 that the lack of PAHs induces a UV rise in the extinction curve that is quite linear, due to the dominant effect of the BGs in the FUV rise and that the small size of the more abundant grains (BGs) results in a relatively steeper extinction curve. The bump at 2175 \AA is weaker in NGC 1569 than in the Galaxy, due to the dominance of the BGs over the VSG component. This peculiarity is also observed in the Large Magellanic Cloud (Fitzpatrick 1985) extinction curve which has a metallicity similar to NGC 1569. Figure 13 compares the synthesized extinction curve for NGC 1569 to the observed extinction curves for the LMC (Koornneef & Code 1981; Nandy et al. 1981), the SMC (Prévoit et al. 1984) and the Milky Way (Seaton 1979). The similarity of the modeled extinction curve with that of the LMC is striking. However, the intensity of the bump is, of course, model dependent. Nevertheless, this bump should be weaker compared to the continuum since the slope of this continuum is steeper.

The dust mass

We determine the dust mass of NGC 1569 to be $(1.6\text{--}3.4) \times 10^5 M_{\odot}$, 15 to 20 times more than that found previously by Lisenfeld & Ferrara (1998), who only had IRAS data available, and ~ 4 times more than that found by Lisenfeld et al. (2002) who use the DBP90 dust model, but assume Galactic dust grain properties and the Galactic ISRF. Our results show that the BGs and VCGs dominate the dust mass, with very little contribution from the VSGs and PAHs, 40 to 70% of the total dust mass resides in the VCG component. The total gas-to-dust mass ratio, \mathcal{R} , inferred for NGC 1569, assuming a total mass of hydrogen $M_{\text{H}} = 1.9 \times 10^8 M_{\odot}$ (Israel 1997) and $M_{\text{He}} = 0.25 M_{\text{gas}}$, is between $\mathcal{R} = 740$ and $\mathcal{R} = 1600$ (Table 7). If we assume only that $\mathcal{R} \propto Z$, we should find, for NGC 1569, $\mathcal{R} = 770$ which is in agreement with our best χ^2 value of $\mathcal{R} = 740$. However if we use the law from Lisenfeld & Ferrara (1998), $1/\mathcal{R} \propto Z^{0.52 \pm 0.25}$, we find $\mathcal{R} = 2900$ and a lower limit of $\mathcal{R} = 1200$ which would be correct if we did not have very cold dust. It is not surprising since the model of Lisenfeld & Ferrara (1998) does not take into account submillimeter data so they did not include very cold dust. We also deduce the dust-to-metal mass ratio $\mathcal{D} = 1/(1 + \mathcal{R}Z)$ which is $\mathcal{D} \simeq 1/3$ in the Galaxy and $1/4 \leq \mathcal{D} \leq 1/7$ in NGC 1569. The smaller \mathcal{D} value found in NGC 1569 could reflect the fact that shocks can erode and destroy the dust, transferring more metals into the gas phase.

The spatial distribution of the dust from the observations

Our multi-wavelength maps can be used to study the spatial distribution of the various dust components. At first glance, the morphology of the submm/mm maps look similar to that of the ISOCAM-LW3 $15 \mu\text{m}$ and LW6 $7.7 \mu\text{m}$ (see Fig. 1). Lisenfeld et al. (2002) conclude that in NGC 1569 both the MIR and

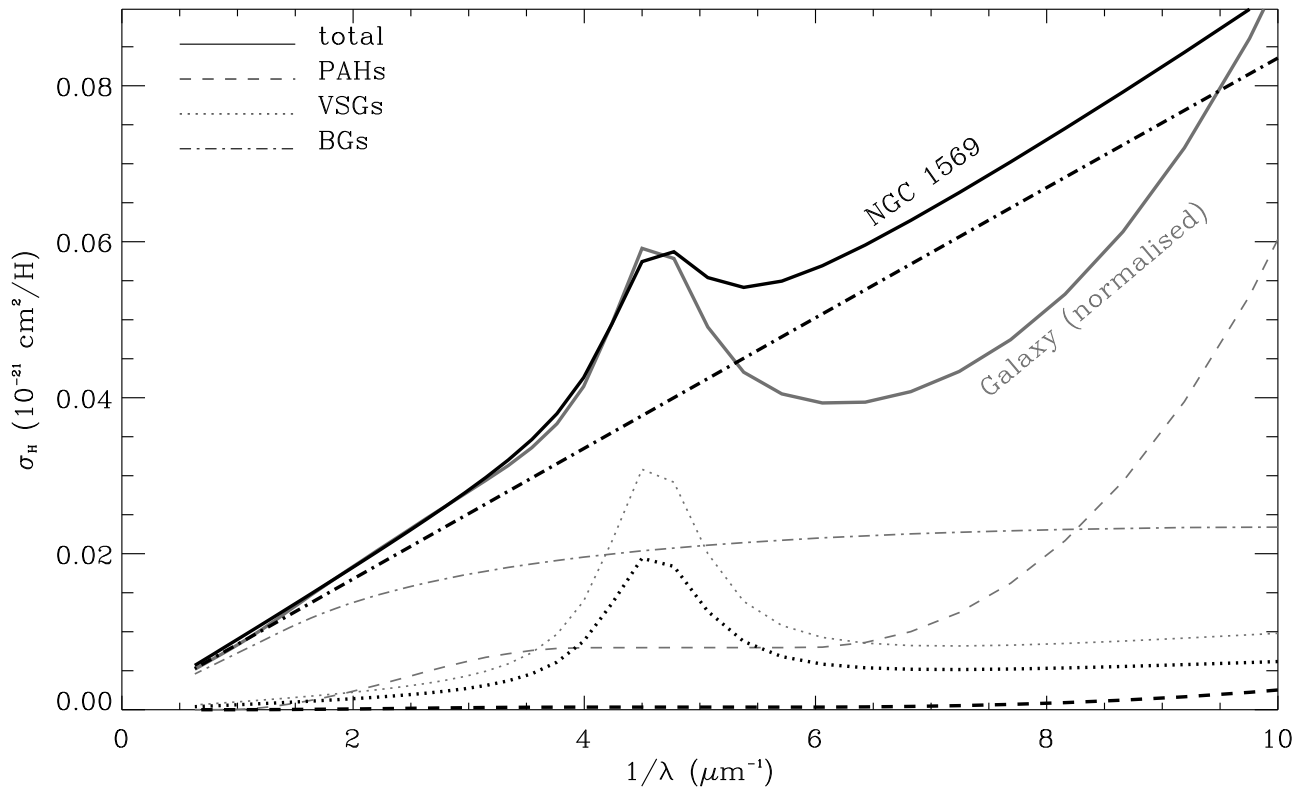


Fig. 12. Extinction curve for NGC 1569 (black) compared to the Galaxy (grey, from DBP90). The Galactic extinction curve has been scaled down for comparison to that of NGC 1569. The solid lines are the total extinction curve modeled with DBP90. The contributions to the extinction curves from the individual dust components are also shown in dashed lines (PAHs), dotted lines (VSGs) and dashed-dotted lines (BGs). The opacity is expressed as the cross section per H atom.

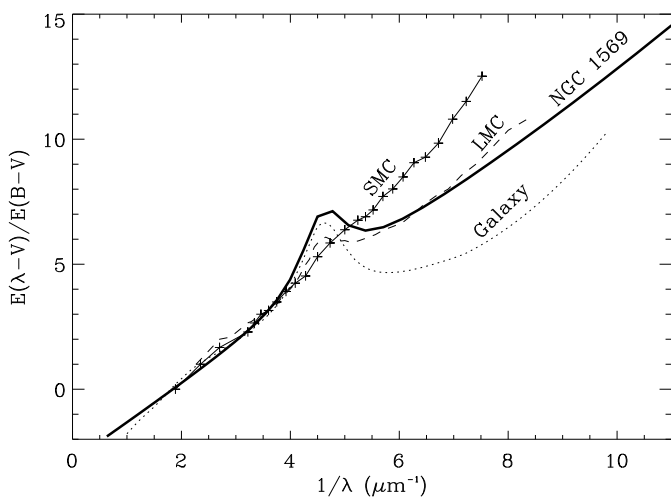


Fig. 13. Comparison of various extinction curves. The Galactic curve is from Seaton (1979), the LMC's is the average of Koornneef & Code (1981) and of Nandy et al. (1981) and the SMC's is from Prévot et al. (1984).

submillimetre/millimetre emission are due to the same dust component. Figure 2 shows the spatial distribution of the ratio of LW6 (which traces the PAHs) to SCUBA-850 μm (which traces the cold dust, both BG and VCG) and the ratio of LW3 (which traces the VSGs) to SCUBA-850 μm (cold dust). These ratio maps do not show a flat distribution. They demonstrate

that the distribution of the hot dust emission from the VSGs is definitely more concentrated toward the region of the two most prominent $H\alpha$ peaks whereas the cold dust emission and the PAHs are more extended. The PAH emission is more extended than the VSG's but less so than the cold dust emission. This is consistent with the simple view of an HII region and a surrounding photodissociation region/molecular cloud. Hot dust emitting at 15 μm is seen to peak inside HII regions in the Galaxy, while the PAHs peak at the photodissociated edges of molecular clouds (e.g. Cesarsky et al. 1996; Abergel et al. 2000; Klein et al. 1999). As the colder dust will be excited by similar sources, the morphology of the submm maps will appear to resemble the star formation tracers at these spatial scales. In addition, the lower metallicity ISM of NGC 1569, tends to be clumpier, due to the lower dust abundance and, hence, larger mean-free path of photons and, subsequently, larger photodissociation effects. This clumpy effect means that the pervasive non-ionising radiation will be effective at exciting the surrounding colder dust. We find that, contrary to commonly-made assumptions, the bulk of cold dust in dwarf galaxies is not necessarily concentrated toward the outer regions, but is distributed between the star formation sites.

4.2. The synthesized ISRF

The best synthesized global ISRF for NGC 1569 (Fig. 14) is a combination of two single-bursts with ages 4 and 100 Myr.

Table 7. Dust masses, gas-to-dust and dust-to-metal mass ratios in NGC 1569 deduced from the parameters in Table 4. The entries corresponding to non-relevant quantities are blank for more clarity.

	Dust mass (M_{\odot})	Gas-to-dust mass ratio	Dust-to-metal mass ratio
PAH	≤ 190		
VSG	3.4×10^3		
BG	8.4×10^4		
VCG	$(0.7-2.5) \times 10^5$		
TOTAL			
– without VCGs	8.8×10^4	2800	$\sim 1/11$
– with VCGs	$(1.6-3.4) \times 10^5$	740–1600	$\sim 1/4-1/7$

The young component represents the recent starburst which has produced the two super-star-clusters (SSCs). These SSCs have populations of ages 4–7 Myr (Origlia et al. 2001), consistent with our younger population. The older component we use represents the underlying population present before the more recent starburst. Although other older populations might be present, they do not dominate the global ISRF for this galaxy.

Compared to the Galaxy, the global ISRF modeled for NGC 1569 is much harder in the UV range due to the contribution from the very young population (Fig. 15). At 0.1 μm , the ISRF from NGC 1569 is higher by more than an order of magnitude compared to the Galaxy. The ISRF of the Galaxy and other spiral galaxies is dominated by the cooler disk material while in NGC 1569, and other starbursting dwarfs, it is the star formation activity that dominates the global ISRF. This is also evident from the global MIR characteristics (Madden et al. 2003) and is also the case for other dwarf galaxies (Galliano et al. 2003). Therefore, when modeling the dust emission from dwarf galaxies, it is not valid to assume the Galactic ISRF.

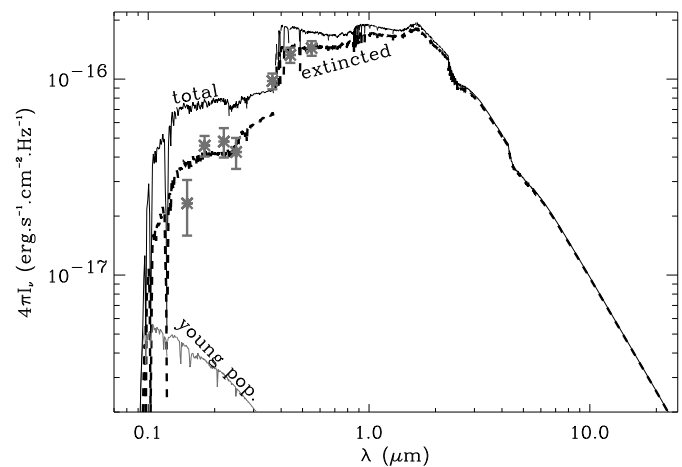
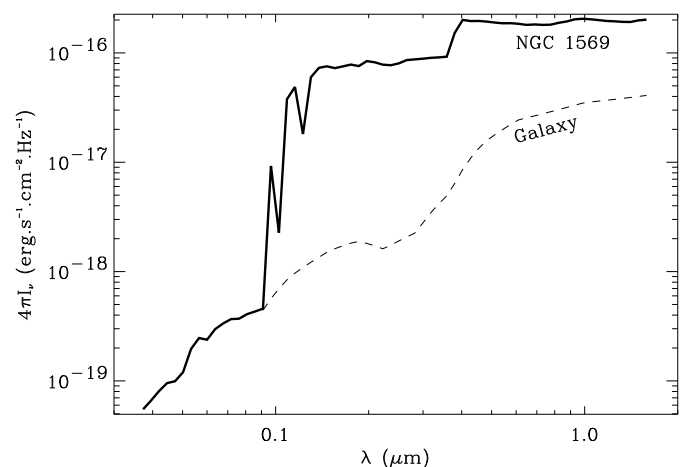
4.3. An explanation for the millimetre excess

There are large uncertainties in the physical properties of the VCGs. Such a large mass of dust locked up in very cold dust is not unlikely. However, there are some questions to address concerning the nature of these dust grains. How can a population of such very cold dust exist on galactic scales? How can this dust be so cold? Is very cold dust seen in other galaxies? In this section, we explore various hypotheses to explain the millimetre excess.

We can also invoke a non-dust effect (i.e. molecular line and/or radio continuum contamination) or a cross-calibration problem. The non-dust effects have already been taken into account (see Sect. 2.1). Moreover the SED of II Zw 40 (Galliano et al. 2003) shows the same trend in the millimetre regime, perhaps even suggesting that this excess might be a general feature of starbursting dwarf galaxies.

4.3.1. Very cold dust in the literature

A very cold component has been suggested for the Galaxy. For example, Reach et al. (1995) found a component

**Fig. 14.** Synthesized ISRF for NGC 1569 computed with PÉGASE and CLOUDY. The Points with error bars are the observational data from Table 3, the solid black line is the global non-extinguished ISRF, the dashed line is the global extinguished ISRF and the grey line is the young single-burst component. The extinction curve used is the output from the dust model DBP90.**Fig. 15.** Synthesized ISRF for NGC 1569 (solid line) compared to the Galaxy (dashed line).

with $T = 5-7$ K in some Galactic continuum spectra. More recently, Boulanger et al. (2002) published COBE and Archeops data for the Galaxy that implies a ~ 5 K dust component

(with $\beta = 2$). This result has not yet been independently confirmed. This component of very cold dust appears to follow the HI gas, suggesting that it is associated with the cold neutral medium. Dupac et al. (2002) reported PRONAOS observations of the M 17 complex and found dust as cool as 10 K in some cold clumps. Popescu et al. (2002) observed a sample of 63 late-type galaxies in the Virgo cluster using ISOPHOT. Although their wavelength coverage is limited, observing only up to $170 \mu\text{m}$, they find a cold dust component is present in most cases, with temperatures as low as 10 K in irregular and blue compact dwarf galaxies.

James et al. (2002) calculated dust masses for galaxies from the submillimeter emission, assuming that the fraction of metals incorporated in the dust in galaxies is a universal constant. For NGC 1569 they determine a dust mass of $\sim 1 \times 10^5 M_\odot$, which is similar to the mass that we derive ($1.6\text{--}3.4 \times 10^5 M_\odot$).

Lisenfeld et al. (2002) published a dust SED for NGC 1569 computed with the standard DBP90 model. They found no submillimetre excess and discount the presence of very cold dust since they were able to explain the submm emission with the VSGs. We now discuss the reasons for our different results. We find that the use of the CVF spectrum in the MIR provides an important and tight constraint on the slope of the VSG size distribution in our model. Lisenfeld et al. (2002), however, characterise the MIR wavelength regime with only a single $12 \mu\text{m}$ IRAS data point. This effects the fit significantly.

In addition to the different observational constraints used to construct the observed SED, Lisenfeld et al. (2002) used the DBP90 model in a very different, more limited way than that presented here. Since we have more data to constrain the DBP90 model, we allow the grain properties to differ from those of the original DBP90 model, which was constructed to explain the Galactic dust emission. Lisenfeld et al. (2002) use the original Galactic dust parameters to obtain their fit. Their input ISRF is that of the Galaxy, which is much softer than that of NGC 1569 (see Sect. 4.2), and is scaled up by a factor of ~ 60 . They did not investigate the dust size distribution parameter space. Our results are based on a χ^2 evaluation to obtain the best fit. Lisenfeld et al. (2002) conclude that the VSG component alone accounts for the FIR and submm and mm continuum. In our model, such a solution was attempted, but resulted in a very poor χ^2 since the MIR observations could not be well-fitted.

4.3.2. Optical properties of BGs

We have investigated other means to increase the emissivity in the submm, instead of invoking a VCG component. A change in the emissivity slope could be due to a change in the optical properties of the big grains. Indeed, Mennella et al. (1998) measure the absorption coefficient per unit mass (Q_{abs}) of cosmic dust analog grains, over the temperature range 24–295 K. The laboratory experiments, show a decrease of the emissivity index, β , as the temperatures increases, effecting the Q_{abs} for wavelengths $\lambda > 30 \mu\text{m}$. Our big grains reach higher temperatures than those of the Galaxy (Table 6) and, in the standard model, $Q_{\text{abs}}^{\text{BG}} \propto \lambda^{-2}$ for $\lambda > 100 \mu\text{m}$. We attempted to roughly

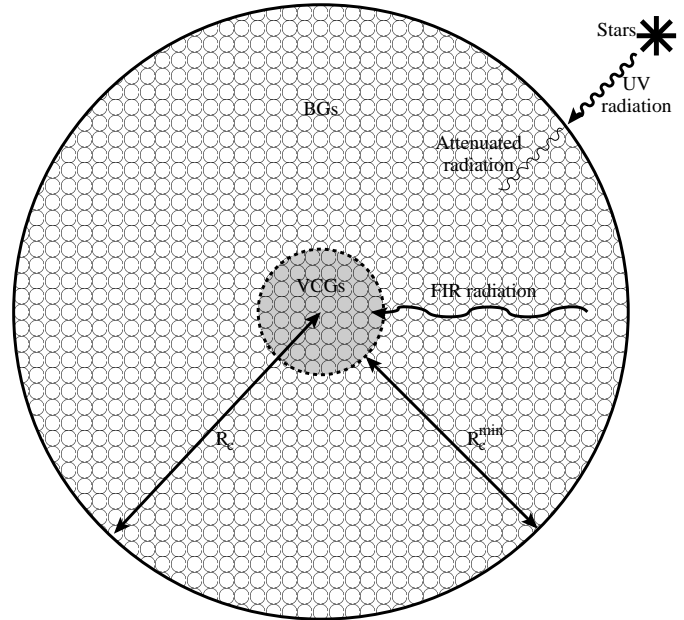


Fig. 16. Schematic diagram of a clump.

reproduce the effect observed by Mennella et al. (1998) using $Q_{\text{abs}}^{\text{BG}} \propto \lambda^{-\gamma}$ for $\lambda > 100 \mu\text{m}$ with $\gamma < 2$. However, this modification failed to give an acceptable fit to the data in the submm/mm wavelength range.

Grain-grain coagulation, leading to porous aggregates, can increase dust emissivities at submm wavelengths. This has been invoked to explain the elevated opacity of circumstellar dusty envelopes and dense molecular cores (Ossenkopf & Henning 1994; Stepnik et al. 2003). However, this effect is localised and has not yet been seen on galactic scales, as would be necessary to explain the data presented here.

4.3.3. Embedded dust as the source of the mm excess

The properties of the dust differ considerably from one region to another in a galaxy, depending on the nature of the environment (HII regions, cirrus, dense core, etc.). The DBP90 model has been constructed to describe the diffuse ISM of the Galaxy. Consequently, applying it to an entire galaxy like NGC 1569 is not straightforward. However, NGC 1569 is a peculiar galaxy: it is a starbursting dwarf and its emission properties show that it resembles a giant HII region (particularly in the MIR; see Madden et al. 2003). Moreover, the emission from hot dust is enhanced relative to the cold dust in the starburst regions (see Fig. 2). This departure could explain our inability to fit the SED with only the three standard components. The various phases of the ISM could have very different temperatures and technically should not be treated as if there were the same physical region.

If we assume that the very cold dust is made up of grains deeply embedded in clouds, where the UV-optical radiation can not easily penetrate, the dust FIR-mm emission could be a heating source for this dust component (Fig. 16). We can make a rough estimate of the temperature of the very cold grains (i.e., the VCGs) to verify this explanation. Let us assume that the photons which heat the VCGs are due to the

emission from the BGs, simply modeled as a blackbody, made of grains of radius a_{BG} , temperature $T_{\text{BG}} = 57$ K (corresponding to the peak wavelength of the BG component), mass M_{BG} and emission coefficient $Q_{\text{em}}(a_{\text{BG}}, \nu_{\text{BG}})$, ν_{BG} being the frequency where the maximum emission by the BGs occurs. These are the parameters that we derived from our fitting of the SED of NGC 1569. The VCGs are modeled with a blackbody of temperature T_{VCG} , mass M_{VCG} and absorption and emission coefficients $Q_{\text{abs}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{BG}})$, $Q_{\text{em}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{VCG}})$, ν_{VCG} being the frequency where the maximum emission by the VCGs occurs and are made of grains of radius a_{VCG} embedded in a clump of radius R_c . The luminosities emitted by these two components, L_{BG} and L_{VCG} , can be determined from the number of grains of each species, $N_x = 3M_x/4\pi a_x^3 \rho_x$ (x being either BG or VCG and ρ_x being the specific mass densities), and the luminosity radiated by only one grain $\mathcal{L}_x = 4\pi a_x^2 Q_{\text{em}}(a_x, \nu_x) \sigma T_x^4$. The total luminosity is then $L_x = N_x \mathcal{L}_x$ ($x = \text{BG or VCG}$). The ratio $\Theta = L_{\text{BG}}/L_{\text{VCG}}$ is

$$\Theta \simeq \left(\frac{M_{\text{BG}}}{M_{\text{VCG}}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{VCG}}}{\rho_{\text{BG}}} \right) \left(\frac{a_{\text{VCG}}}{a_{\text{BG}}} \right) \times \left(\frac{Q_{\text{em}}(a_{\text{BG}}, \nu_{\text{BG}})}{Q_{\text{em}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{VCG}})} \right) \left(\frac{T_{\text{BG}}}{T_{\text{VCG}}} \right)^4 \quad (8)$$

and its numerical value from the model (Fig. 5) is $\Theta = 4.1 \times 10^4$. Using the same method, the heating and cooling luminosities for the VCGs are:

$$\begin{cases} L_{\text{heat}} \simeq \frac{3M_{\text{BG}}}{4\pi a_{\text{BG}}^3 \rho_{\text{BG}}} \pi a_{\text{BG}}^2 Q_{\text{em}}(a_{\text{BG}}, \nu_{\text{BG}}) \sigma T_{\text{BG}}^4 \\ L_{\text{cool}} \simeq \frac{3M_{\text{VCG}}}{4\pi a_{\text{VCG}}^3 \rho_{\text{VCG}}} 4\pi a_{\text{VCG}}^2 Q_{\text{em}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{VCG}}) \sigma T_{\text{VCG}}^4 \end{cases} \quad (9)$$

which is equivalent to $L_{\text{heat}} = 1/4 L_{\text{BG}}$ and $L_{\text{cool}} = L_{\text{VCG}}$. This factor of 1/4 is due to the fact that BGs do not radiate only in the direction of the VCGs inside the clump, they also radiate away without intercepting the VCGs. The powers absorbed and emitted by one VCG grain are:

$$\begin{cases} P_{\text{abs}} \simeq \frac{L_{\text{heat}}}{4\pi R_c^2} 4\pi a_{\text{VCG}}^2 Q_{\text{abs}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{BG}}) \\ P_{\text{em}} \simeq \frac{L_{\text{cool}}}{4\pi R_c^2} 4\pi a_{\text{VCG}}^2 \end{cases} \quad (10)$$

Equating absorption and emission gives:

$$T_{\text{VCG}} \simeq \left[\frac{1}{4} \left(\frac{M_{\text{BG}}}{M_{\text{VCG}}} \right) \left(\frac{a_{\text{VCG}}}{a_{\text{BG}}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{VCG}}}{\rho_{\text{BG}}} \right) \times \left(\frac{Q_{\text{em}}(a_{\text{BG}}, \nu_{\text{BG}}) Q_{\text{abs}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{BG}})}{Q_{\text{em}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{VCG}})} \right) \right]^{1/4} T_{\text{BG}} \quad (11)$$

In Eq. (11), the two unknowns are T_{VCG} and a_{VCG} . We can deduce a_{VCG} by coupling Eqs. (8) and (11):

$$\Theta \simeq 4/Q_{\text{abs}}(a_{\text{VCG}}, \nu_{\text{BG}}) \quad (12)$$

To be consistent with our model, which assumes $\beta = 1$, the VCGs are carbonaceous, $\rho_{\text{VCG}} = 2.2 \text{ g cm}^{-3}$ and $\rho_{\text{BG}} = 3.3 \text{ g cm}^{-3}$. To determine the order of magnitudes of the efficiencies, we refer to Draine & Lee (1984). For the BGs we

use the astronomical silicate values at $\lambda = 90 \mu\text{m}$, $Q_{\text{abs}}/a \simeq 0.017 \mu\text{m}^{-1}$. This is in the regime where Q_{abs}/a does not depend on the grain radius. For the VCGs, we used graphite values. The coefficients are: $Q_{\text{abs}}/a \simeq 0.022 \mu\text{m}^{-1}$ at $\lambda = 90 \mu\text{m}$ and $Q_{\text{abs}}/a \simeq 4.5 \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ at $\lambda = 660 \mu\text{m}$. Equation (12) gives us the radius of the VCGs, $a_{\text{VCG}} \simeq 4 \text{ nm}$ is also in the same regime where Q_{abs}/a is independent of a . With this simple analytical model, the temperature of the VCGs is estimated to be $6 \text{ K} \lesssim T_{\text{VCG}} \lesssim 9 \text{ K}$. Thus, the hypothesis of very cold dust hidden in clumps bathed by the FIR radiation from warmer grains is consistent and gives the appropriate order of magnitude of T_{VCG} . Moreover, Bernard et al. (1992), using a radiative transfer model coupled with DBP90 in the Galactic case, showed that the temperature of the dust deeply embedded in a dense cloud is $\sim 6 \text{ K}$. Radiative transfer may indeed turn out to be the key to understanding this property of the dust spatial distribution in these galaxies.

We can attempt to estimate the clump radius (R_c). First, we can determine a minimum clump radius (R_c^{min}) by estimating the optical depth required to shield the stellar radiation, since in the above scenario, the VCGs are heated only by the envelope of BGs. We consider that the VCGs are screened by the BGs when the stellar energy seen by the VCGs is at most equal to the energy emitted by the VCGs. Given our SED and the extinction curve of Fig. 12, the optical depth in the V band needed is $\tau_V^{\text{shield}} \simeq 60$. The average wavelength of the stellar radiation is $\lambda_{\text{ISRF}} \simeq 0.2 \mu\text{m}$. At this wavelength, the optical depth needed is $\tau^{\text{shield}}(\nu_{\text{ISRF}}) \simeq 200$. At the wavelength where the BGs emit ($\lambda = 90 \mu\text{m}$), the optical depth is $\tau = 0.1$, thus we verify that the shell is optically thin to this radiation. The contrast density between the clumps (index c hereafter) and the interclump media (index icm hereafter) is $\alpha = n_c/n_{\text{icm}}$. The minimum radius of a clump R_c^{min} is the radius required to reach the optical depth of $\tau^{\text{shield}}(\nu_{\text{ISRF}})$. If we assume that only the BGs are responsible for the shielding,

$$\tau^{\text{shield}}(\nu_{\text{ISRF}}) = R_c^{\text{min}} n_c^{\text{BG}} \pi a_{\text{BG}}^2 Q_{\text{abs}}(a_{\text{BG}}, \nu_{\text{ISRF}}) \quad (13)$$

where n_c^{BG} is the density of the BGs in the clumps and $Q_{\text{abs}}(a_{\text{BG}}, \nu_{\text{ISRF}}) \simeq 0.1$ from Draine & Lee (1984). The actual clump size is difficult to estimate without some assumptions for n_c^{BG} or α . Let us assume that n_c^{BG} is the homogeneous density $n_{\text{hom}}^{\text{BG}} \simeq 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-3}$ scaled by α . From Eq. (13), we find that $R_c^{\text{min}} \simeq 8 \text{ pc}$ if $\alpha = 10^4$, the extreme case, where there is only one clump, and $R_c^{\text{min}} \simeq 0.8 \text{ pc}$ if $\alpha = 10^5$. To estimate the size of the VCG core, we require that it is optically thin to the BG radiation. The ratio between the mass of BGs and VCGs constrains the density of this core. The maximum radius of the VCG core is $\sim 4\text{--}6 \text{ pc}$ when $\alpha = 10^4$, the number of clumps is 1 or 2 and the volume filling factor $\phi \simeq 3\text{--}6 \times 10^{-5}$. When $\alpha = 10^5$, the radius of the core is $\sim 0.4\text{--}0.6 \text{ pc}$, the number of clumps is between 200 and 300 and the filling factor $\phi \simeq 3\text{--}6 \times 10^{-6}$. This rough estimation tends to imply that there would be a small number of dense clumps in this galaxy. Berkuijzen (1999) gives a range of $10^{-3}\text{--}10^{-5}$ for the H_2 volume filling factor of the Galaxy which is greater or equal to the range we find in NGC 1569. This clumpy characteristic is also consistent with relatively bright $158 \mu\text{m}$ [CII] emission seen

in NGC 1569 and in low-metallicity environments, in general (Jones et al. 1997).

5. Summary and conclusions

Our modeling of the dust SED in NGC 1569 suggests that the nature of the dust in low-metallicity environments differs from that of metal-rich galaxies.

1. We have presented new SCUBA images at 450 and 850 μm . With additional data from the literature we constructed the observed dust SED for this galaxy.
2. We have used a stellar evolution model (PEGASE), a photoionisation model (CLOUDY) and a dust model (DBP90) to compute a self-consistent theoretical dust SED, independently synthesizing a global ISRF from UV-to-optical observations with further constraints from MIR-ionic lines. The DBP90 model has been used to investigate a large range of dust parameters, making the link with the extinction deduced from the dust model and the dereddening of the UV-to-optical data.
3. The synthesized global ISRF is consistent with a very young population produced by the recent starburst and an older population tracing the underlying stars of the galaxy.
4. We find very low abundances of PAHs, and smaller overall sizes of grains emitting in the MIR and FIR, compared to the Galaxy. Due to the small sizes, most of the grains are in a stochastic heating mode, and not in thermal equilibrium with the radiation field – even grains emitting at FIR wavelengths.
5. The presence of a millimetre emission excess can be explained by ubiquitous clumps of very cold (5 to 7 K) dust grains with $\beta = 1$. These very cold grains can be responsible for 40 to 70% of the total dust mass in the galaxy, $M_{\text{dust}} = (1.6\text{--}3.4) \times 10^5 M_{\odot}$. The absence of important submm/mm observations can result in, at least, an order of magnitude of dust mass being missed.
6. The gas-to-dust mass ratio ranges from 740 to 1600, greater than that in the Galaxy, even taking into account the relatively large mass of very cold grains. The dust-to-metals mass ratio ranges from 1/4 to 1/7, smaller than the Galactic value.
7. From the dust size distribution, we generate an extinction curve for NGC 1569 (which has similar characteristics to that of the LMC). We also derive a synthesized radiation field and a wide range SED (UV – mm), for the global galaxy.
8. The bulk of the cold dust traced by the submm/mm observations is distributed between star forming regions, not concentrated toward the outer regions of the galaxy. Our results are consistent with a clumpy medium and a filling factor lower than 10^{-4} .

Due to the low metallicity of NGC 1569, the ISM would appear to be very clumpy, and this has important consequences for the dust models. From our detailed dust modeling of dwarf galaxies (see also Galliano et al. 2003), we caution that dust models assuming the Galactic dust size distribution, Galactic extinction curve and Galactic ISRF will be in error. Models

not dealing with stochastic heating processes should be dealt with cautiously, as this is probably the most important physical process for dust heating in dwarf galaxies. Another caution that follows from this work is the importance of obtaining data longward of the FIR. This is presently easier said than done. However, in the near future we will have the capability to sample the submm/mm emission from galaxies in more detail, and with greater sensitivity, with SOFIA, ASTRO-F, Herschel, Planck and ALMA. Without a proper understanding of the submm/mm SED of galaxies, galaxy number counts could be incorrect since the excess submm/mm emission might erroneously be attributed to higher star formation activity in redshifted galaxies, instead of the presence of a large, very cold dust mass.

Acknowledgements. We would like to thank René Gstaad, Hélène Roussel, Pierre Chanial and Marc Sauvage for their expert advice on ISOCAM data reduction; Jean-Luc Starck for useful discussions on data processing techniques; Bertrand Stepnik for his help on ISOPHOT data reduction and Martin Haas and Ulrich Klaas for their advice concerning the use of ISOPHOT data. We also thank David Hollenbach, François Boulanger, Ute Lisenfeld and Frank Israel for helpful scientific discussion. We are grateful to the referee, Eli Dwek, for his erudite comments that helped to improve the quality of the paper.

References

- Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., et al. 2000, *ISO Beyond Point Sources: Studies of Extended Infrared Emission*, ed. R. J. Laureijs, K. Leech, & M. F. Kessler, ESA-SP, 455, 119
- Agladze, N. I., Sievers, A. J., Jones, S. A., Burlitch, J. M., & Beckwith, S. V. W. 1996, *ApJ*, 462, 1026
- Aloisi, A., Clampin, M., Diolaiti, E., et al. 2001, *AJ*, 121, 1425
- Archibald, E. N., Wagg, J. W., & Jenness, T. 2000, <http://www.jach.hawaii.edu/JACdocs/JCMT/SCD/SN/002.2/>
- Arp, H., & Sandage, A. 1985, *AJ*, 90, 1163
- Bakes, E. L., & Tielens, A. G. G. M. 1994, *ApJ*, 427, 822
- Berkhuijsen, E. M. 1999, in *Plasma Turbulence and Energetic Particles in Astrophysics*, ed. M. Ostrowski, & R. Schlickeiser, 60
- Bernard, J. P., Boulanger, F., Désert, F. X., & Puget, J. L. 1992, *A&A*, 263, 258
- Biviano, A., Sauvage, M., Gallais, P., et al. 1998, http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/CAM_list.html
- Boulanger, F., Bourdin, H., Bernard, J. P., & Lagache, G. 2002, *Infrared and Submillimeter Space Astronomy*, ed. M. Giard, J. P. Bernard, A. Klotz, & I. Ristorcelli, EAS Pub. Ser., 4, 151
- Cannon, J. M., Skillman, E. D., Garnett, D. R., & Dufour, R. J. 2002, *ApJ*, 565, 931
- Claret, A., Dzitko, H., Engelmann, J., & Starck, J.-L. 1998, http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/CAM_list.html
- Coulais, A., & Abergel, A. 2000, *A&AS*, 141, 533
- Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996, *A&A*, 315, L32
- Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996, *A&A*, 315, 309
- Crowther, P. A., Beck, S. C., Willis, A. J., et al. 1999, *MNRAS*, 304, 654
- Dale, D. A., Helou, G., Neugebauer, G., et al. 2001, *ApJ*, 122, 1736
- Désert, F. X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215

- De Vaucouleurs, G., De Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies* (New York: Springer-Verlag)
- Devost, D., Roy, J. R., & Drissen, L. 1997, *ApJ*, 482, 765
- Draine, B. T., & Anderson, N. 1985, *ApJ*, 292, 494
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Dunne, L., & Eales, S. A. 2001, *MNRAS*, 327, 697
- Dupac, X., Giard, M., Bernard, J.-P., et al. 2002, *A&A*, 392, 691
- Ferland, G. J. 1996, *HAZY*, a brief introduction to *CLOUDY*, University of Kentucky, Department of Physics and Astronomy Internal Report
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Fitzpatrick, E. L. 1985, *ApJ*, 299, 219
- Gabriel, C., Acosta-Pulido, J., Heinrichsen, I., Morris, H. & Tai, W. M. 1997, *ASP Conf. Ser.*, 125
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2002, *Infrared and Submillimeter Space Astronomy* (EDP Sciences), ed. M. Giard, J. P. Bernard, A. Klotz, & I. Ristorcelli
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., Wilson, C. D., Bernard, J.-P., & Le Peintre, F. 2003, in preparation
- González Delgado, R. M., Leitherer, C., Heckman, T., & Cerviño, M. 1997, *ApJ*, 483, 705
- Hirashita, H., Tajiri, Y. Y., & Kamaya, H. 2002, 388, 439
- Holland, W. S., Robson, E. I., Gear, W. K., et al. 1999, *MNRAS*, 303, 659
- Hunter, D. A., Gallagher, J. S., Rice, W. L., & Gillett, F. C. 1989a, *ApJ*, 336, 152
- Hunter, D. A., Thronson, H. A. Jr., Casey, S., & Harper, D. A. 1989b, *ApJ*, 341, 697
- Hunter, D. A., & Gallagher, J. S. III 1989, *Sci*, 243, 1557
- Israel, F. P. 1988, *A&A*, 194, 24-32
- Israel, F. P., & de Bruyn, A. G. 1988, *A&A*, 198, 109
- Israel, F. P., & van Driel, W. 1990, *A&A*, 236, 323
- Israel, F. P. 1997, *A&A*, 328, 471
- Izotov, Y. I., Lipotevski, V. A., Chaffee, F. H., et al. 1997, *ApJ*, 476, 698
- James, A., Dunne, L., Eales, S., & Edmunds, M. G. 2002, *MNRAS*, 335, 753
- Jenness, T., & Lightfoot, J. F. 1998, *ASP Conf. Ser.*, 145
- Jones, A. P., Madden, S. C., Colgan, S. W. J., et al. 1997, *Extragalactic Astronomy in the Infrared* (Éditions Frontières), ed. T. X. Thuan, & J. T. T. Van
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 740
- Klein, R., Henning, Th., & Cesarsky, D. 1999, *A&A*, 343, L53
- Koornneef, J., & Code, A. D. 1981, *ApJ*, 247, 860
- Laor, A., & Draine, B. T. 1993, *ApJ*, 402, 441
- Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J., et al. 1996, *A&A*, 315, L64
- Lisenfeld, U., & Ferrara, A. 1998, *ApJ*, 496, 145
- Lisenfeld, U., Israel, F. P., Stil, J. M., & Sievers, A. 2002, *A&A*, 382, 860
- Lutz, D., et al. 1996, *A&A*, 315, L269
- Lutz, D., Spoon, H. W. W., Rigopoulou, D., Moorwood, A. F. M., & Genzel, R. 1998, *ApJ*, 505, L103
- Madden, S. C. 2000, *NewAR*, 44, 249-256
- Madden, S. C., Galliano, F., Jones, A. P., & Sauvage, M. 2003, *A&A*, submitted
- Maiolino, R., Marconi, A., Salvati, M., et al. 2001, *A&A*, 365, 28
- Martin, C. L., Kobulnicky, H. A., & Heckman, T. M. 2002, *ApJ*, 574, 663
- Meier, D. S., Turner, J. L., Crosthwait, L. P., & Beck, S. C. 2001, *ApJ*, 121, 740-752
- Melisse, J. P. M., & Israel, F. P. 1994, *A&AS*, 103, 391
- Mennella, V., Brucato, J. R., Colangeli, L., et al. 1998, *ApJ*, 496, 1058
- Nandy, K., Morgan, D. H., Willis, A. J., Wilson, R., & Gondhalekar, P. M. 1981, *MNRAS*, 196, 955
- Origlia, L., Leitherer, C., Aloisi, A., Greggio, L., & Tosi, M. 2001, *AJ*, 122, 815
- Ossenkopf, V., & Henning, Th. 1994, *A&A*, 291, 943
- Plante, S., & Sauvage, M. 2002, *AJ*, 124, 1995
- Popescu, C. C., Tuffs, R. J., Völk, H. J., Pierini, D., & Madore, B. F. 2002, *ApJ*, 567, 221
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1996, *Numerical Recipes in Fortran 90* (Cambridge University Press)
- Prérot, M. L., Lequeux, J., Prérot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, *A&A*, 132, 389
- Reach, W. T., Dwek, E., Fixsen, D. J., et al. 1995, *ApJ*, 451, 188
- Roussel, H., Vigroux, L., Bosma, A., et al. 2001, *A&A*, 369, 473
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73
- Siebenmorgen, R., Blommaert, J., Sauvage, M., & Starck, J. L. 2000, *ISOCAM handbook*, http://www.iso.vilspa.esa.es/manuals/HANDBOOK/III/cam_hb/
- Starck, J. L., Murtagh, F., & Bijaoui, A. 1998, *Image Processing and Data Analysis: The Multiscale Approach* (Cambridge (GB): Cambridge University Press)
- Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135
- Stepnik, B., Jones, A. P., Abergel, A., et al. 2003, in prep
- Stickel, M., Lemke, D., Klaas, U., et al. 2000, *A&A*, 359, 865
- Thronson, H. A., & Telesco, C. M. 1986, *ApJ*, 311, 98
- Thuan, T. X., Sauvage, M., & Madden, S. C. 1999, *ApJ*, 516, 783
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
- Vacca, W. D., Johnson, K. E., & Conti, P. S. 2002, *ApJ*, 123, 772
- Waller, W. H. 1991, *ApJ*, 370, 144-157

GALLIANO, F., MADDEN, S. C., JONES, A. P., WILSON, C. D., BERNARD, J.-P., &
LE PEINTRE, F. 2005,
Astronomy and Astrophysics, accepté,
*ISM properties in low-metallicity environments III. The dust spectral energy distribution of
II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140*

ISM Properties in Low-Metallicity Environments

III. The Dust Spectral Energy Distributions of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140

Frédéric Galliano^{1*}, Suzanne C. Madden¹, Anthony P. Jones², Christine D. Wilson³, and Jean-Philippe Bernard⁴

¹ Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, L'Orme des Merisiers, 91191 Gif sur Yvette, France

² Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Université de Paris XI, 91405 Orsay, France

³ Department of Physics and Astronomy, McMaster University, Hamilton, ON L8S 4M1, Canada

⁴ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements (CESR), 31028 Toulouse, France

Received November 15, 2004/ Accepted

Abstract. We present new 450 and 850 μm SCUBA data and 1.3 mm MAMBO data of the dwarf galaxies II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. Additional ISOCAM, IRAS as well as ground based data are used to construct the observed mid-infrared to millimeter spectral energy distribution of these galaxies. These spectral energy distributions are modeled in a self-consistent way, as was achieved with NGC 1569 (Galliano et al., 2003), synthesizing both the global stellar radiation field and the dust emission, with further constraints provided by the photoionisation of the gas. Our study shows that low-metallicity galaxies have very different dust properties compared to the Galaxy. Our main results are: (i) a paucity of PAHs which are likely destroyed by the hard penetrating radiation field, (ii) a very small ($\sim 3 - 4$ nm) average size of grains, consistent with the fragmentation and erosion of dust particles by the numerous shocks, (iii) a significant millimetre excess in the dust spectral energy distribution which can be explained by the presence of ubiquitous very cold dust ($T = 5 - 9$ K) accounting for 40 to 80 % of the total dust mass, probably distributed in small clumps. We derive a range of gas-to-dust mass ratios between 300 and 2000, larger than the Galactic values and dust-to-metals ratios of 1/30 to 1/2. The modeled dust size distributions are used to synthesize an extinction curve for each galaxy. The UV slopes of the extinction curves resemble that observed in some regions in the Large Magellanic Cloud. The 2175 Å bumps of the modeled extinction curves are weaker than that of the Galaxy, except in the case of II Zw 40 where we are unable to accurately constrain the 2175 Å bump carrier.

Key words. ISM: dust, extinction – Galaxies: dwarf – Galaxies: starburst – Infrared: galaxies – Submillimeter

1. Introduction

Since dust can either reveal or conceal star formation activity, it plays an important role, often as an elusive villain, in the interpretation of the cosmic star formation history. While characterisation of the detailed dust properties is required to understand the attenuation of the starlight, and to determine the in situ star formation properties, it is difficult to achieve this due to the necessity of sampling a broad range of the dust spectral energy distribution (SED). We have been carrying out studies of detailed SED modeling, with the goal of reproducing a self-consistent model for emission and extinction in galaxies,

in order to explore the effects of different environments on the dust properties. We began our efforts with low metallicity environments. What has been gleaned to date indicates that low metallicity environments can, indeed, harbor non-negligible quantities of dust (Thuan et al., 1999; Plante & Sauvage, 2002; Galliano et al., 2003), the effects of which can not be ignored. Additionally, the physical properties of the dust do not resemble those of the Galaxy (Galliano et al., 2003; Vanzi & Sauvage, 2004). These results call to question the validity of the seemingly-innocuous assumption of Galactic-dust properties. All of these results have striking implications on the interpretation of extragalactic SEDs, and influence our view of the cosmic star formation history.

This is the third paper in a series of publications studying the dust properties in star-bursting low-metallicity dwarf galaxies. The first paper (Madden et al., 2005, here-

Send offprint requests to: galliano@avak.gsfc.nasa.gov

* current address: Infrared Astrophysics Branch, Code 685, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

after paper I) was a mid-IR spectroscopic study of a sample of dwarf galaxies observed by ISOCAM. The second paper (Galliano et al., 2003, hereafter paper II) presents a detailed model of the dust SED of the dwarf NGC 1569. Here, we present a study similar to paper II, applied to the three starbursting dwarf galaxies II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. In this paper we pull together all that we have learned from in depth analyses of an assortment of low-metallicity environments.

II Zw 40 is a blue compact dwarf galaxy (BCD), at a distance of $D \simeq 10$ Mpc, often considered to be the prototypical H II galaxy, its nucleus being dominated by one large H II region of ~ 0.5 kpc diameter. Its bright optical core is located inside a large H I envelope. The two tails seen in optical and near-infrared (e.g. Cairós et al., 2001; Vanzi et al., 1996), are the relics of the merger of two smaller galaxies (Brinks & Klein, 1988). The starburst could be very young. The metallicity has been determined to be $Z \sim 1/6 Z_{\odot}$ (Masegosa et al., 1994). This galaxy is H I rich ($M(\text{H I}) = 4.4 \times 10^8 M_{\odot}$; van Zee et al., 1998), while the molecular gas emission is very weak ($M_{\text{mol}} < 0.4 \times 10^6 M_{\odot}$; Meier et al., 2001). The radio continuum emission is compact and mainly thermal free-free (Beck et al., 2002).

He 2-10 (ESO 495-G21) is a very bright southern BCD galaxy, located at a distance of $D \simeq 9$ Mpc. It was the first Wolf-Rayet galaxy to be identified (Allen et al., 1976). Its peculiarities among BCD galaxies is that its metallicity appears to be almost solar (Kobulnicky et al., 1999) and it has a relatively large amount of molecular gas (Meier et al., 2001). The starburst is concentrated in two regions separated by a dust lane. It contains several Super Star Clusters (SSCs) probing a burst of a few Myr (Johnson et al., 2000). This recent burst could have been triggered by the interaction with a molecular cloud (Kobulnicky et al., 1995). A radio map (Kobulnicky & Johnson, 1999) reveals several compact thermal continuum sources, indicating ultra-dense H II regions. H α images show a large scale bipolar outflow of gas (Méndez et al., 1999).

NGC 1140 is an amorphous starburst galaxy, larger than II Zw 40 and He 2-10 with a larger reservoir of gas. Its size is roughly $1.7' \times 0.9'$ (Buat et al., 2002), at the distance of $D \simeq 20 - 25$ Mpc. The central H II complex of NGC 1140 has an H α luminosity which is 40 times higher than that of 30 Doradus (Hunter et al., 1994a) and contains several SSCs which have been studied in detail by Hunter et al. (1994b) and de Grijs et al. (2004). Its star formation rate is about $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. NGC 1140 may be in the final stages of a merger (Hunter et al., 1994a) and has a small dwarf companion. Among the four dwarf galaxies of our sample (NGC 1569, II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140), it is the only one which shows pronounced PAH emission at mid-IR wavelengths (paper I).

The modelling of the global SED of a dwarf galaxy, using actual dust models, has been presented by Madden (2000), Galliano et al. (2002), Lisenfeld et al. (2002), Galliano et al. (2003), Takeuchi et al. (2003) and this study. Takeuchi et al. (2003) have used a dust evolution

model to fit the IR SED of SBS 0335-052. Lisenfeld et al. (2002) and Galliano et al. (2003) (paper II) applied the Désert et al. (1990) model to NGC 1569. Galliano et al. (2003), having sufficient observational constraints, were able to constrain the dust size distribution of different dust components for NGC 1569. Our conclusion in paper II was that the global IR SED in NGC 1569 is composed of dust components with very different size distributions from our Galaxy and contrary to our Galaxy, is dominated by *small dust particles* ($\lesssim 10$ nm). Additionally, a submillimetre excess was found that could be attributed to a very cold dust component.

Studies on the ISM of dwarf galaxies, on smaller spatial scales have also been conducted. Bot et al. (2004) applied the Désert et al. (1990) model to the diffuse emission of the Small Magellanic Cloud (SMC). While they did not vary the size distribution, they took into account the variations of the radiation field. They had difficulty fitting the $60 \mu\text{m}$ flux. Finally, Plante & Sauvage (2002) and Vanzi & Sauvage (2004) have modelled the dust SED around the SSCs in SBS 0335-052 and NGC 5253, respectively. They used Dusty (Ivezic & Elitzur, 1997) which solves the radiative transfer equations in a spherical environment, without considering the process of stochastic heating. In these cases, the size distributions of the local environments were found to be dominated by large grains. These different results obtained for global galactic scales versus more local regions around the SSCs is likely due to the destruction of small grains around SSCs, as is also observed in the vicinity of AGNs (Maiolino et al., 2001a,b).

The paper is organised as follows. Section 2 presents an overview of our new observations and the data we obtained from the literature. Section 4 presents the modeled SEDs of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140 and the consequences of the results on the dust properties. We end with a summary and the conclusions in Sect. 5, which ties together Papers I, II and III.

2. The observations

Observed SEDs were constructed as completely as possible, using our ISOCAM data (paper I), our new 450 and $850 \mu\text{m}$ JCMT (SCUBA) observations and our IRAM (MAMBO) observations presented here, as well as incorporating data from the literature for various telescopes and wavelengths. The differences in beam sizes are not of great concern for this paper, since we are modeling the global SEDs here.

2.1. SCUBA images

We obtained 450 and $850 \mu\text{m}$ data of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140, with SCUBA (Holland et al., 1999), a bolometer array on the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), during two observing runs during February 2000 and December 2000. Observations were carried out in the jiggle-mapping mode using a 64-point jiggle pattern with a chop throw of $150''$. The precise data reduction

F. Galliano et al.: The Dust Spectral Energy Distributions of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140

3

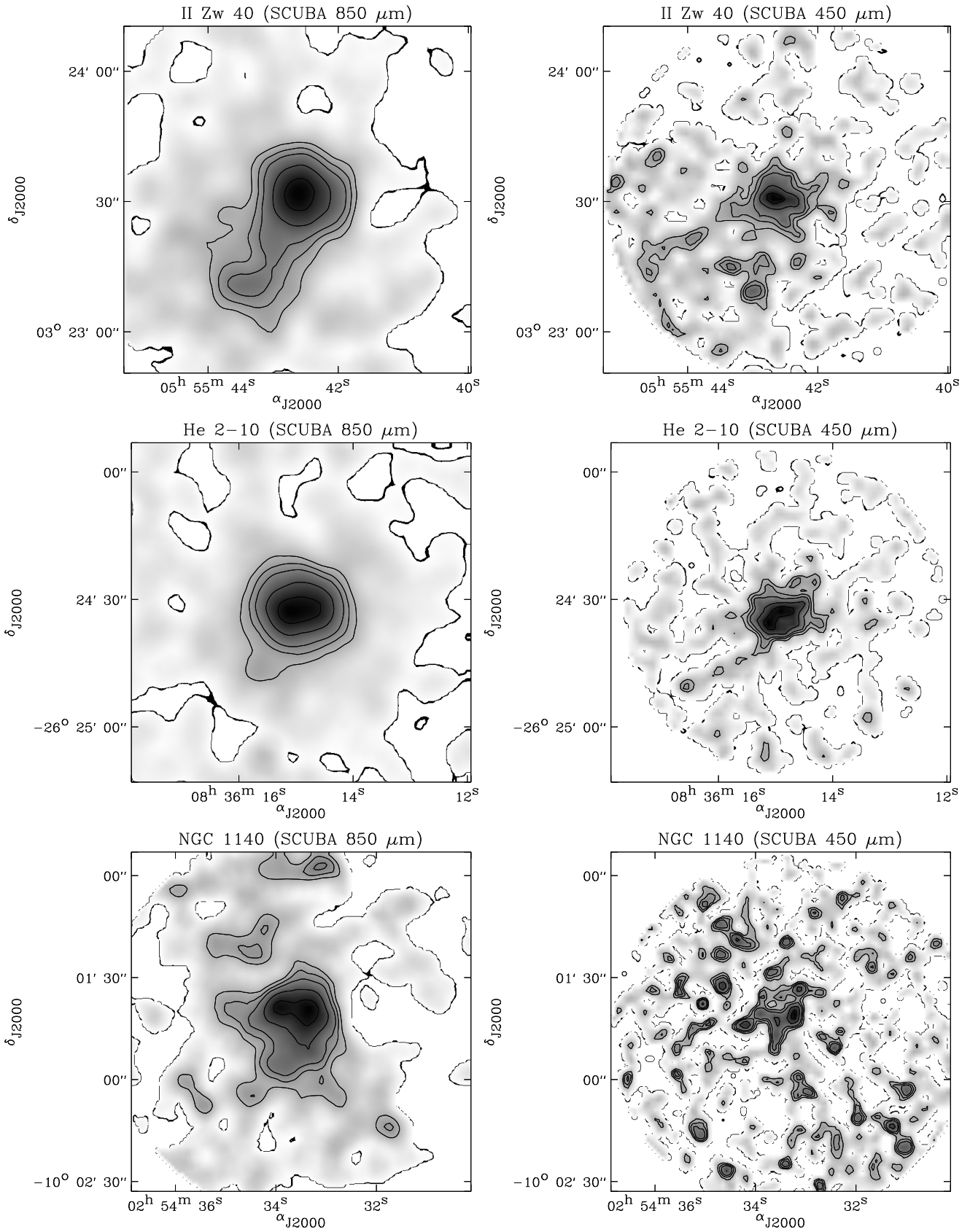


Fig. 1. SCUBA maps of the three galaxies. The first row of images is II Zw 40, the second is He 2-10, and the third is NGC 1140. The wavelength of the left column images is 850 μm and the wavelength of the right column images is 450 μm . The field of view is the same for the 450 μm and 850 μm images of each galaxy and the color table has the same dynamic range. The contours are 99, 90, 70, 50, 40 and 30% of the peak flux values.

method used is described in detail in paper II including details of the error analyses. The full width at half maximum (FWHM) of the beam is $8.5''$ at $450\ \mu\text{m}$ and $15.2''$ at $850\ \mu\text{m}$. The measured τ_{CSO} at 225 GHz, obtained from the Caltech Submillimeter Observatory (CSO) radiometer, ranged from 0.04 to 0.1 during our observations and our observed calibration sources were Uranus, Mars or CRL 618. The final images are shown in Fig. 1 and the fluxes are presented in Table 1. The signal-to-noise ratios of these images are: $S/N(850\ \mu\text{m}) \simeq 10$ and $S/N(450\ \mu\text{m}) \simeq 7$, for NGC 1140; $S/N(850\ \mu\text{m}) \simeq 15$ and $S/N(450\ \mu\text{m}) \simeq 11$, for II Zw 40; $S/N(850\ \mu\text{m}) \simeq 23$ and $S/N(450\ \mu\text{m}) \simeq 14$, for He 2-10.

The contamination of the $850\ \mu\text{m}$ fluxes, due to the CO(3-2) line, can be quantified from observations reported in the literature. Based on CSO observations, Meier et al. (2001) give an upper limit for II Zw 40 of $I_{\text{CO}(3-2)} \lesssim 0.9\ \text{K km s}^{-1}$ in $22''$, which we convert to $F_{\text{CO}(3-2)}^{850\ \mu\text{m}} \lesssim 3.4\ \text{mJy}$, for the total galaxy by using the deconvolved $850\ \mu\text{m}$ SCUBA map and assuming that the CO emission has the same spatial distribution as the cold dust. Meier et al. (2001) also give the $I_{\text{CO}(3-2)}$ for several pointings in He 2-10 which have some overlap with our SCUBA data. We took the central measurement $I_{\text{CO}(3-2)} = 16.6\ \text{K km s}^{-1}$ and scaled it in the same manner as for II Zw 40. The estimated CO(3-2) flux in the $850\ \mu\text{m}$ band for the total galaxy is, thus, $F_{\text{CO}(3-2)}^{850\ \mu\text{m}} = 30\ \text{mJy}$ (Table 1). In the case of NGC 1140, we did not find any CO(3-2) measurement, in the literature. However, this contribution should be very low considering the contribution of the CO(2-1) line in the MAMBO band (Sect. 2.2), thus we believe that this contribution is not significant.

The radio continuum contribution to our total submillimetre fluxes can be estimated by extrapolating from the numerous radio fluxes given in the literature. The radio continuum at submillimetre wavelengths is normally dominated by free-free emission in galaxies (e.g. Condon, 1992). The free-free emission is described by $F_\nu \propto \nu^{-0.1}$. In the case of II Zw 40, Sramek & Weedman (1986) report a global thermal flux of $S_\nu = 13.9 - 15.2\ \text{mJy}$ at 4.8 GHz. We deduce a flux $S_\nu = 9.1 - 9.9\ \text{mJy}$ at $850\ \mu\text{m}$ ($\lesssim 10\%$) and $S_\nu = 8.5 - 9.3\ \text{mJy}$ at $450\ \mu\text{m}$ ($\lesssim 4\%$). For He 2-10, Kobulnicky & Johnson (1999) report a total flux of $F_\nu = 21.1 \pm 1.2\ \text{mJy}$ at 14.9 GHz, which we convert to $S_\nu = 14.5 - 15.4\ \text{mJy}$ at $850\ \mu\text{m}$ ($\lesssim 13\%$) and $S_\nu = 13.6 - 14.4\ \text{mJy}$ ($\lesssim 4\%$) at $450\ \mu\text{m}$. We could not find a decomposition between thermal and non-thermal flux, thus this estimate serves at the upper limit of the radio contribution in our bands. We remain conservative here in order to be sure that if we do observe a submillimetre excess arising from dust in these galaxies, as found previously in NGC 1569 (paper II), the results will not be effected by our assumptions of contamination from non-dust sources. Finally, Klein et al. (1983) report a $S_\nu = 11 \pm 3\ \text{mJy}$ flux at 10.7 GHz, in NGC 1140. Thus, we are able to give a range of values of $S_\nu = 5.6 - 9.9\ \text{mJy}$ at $850\ \mu\text{m}$ ($\lesssim 12\%$)

and $S_\nu = 4.9 - 8.6\ \text{mJy}$ at $450\ \mu\text{m}$ ($\lesssim 4\%$). These contributions are summarised in the last part of Table 1. Thus, subtracting the radio continuum and CO contributions to the observed submillimetre fluxes, we are confident that we can quantify the flux density arising from dust only.

	II Zw 40 (mJy)	He 2-10 (mJy)	NGC 1140 (mJy)
$F_{450\ \mu\text{m}}^{\text{tot}}$	248 ± 81	342 ± 65	272 ± 55
$F_{850\ \mu\text{m}}^{\text{tot}}$	98 ± 14	130 ± 12	69 ± 28
CO(3-2) $_{850\ \mu\text{m}}$	$\lesssim 3.4$	~ 30	-
Radio:			
- 450 μm	8.5 - 9.3	13.6 - 14.4	4.9 - 8.6
- 850 μm	9.1 - 9.9	14.5 - 15.4	5.6 - 9.9

Table 1. Flux and contributions to the submillimetre bands of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. The total fluxes are not corrected for radio continuum and CO(3-2).

As noted for NGC 1569 (paper II), the morphology of the submillimetre emission (Fig. 1) is not concentrated toward the outer regions. It follows relatively well the mid-IR emission, the peak being correlated with the star forming regions.

2.2. MAMBO observations

We obtained 1.3 mm data (230 GHz, bandwidth $\simeq 80\ \text{GHz}$) of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140, with MAMBO (Kreysa et al., 1999), a bolometer array on the IRAM 30 meter radio-telescope, during two observing runs in December 2001 and January 2002. Observations were carried out in On-Off mode using the 117-bolometer array.

The On-Off observations were conducted in standard chop-nod mode, with individual scans divided in 6 sub-scans each of which yielded 20 seconds of on+off source exposure. The secondary mirror was chopped by $55''$ in azimuth for II Zw 40 and He 2-10 and $70''$ for NGC 1140. The pointing and the focus of the telescope were checked every hour. The data were analysed with the NIC software (Brogière et al., 2002) from the GILDAS package. The data reduction included the following steps.

- 1) Atmospheric opacity: The skydip measurements were carried out every two hours. The τ_{230} , optical depth of the atmosphere at 230 GHz, varied between 0.14 and 0.35 during the observations and was below 0.2 during most of the scans. Moreover, it was relatively constant between successive skydips. Each scan was corrected for atmospheric extinction using linear interpolation of the opacity measurements obtained from the skydip preceding the scan and that following the scan.
- 2) Gain and bad bolometers: Some bolometers are known to be noisy. We flagged these currently-identified bad bolometers during the remaining procedures.
- 3) Spikes: A despiking function is applied to each bolometer, with a threshold of $5 \times \sigma$. The spikes found are removed and replaced by the interpolation of the adjoining data.

4) Final signal: The mean signal of each bolometer and its variance is computed from the corresponding subscans. A baseline is removed from the raw signal by a least-square fit of a straight line to the weighted sequence of ON and OFF means. The high-frequency noise is removed from all of the channels. Finally, the flux of the reference channel is determined by removing the flux density of the adjacent four channels. If \mathcal{F}_{ib} is the flux in counts of the scan i in the bolometer b , we calculate the mean, $\mathcal{F}_b = \langle \mathcal{F}_{ib} \rangle_{\text{scans}}$, of every scan flux, \mathcal{F}_{ib} , weighted by $1/\sigma_i^2$, where $\sigma_i = \sigma(\mathcal{F}_{ib})_{\text{bolo}}$ is the deviation of each scan. We subtract the foreground emission which is determined from the mean flux of the bolometers which are not on the source. Thus, the final signal of each bolometer is $\mathcal{F}_b^{\text{corr}} = \mathcal{F}_b - \langle \mathcal{F}_b \rangle_{b-\{\text{source}\}}$. These $\mathcal{F}_b^{\text{corr}}$ are plotted in Fig. 2 for the two galaxies which are detected.

5) Calibration: Mars, α Ori, NGC 7538 and HL τ were observed daily as primary and secondary calibrators. The calibration data were reduced in the same way as other galaxies. We compute a flux conversion factor, Φ , which provides the relationship between counts and astrophysical fluxes (in Jy), averaged over the calibrators. The flux of our sources is converted to astrophysical flux values (in Jy/beam), $F_b = \Phi \times \mathcal{F}_b^{\text{corr}}$, by multiplying the signal by the conversion factor. We use the submillimeter spatial distribution to scale this flux to the total flux of each galaxies. First, we deconvolve the SCUBA 850 μm maps with a multi-resolution Lucy algorithm from the MR/1 package (Starck et al., 1998), using a 3σ detection threshold. Second, we convolve this image to the IRAM 30-meter beam and we extract the ratio of the total flux to the flux in one beam, $\mathcal{R} = F_{\nu}^{\text{tot}}(850\mu\text{m})/F_{\text{beam(IRAM)}}(850\mu\text{m})$. We multiply the IRAM flux in Jy/beam by this ratio to obtain the total flux at 1.3 mm, $F_{\nu}^{\text{tot}}(1.3\text{mm}) = F_{b_{\text{ref}}} \times \mathcal{R}$, where b_{ref} is the reference bolometer. The final fluxes are given in Table 2; the values of \mathcal{R} is given in the last part of this table.

6) Error estimation: The error on the total flux is given by $\Delta F_{\nu}^{\text{tot}}(1.3\text{mm}) = \Delta F_{b_{\text{ref}}} \mathcal{R} + F_{b_{\text{ref}}} \Delta \mathcal{R}$. The error on the aperture, $\Delta \mathcal{R}$, is estimated by shifting the SCUBA image convolved by the IRAM beam by $\pm 3''$ in RA and DEC. This $3''$ error is the typical IRAM pointing error (Wild, 1999) and is consistent with deviations observed during the pointing verification measurements during the observations. The error on the flux in one beam, $\Delta F_{b_{\text{ref}}}$, is the quadratic sum of two components: $(\Delta F_{b_{\text{ref}}})^2 = \sigma^2(F_{b-\{\text{source}\}}) + (\Delta \Phi/\Phi)^2$. The first component, $\sigma(F_{b-\{\text{source}\}})$, is the RMS of the final signal. The second component, $\Delta \Phi/\Phi$, is the relative deviation of the flux conversion factor over the various calibrators. The various contributions to the error are given in percentage in Table 2.

7) Non-dust contamination: The expected contamination from the CO(2-1) line can be quantified from measurements in the literature. In the case of IIZw 40, we estimate 0.1 mJy due to the CO(2-1) line in the IRAM 1.3 mm broadband from Sage et al. (1992). For He 2-10, we estimate a flux of 4 mJy in a $12.5''$ aperture from Baas et al.

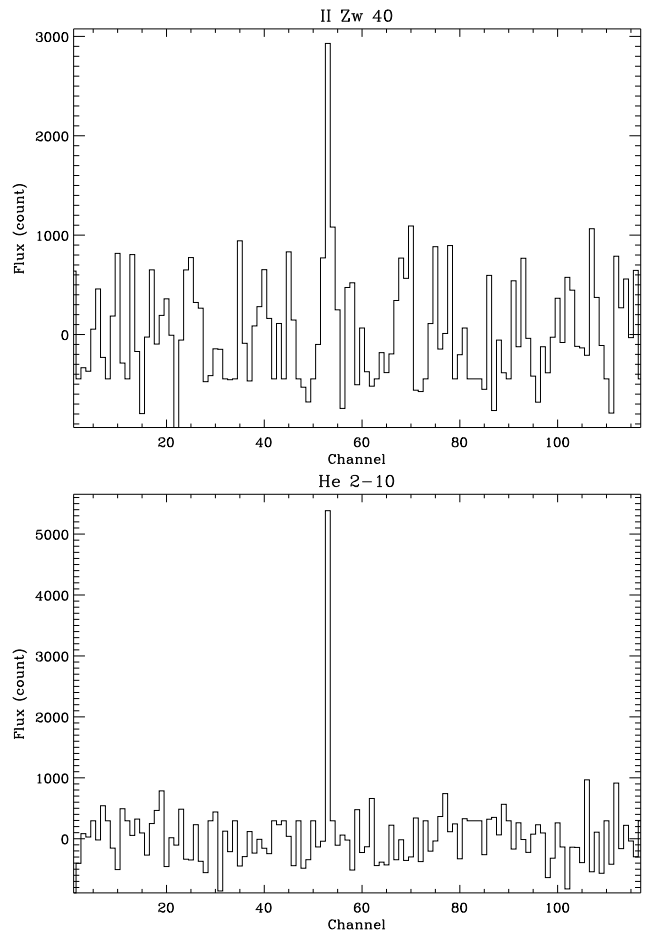


Fig. 2. On-Off observations for the two detected galaxies, IIZw 40 and He 2-10. These plots show the signal in each bolometer after foreground subtraction. The peak corresponds to the reference channel (n° 53) which is centered on the source. The other channels are assumed to see the sky.

(1994), and scale it to ~ 5 mJy for the total galaxy. The upper limit given by Hunter & Sage (1993), for NGC 1140, gives a CO(2-1) flux in the IRAM band of $\lesssim 0.02$ mJy. The radio continuum component can be extrapolated from radio fluxes that we used in Sect. 2.1. In the case of IIZw 40, we deduce a flux $S_{\nu} \simeq 9.5 - 10.3$ mJy at 230 GHz ($\lesssim 24\%$); for He 2-10, $S_{\nu} \lesssim 15.1 - 17.0$ mJy at 230 GHz ($\lesssim 28\%$) and $S_{\nu} \simeq 5.9 - 10.3$ mJy at 230 GHz for NGC 1140 ($\simeq 20\%$). These contributions are summarised in Table 2.

2.3. Infrared data

The details and the data treatment of the ISOCAM CVF mid-IR observations are presented in paper I. We found that the slope of the mid-IR spectrum is a critical factor in constraining the dust model, particularly in the 5 to 16 μm wavelength range (paper II). Thus, using only the IRAS 12 μm band does not provide sufficient constraints on the mid-IR SED which predominantly traces the hot dust component. From a fit of the spectrum in IIZw 40, we find that the internal extinction is $A_V \simeq 15$ (paper I). We

	IIZw 40	He 2-10	NGC 1140
	(mJy)	(mJy)	(mJy)
$F_{\nu}^{\text{tot}}(1.3 \text{ mm})$	43 ± 13	60 ± 14	$\lesssim 48$
Radio cont.	9.5 – 10.3	15.1 – 17.0	5.9 – 10.3
CO(2-1) line	0.1	4	$\lesssim 0.02$
RMS error	17 %	2 %	100 %
$\Delta\Phi/\Phi$	16 %	12 %	16 %
$\Delta\mathcal{R}$	22 %	25 %	30 %
$1/\mathcal{R}$	41 %	48 %	22 %

Table 2. Contributions to the 1.3 millimeter fluxes of IIZw 40, He 2-10 and NGC 1140. The total fluxes, $F_{\nu}^{\text{tot}}(1.3 \text{ mm})$, are not corrected for radio continuum and CO(2-1).

use the dereddened spectrum in the modeling. We characterised the mid-IR dust continuum by choosing a few wavelength regions of the CVF which do not contain aromatic bands or ionic lines (Table 4).

IRAS fluxes for IIZw 40 and NGC 1140 are given by Hunter et al. (1989) and by Melisse & Israel (1994). Thronson & Telesco (1986) also give the IRAS fluxes for IIZw 40. The values for the four IRAS broadbands given by these authors are consistent. Moreover, the $12 \mu\text{m}$ IRAS flux is consistent with the ISOCAM CVF spectrum integrated into this band (paper I). For our modeling purposes, we use the values of Hunter et al. (1989) since error bars are also provided. These fluxes have been color-corrected. We use the IRAS fluxes for He 2-10 from Sauvage et al. (1997).

In the case of IIZw 40, an additional $20 \mu\text{m}$ flux of $1.0 \pm 0.2 \text{ Jy}$ is given by Roche et al. (1991). For He 2-10, we consider the flux at $11.65 \mu\text{m}$ reported by Sauvage et al. (1997), who also give a N band flux for He 2-10. However we use the N band flux from Vacca et al. (2002) instead, since there is a large discrepancy between this flux and that cited by Sauvage et al. (1997) (see the discussion by Vacca et al., 2002). We include an unpublished M band observation of He 2-10 (Sauvage & Vanzi, 2005) in our SED.

2.4. Optical data

To constrain the input stellar radiation field we use optical data from the literature. There are several papers reporting optical observations of IIZw 40, He 2-10 and NGC 1140. We choose magnitudes explicitly given for the total galaxy and where the authors specified the Galactic foreground extinction corrections. Preference was given to measurements quantifying the uncertainties. In some cases, we were obliged to scale data which were given for an aperture smaller than the total size of the galaxy.

In the case of IIZw 40, we used B, V, R and I magnitudes from Cairós et al. (2001) and U magnitude from the RC3 catalog (de Vaucouleurs et al., 1991). The B magnitude, given by Cairós et al. (2001) is also consistent with that provided by Heisler & Vader (1994), Deeg et al. (1997) and de Vaucouleurs et al. (1991). The V magnitude of Cairós et al. (2001) is consistent with that of de

Vaucouleurs et al. (1991) and the R and I magnitudes are consistent with Deeg et al. (1997). The J, H and K fluxes of IIZw 40 reported by Vanzi et al. (1996) for an aperture of $27''$, were scaled to obtain values for the entire galaxy. We computed the scaling factors from the original images (Vanzi et al., 1996).

He 2-10 has been observed by Johansson (1987) in U, B, V, R, I, J, H and K bands in several apertures. U, B and V observations are given for the total galaxy (aperture of $61''$), while the other bands have been observed in, at most, a $31''$ aperture. The difference is relatively small (15%). We scaled the $31''$ flux measurements to fit the U, B, V bands in the total galaxy aperture. The error bars were not provided by the author. Consequently, we took the deviation of the two sets of observations reported by the author and added the error induced by the differences of apertures. Even with these considerations, the uncertainties we obtained are relatively small and may be underestimated.

For NGC 1140, we used U, B, V, R and I magnitudes from Gallagher & Hunter (1987) and J, H and K magnitudes from Hunter & Gallagher (1985). Buat et al. (2002) also observed NGC 1140 around $0.1 \mu\text{m}$, in a $30'' \times 30''$ aperture which we believe encompasses the majority of the emission of the galaxy at these wavelengths, which is concentrated within a diameter $< 3 \text{ kpc}$ (Hunter et al., 1994b).

These data, summarised in Table 3, are used to constrain the stellar SED.

	IIZw 40	He 2-10	NGC 1140
Band (μm)	Flux (mJy)	Flux (mJy)	Flux (mJy)
0.36 (U)	15.3 ± 2.3	63.2 ± 2.1	15.1 ± 2.3
0.44 (B)	23.8 ± 1.6	90.8 ± 3.0	21.2 ± 3.2
0.55 (V)	32.9 ± 6.3	100.7 ± 5.0	23.6 ± 3.5
0.64 (R)	36 ± 11	122.1 ± 4.0	26.8 ± 4.0
0.79 (I)	29.3 ± 9.7	126.5 ± 4.1	35.2 ± 5.3
1.26 (J)	20.6 ± 4.1	147.9 ± 4.8	36.4 ± 5.5
1.60 (H)	21.9 ± 3.3	175.4 ± 5.7	40.1 ± 6.0
2.22 (K)	18.5 ± 2.8	130.2 ± 7.5	28.6 ± 4.3

Table 3. Optical data from the literature (references in the text). These fluxes are global values, corrected for the foreground Galactic extinction but not for internal extinction.

3. Self-consistent modeling of the global SED

The modeling of the global SEDs of IIZw 40, He 2-10 and NGC 1140 is done using the exact same procedure as described in paper II, for the case of NGC 1569. We refer to this paper for the detailed description of the procedure we use here. The main steps are the following.

- UV-to-optical data from the literature (Table 3), corrected for the Galactic extinction are used to constrain the stellar radiation field. This radiation field is modeled with PÉGASE (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997),

a stellar evolutionary synthesis model. We consider two instantaneous bursts of star formation representing the young stellar population created by the recent starburst and the old underlying population. We are only interested in the shape of the ISRF here, and the age is a free parameter. Hence, the initial metallicity is not of great concern, thanks to the age-metallicity degeneracy (e.g. Le Borgne et al., 2004). However, for a given metallicity, several age combinations fit the observations.

- The stellar population age degeneracy is removed by constraining a photoionisation model (CLOUDY; Ferland, 1996) with the mid-IR ionic line ratios that we measure (paper I).
- This radiation field is used to heat the dust which is modeled with the Désert et al. (1990, hereafter DBP90) model. We fit the observed IR SED by varying the dust size distribution. The solution allows us to synthesize an extinction curve self-consistent with the emission properties.
- We iterate this process, correcting the UV-to-optical data for internal extinction with the synthesized extinction curve, until we reach an agreement between the extinction and emission. Only the spectral dependency of the extinction curve is taken into account. The global internal optical depth is deduced from the energy balance between stars and dust:

$$F_{\star} = F_{\text{UV-opt}} + F_{\text{IR-mm}}, \quad (1)$$

where F_{\star} is the intrinsic flux emitted by the stars, $F_{\text{UV-opt}}$, the escaping stellar flux, and $F_{\text{IR-mm}}$, the flux reemitted by the dust (these fluxes are integrated over frequency).

3.1. The observed SEDs

The stellar SEDs are constrained by the fluxes in Table 3 and by mid-IR ionic line ratios (paper I). The [Ne II] (12.81 μm) line is not detected in II Zw 40, thus, in this case, we constrain the photoionisation model with only two ratios: [S IV]/[Ne III] and [Ar III]/[Ne III]. In the case of He 2-10, we do not have an ISOCAM CVF spectrum. However Beck et al. (1997) report NASA IRTF mid-IR spectroscopy of this galaxy and they measure ionic line intensities. We deduce from this study, the ratios [Ne II]/[Ar III] = 12.5 ± 5.2 and [Ne II]/[S IV] = 50 ± 40 .

The dust SEDs are constrained by the data points shown in Table 4. All the non-dust contributions have already been subtracted from these fluxes listed in Table 4.

3.2. The dust model

As in paper II, we define an effective radius of the galaxies, R_{eff} , which is the effective distance between stars and dust in a thin shell model. We estimate the equivalent radius, R_{equiv} , by fitting an ellipse to the 850 μm images and $R_{\text{eff}} = 3/4 \times R_{\text{equiv}}$.

For II Zw 40, we assume a distance of $D = 10 \pm 1$ Mpc and for He 2-10, we assume $D = 9 \pm 1$ Mpc, consistent with all the recent values adopted in the literature (Roche et al., 1991; Conti, 1991; Vacca & Conti, 1992; Telesco et al., 1993). In the case of NGC 1140, we adopt $D = 23 \pm 2$ Mpc to be consistent with the recent values of 20 to 25 Mpc (Kinney et al., 1993; Hunter et al., 1994a; Saikia et al., 1994; Heckman et al., 1998; Buat et al., 2002). The relevant model parameters for the sources are given in Table 5.

Name	R_{eff} (kpc)	D (Mpc)	$M(\text{H I})$ (M_{\odot})	Z/Z_{\odot}
II Zw 40	0.5 ± 0.2	10 ± 1	4.4×10^8 ^a	$\sim 1/6$ ^b
He 2-10	0.8 ± 0.3	9 ± 1	3.1×10^8 ^c	$\sim 1/1$ ^d
NGC 1140	2.6 ± 0.9	23 ± 2	7.5×10^9 ^e	$\sim 1/3$ ^f

Table 5. Physical parameters of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. R_{eff} is deduced from our mid-IR and submillimetre images, the other parameters are found in the literature. D is the distance to the galaxy and Z , the metal abundances. (a) van Zee et al. (1998); (b) e.g. Walsh & Roy (1993), Masegosa et al. (1994); (c) Sauvage et al. (1997); (d) Kobulnicky et al. (1999); (e) Hunter et al. (1994a); (f) Guseva et al. (2000).

The DBP90 dust model was originally designed to explain the dust properties of the Milky Way and includes three dust components: the Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs) which are responsible for the mid-IR emission features at 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm , the Very Small Grains (VSGs), which are assumed to be the carriers of the 2175 \AA extinction bump and the Big Grains (BGs), which have an emission peak in the far-IR. VSGs are carbonaceous grains and BGs are silicate grains. Each of the 3 dust components is described by their minimum and maximum grain size (a_{-} and a_{+}), and α , the index of the power law size distribution which is $n(a) \propto a^{-\alpha}$ (a is the grain radius and $n(a)$ is the number density of grains between a and $a + da$). The dust mass abundance of each component is $Y = M_X/M_H$, where M_X is the mass of the dust component, X , and M_H is the hydrogen mass in the galaxy.

4. Results and discussion

4.1. The model parameters

We attempt to fit the observed SED with the DBP90 dust model, varying the dust parameters for each components. We retain the original denomination of BGs, even if the model results indicate that these grains are small, as in the cases reported here. The values of the parameters of the best χ^2 fits to the SEDs (Fig. 3) are given in Table 6.

The bulk of the emission originates essentially in the VSGs and BGs (Fig. 3). The free parameters are, for the VSGs, a_{+} , α and Y , and for the BGs, a_{-} , α and Y . We fix a_{+}^{BG} to the Galactic value, since its determination from the fit is very uncertain, the large sizes being not significant

Instrument	II Zw 40		He 2-10		NGC 1140	
	λ (μm)	Flux (mJy)	λ (μm)	Flux (mJy)	λ (μm)	Flux (mJy)
ISOCAM	8.8	89 ± 55			6.1	41 ± 26
	9.4	132 ± 47			6.2	89 ± 22
	10.1	177 ± 64			6.5	46 ± 25
	10.8	238 ± 64			6.9	55 ± 21
	11.8	315 ± 65			7.4	82 ± 21
	12.1	339 ± 67			7.6	119 ± 20
	13.2	417 ± 73			7.8	113 ± 20
	13.9	458 ± 75			7.9	120 ± 21
	14.6	489 ± 69			8.1	65 ± 20
	15.0	504 ± 78			10.9	82 ± 15
	16.0	532 ± 87			11.1	149 ± 17
					11.3	192 ± 17
					11.5	118 ± 18
					11.7	90 ± 16
					13.4	91 ± 23
				13.9	62 ± 20	
				14.4	89 ± 23	
				16.1	78 ± 35	
Others	20 (Q)	1000 ± 200	4.8 (M)	60 ± 9		
			10.1 (N)	720 ± 95		
			11.65	850 ± 100		
IRAS			12	1100 ± 160		
	25	2170 ± 300	25	6550 ± 980	25	390 ± 70
	60	7280 ± 900	60	23800 ± 3600	60	3940 ± 600
	100	6360 ± 1100	100	31800 ± 4800	100	5000 ± 800
SCUBA	443	241 ± 81	443	328 ± 67	443	270 ± 110
	863	87 ± 14	863	85 ± 36	863	69 ± 28
MAMBO	1200	33 ± 13	1200	40 ± 18	1200	$\lesssim 42$

Table 4. Observed dust SED. The data are the flux values used to constrain the dust model. They are corrected for all non-dust effects (molecular lines, radio continuum) and extinction. The references are given in the text in Sect. 2. For NGC 1140, the ISOCAM data which are reported are those used to constrain both the continuum and the PAH bands. The VSGs have been constrained separately (see explanation in text).

contributors to the emission. For He 2-10 and NGC 1140, we also fix a_{VSG} to the Galactic value, since the best χ^2 is obtained for very low unphysical values (a few Å). On the other hand, in II Zw 40, the value of a_{VSG} can be determined. Among our sources, He 2-10 is the most poorly observed, since we do not have a CVF spectrum, however the number of free parameters remains smaller than the number of observations (Table 6). The PAH emission is detected only in NGC 1140, then Y_{PAH} is a free parameter. For II Zw 40 and He 2-10, we are able to put only an upper limit on the PAH mass. The three component DBP90 dust model is not adequate to explain the full dust SED out to millimetre wavelengths for any of the galaxies, as we first discovered in NGC 1569 (see paper II for this point). We are compelled to add a fourth component to these three components for each of the galaxies: the Very Cold Grains (VCGs), modeled using a modified black body, with emissivity indices of $\beta = 1$ (consistent with carbonaceous grain properties) and $\beta = 2$ (consistent with silicate grain properties). This very cold dust component is constrained, only by the three submillimetre observations, which have large error bars. Thus it is very difficult to constrain the temperature, the mass and the β of this component. We choose

to vary only the temperature T and the mass of this component, considering the different values of β . However, for II Zw 40 and He 2-10, the fit with $\beta = 2$ gives a dust mass higher than the metal mass of the galaxy, thus we exclude this value and fit only a $\beta = 1$ black body. In the case of NGC 1140, we only have an upper limit on the flux at 1.3 mm, so we do not have sufficient data to constrain the value of β .

Table 6 contains the values of several statistical quantities: n is the number of observations, m , the number of free parameters used for the standard model, m_{VCG} , the number of free parameters after the introduction of the VCGs, $\bar{\chi}^2 = \chi^2 / (n - m - 1)$ is the reduced chi square, for the standard model, and χ^2_{VCG} , the reduced chi square with VCGs. The introduction of the VCGs having important astrophysical consequences, it should be examined with scrutiny. Hence, we have calculated the Akaike's Information Criterion (AIC), in order to examine the validity of introducing this new component. The AIC is a statistical quantity that can be regarded as the extension of the log likelihood, including the effect of the instability induced by the number of parameters. An elementary derivation of the AIC can be found in Takeuchi (2000),

		Milky Way	NGC 1569	II Zw 40	He 2-10	NGC 1140
PAHs	Y	4.3×10^{-4}	$\lesssim 1 \times 10^{-6}$	$\lesssim 5 \times 10^{-7}$	$\lesssim 3 \times 10^{-6}$	8.3×10^{-7}
	a_-	0.4 nm	0.4 nm	0.4 nm	0.4 nm	0.4 nm
	a_+	1.2 nm	1.2 nm	1.2 nm	1.2 nm	1.2 nm
	α	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
VSGs	Y	4.7×10^{-4}	1.8×10^{-5}	2.3×10^{-5}	4.9×10^{-5}	2.2×10^{-5}
	a_-	1.2 nm	1.2 nm	2.0 nm	1.2 nm	1.2 nm
	a_+	15 nm	7.8 nm	2.9 nm	2.6 nm	3.0 nm
	α	2.6	4.0	1.0	5.5	7.9
BGs	Y	6.4×10^{-3}	4.4×10^{-4}	2.6×10^{-4}	8.9×10^{-4}	6.1×10^{-4}
	a_-	15 nm	2.2 nm	3.2 nm	2.5 nm	3.8 nm
	a_+	110 nm	110 nm	110 nm	110 nm	110 nm
	α	2.9	6.3	25	8.9	30
VCGs	Y	<i>unknown</i>	1.3×10^{-3}	1.3×10^{-3}	1.5×10^{-3}	$\sim 1.1 \times 10^{-3}$
	T	<i>unknown</i>	5 K	8 K	6 K	~ 5 K
	β	<i>unknown</i>	1	1	1	~ 1
Statistics	n	-	18	18	10	24
	m	-	7	7	6	7
	m_{VCG}	-	9	9	8	10
	χ^2	-	1.7	4.5	9.8	1.5
	χ^2_{VCG}	-	0.27	0.36	2.8	0.89
	ΔAIC	-	46	67	25	52
	$\Delta AICC$	-	61	82	149	58

Table 6. Dust parameter values and statistical quantities, for the best model fit. For comparison, we give the corresponding values for the Milky Way (DBP90) and for NGC 1569 (paper II).

and a brief summary of its use in Appendix of Takeuchi et al. (2000). The squared sum of the deviations of model from data is:

$$S = \sum_{i=1}^n [\log(L_{\nu i}) - \log(f(\lambda_i, \theta))]^2, \quad (2)$$

$L_{\nu i}$ being the observed monochromatic luminosity at the wavelength λ_i , $f(\lambda_i, \theta)$, the value of the model at the same wavelength, and θ , the parameter vector. The AIC is defined by:

$$AIC = n \times \ln(2\pi + 1) + n \times \ln\left(\frac{S}{n}\right) + 2(m + 1). \quad (3)$$

The second order corrected AICC is:

$$AICC = AIC + \frac{2(m + 1)(m + 2)}{n - m - 2}. \quad (4)$$

A variation of AIC and AICC greater than unity, after introducing the VCGs, is required to justify this new component. Table 6 contains the values of $\Delta AIC = AIC_{\text{standard}} - AIC_{\text{VCG}}$ and $\Delta AICC$ which is defined identically. We see that these variations are much larger than unity, thus the VCG component is statistically reasonable.

The range of reliability of the parameters is provided in Table 7. The uncertainties of the parameters in Table 7 are derived from both the uncertainty of the geometry (the value of R_{eff}) and the errors of the observations (Section 2). A complete description of the way we compute these errors is given in paper II (Sect. 4.1.2).

4.2. The size distributions

The size distributions are shown in Fig. 4. Compared to the Galaxy, there is an obvious dearth of PAHs and the mass spectrum is dominated by grains of small sizes (radius $a \simeq 3 - 4$ nm) as shown in Fig. 4. The power-law size distributions for all of the galaxies are qualitatively similar. The preference for grains of small sizes may be due to the high supernovae rate in these galaxies. Supernovae produce shocks that fragment and erode the large grains and produce smaller grains (Jones et al., 1996), as we demonstrate in paper II where we use the shock model of Jones et al. (1996) to explain the shape of the size distribution of NGC 1569. The effect is similar here for II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140.

4.3. The modeled SEDs

4.3.1. The ISRFs

Fig. 5 shows the synthesized radiation fields for our galaxy sample and we compare these with that of the Galaxy in Fig. 6. In the dwarf galaxies with evidence for current starburst activity, the effective, global radiation field as seen by the dust, is more intense and harder than that of the Galaxy. In paper I we discussed the correlation between the hardness and intensity of the ISRF and the lack of PAHs in the starbursting dwarf galaxies, while, PAHs are observed to be abundant throughout the Galaxy. We see an evolutionary sequence among these four galaxies. NGC 1140, where PAHs are evident, is the most quiescent galaxy of the sample, with a radiation field that

		NGC 1569	II Zw 40	He 2-10	NGC 1140
PAHs	Y	$\sim 0 - 10^{-6}$	$\sim 0 - 5 \times 10^{-7}$	$\sim 0 - 3 \times 10^{-6}$	$(0.5 - 1.4) \times 10^{-6}$
VSGs	Y	$(1.3 - 2.3) \times 10^{-5}$	$(1.4 - 3.8) \times 10^{-5}$	$(2.8 - 7.5) \times 10^{-5}$	$(1.1 - 2.8) \times 10^{-5}$
	a_-	1.2 nm <i>fixed</i>	1.1 - 2.5 nm	1.2 nm <i>fixed</i>	1.2 nm <i>fixed</i>
	a_+	3.5 - 12 nm	2.1 - 5.0 nm	1.9 - 2.7 nm	2.0 - 3.0 nm
	α	2.6 - 5.2	0.2 - 3.7	2.8 - 7.1	3.2 - 36
BGs	Y	$(3.5 - 4.7) \times 10^{-4}$	$(1.9 - 4.0) \times 10^{-4}$	$(0.5 - 1.5) \times 10^{-3}$	$(0.3 - 1.1) \times 10^{-3}$
	a_-	2.1 - 2.9 nm	3.0 - 3.7 nm	1.7 - 2.6 nm	3.7 - 4.0 nm
	a_+	110 nm <i>fixed</i>	110 nm <i>fixed</i>	110 nm <i>fixed</i>	110 nm <i>fixed</i>
	α	5.8 - 35	25 - 37	4.8 - 15.5	23 - 40
VCGs	Y	$(1.3 - 0.4) \times 10^{-3}$	$(2.0 - 0.7) \times 10^{-3}$	$(0.7 - 4.1) \times 10^{-3}$	$(1.7 - 0.2) \times 10^{-3}$
	T	5 - 7 K	7 - 9 K	5 - 7 K	5 - 9 K
	β	1 <i>fixed</i>	1 <i>fixed</i>	1 <i>fixed</i>	1 - 2

Table 7. Range of reliability of the dust parameters. For comparison, we give the corresponding values for NGC 1569 (paper II). These limits take into account both the spread due to the error bars of the observations and the spread due to the assumed value of the radius. The indices of the power-law distribution, α , have high uncertainties since the size distribution is very steep. For these cases, the choice of a single grain size would effectively fit the emission. “Fixed” indicates that these parameters are fixed to the Galactic values due to the lack of constraints.

is less intense and relatively soft compared to the other galaxies (Fig. 6; paper I). In the three other dwarf galaxies, NGC 1569, II Zw 40 and He 2-10, PAH bands are very weak, if present at all (paper I). Likewise, the ISRFs are intense and hard. Among these three starbursting dwarf galaxies, NGC 1569 has a softer ISRF and the aromatic bands seen in the CVF spectrum are present, even if very weak, contrary to II Zw 40, where there is no evidence for the PAH band emission in the CVF spectrum.

4.3.2. The dust emission

The best χ^2 modeled dust SEDs, after iteration, are plotted in Fig. 3 and compared to that of the Galaxy in Fig. 7. The characteristics of the 3 newly-presented dust SEDs have many similarities to those already deduced for NGC 1569, in paper II.

The SEDs indicate overall hotter dust, peaking at $\sim 60 \mu\text{m}$. Due to the small grain size distributions of the PAH, VSG and BG components, most of the grains are stochastically heated and are not in thermal equilibrium with the radiation field in these galaxies. Table 8 contains the temperature range of each component for the maximum and minimum sizes compared to Galactic values. In paper II, we estimated the transition grain radius, a_t , between stochastic heating and thermal equilibrium to have an idea over what range of dust sizes it is important to consider the process of stochastic heating. This is a function of the radiation field, the dust size and the heat capacity of the dust. We refer to Section 4.1.3 of paper II for a detailed explanation of the calculation. In Fig. 8, we compare the variation of the cooling rates and the photon absorption rates as a function of the radius, for a single BG. The point where the two curves intersect gives an idea of the grain radius, a_t , below which the stochastic heating becomes dominant. These transition radii are $a_t \simeq 5 \text{ nm}$ in NGC 1569, $a_t \simeq 4 \text{ nm}$ in II Zw 40 and He 2-10, $a_t \simeq 6 \text{ nm}$ in NGC 1140 and $a_t \simeq 9 \text{ nm}$ in the Galaxy. These esti-

mates demonstrate that the grains become stochastically heated at smaller radii, due to the higher intensity of the radiation field (Fig. 6). By comparing the estimates of a_t with the typical radius that dominates the mass spectrum of the grains, which is $a \simeq 3 - 4 \text{ nm}$ (Fig. 4), we deduce that most of the grains are stochastically heated in these galaxies. Even at wavelengths as long as $60 \mu\text{m}$, where the dust emission peaks, the grains are primarily stochastically heated.

Another striking feature of the dust emission spectra is the weakness or absence of the mid-IR PAH emission bands particularly in NGC 1569 and II Zw 40 (the mid-IR spectra are presented in paper I). He 2-10 has not been observed with the ISOCAM CVF. However, Martín-Hernández et al. (2005, *private communication* from Marc Sauvage) have obtained a ground-based mid-IR spectrum in the range $8 - 13 \mu\text{m}$ which also reveals a lack of PAH features. Therefore, for these three galaxies, we only put an upper limit on the PAH mass, given by the continuum emission of this component. We do not actually fit the bands in the model. In the case of NGC 1140, we see relatively significant PAH emission, allowing us to properly constrain the PAH mass. For this purpose, we use a modified version of the DBP90 model (Laurent Verstraete, *private communication*) where the PAH emission features are modeled more precisely (Fig. 3). The optical constants are deduced from a spectrum of a typical H II region. For NGC 1140, we use the process of decomposition of the ISOCAM mid-IR spectrum described in paper I: the PAH features are modeled as Lorentzian bands; the ionic lines are modeled as Gaussian emission lines and the continuum is fitted as a modified black body providing a constraint on the VSG component in the dust model. Then, we add the PAH part of the model to fit the entire spectrum, including the aromatic bands.

For each SED of our sample, we are left with a submillimetre/millimetre excess that we cannot explain with the standard DBP90 model. As originally found for

		NGC 1569		II Zw 40		He 2-10		NGC 1140		Galaxy	
		T_{\min}	T_{\max}	T_{\min}	T_{\max}	T_{\min}	T_{\max}	T_{\min}	T_{\max}	T_{\min}	T_{\max}
PAH	a_-	2.7 K	9200 K	2.7 K	9200 K	2.7 K	9200 K	2.7 K	9200 K	2.7 K	4400 K
	a_+	2.7 K	1800 K	2.7 K	1800 K	2.7 K	1800 K	2.7 K	1800 K	2.7 K	1100 K
VSG	a_-	2.7 K	890 K	2.7 K	490 K	2.7 K	890 K	2.7 K	890 K	2.7 K	630 K
	a_+	2.7 K	160 K	2.7 K	350 K	2.7 K	380 K	2.7 K	340 K	2.7 K	78 K
BG	a_-	2.7 K	230 K	2.7 K	140 K	2.7 K	190 K	2.7 K	111 K	15 K	22 K
	a_+	28 K	28 K	30 K	30 K	31 K	31 K	20 K	20 K	17 K	17 K

Table 8. Temperatures of the PAH, VSG and BG components for NGC 1569 (paper II), II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140 compared to those of the Galaxy (DBP90). We give the minimum (T_{\min}) and maximum (T_{\max}) temperatures for each component. All the grains, except the largest BGs (for which $T_{\min} = T_{\max} = T_{\text{equilibrium}}$), are stochastically heated. The values of T_{\max} given for the PAHs are larger than the vaporisation temperature, thus they are unphysical. The minimum temperature never reaches values below T_{CMB} , since all grain sizes are in equilibrium with the very low energy input coming from the CMB.

NGC 1569, we are compelled to invoke the presence of an ubiquitous very cold grain component (VCGs) in II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. Various hypotheses for this excess are fully explored in paper II. They include: very cold dust, change of grain optical properties at long wavelengths and grain-grain coagulation. We modeled the VCG component using a modified black body (Sect. 4.1). The temperatures of these VCG components are $T = 5 - 9$ K (Table 7). We have shown in paper II (Sect. 4.5) that the VCG component could correspond to very cold dust embedded in very dense clumps. Other means to increase the submillimetre emissivity which we see in these galaxies could be different optical properties due to temperature effects, as well as grain-grain coagulation. The temperature dependent optical properties are considered in paper II and in the Appendix B of the present paper, but so far failed to produce better fits. Thus, in paper II, as well as the present paper, we chose to discuss the very cold dust hypothesis, since it has a number of quantifiable consequences (Sect. 4.6).

4.4. The extinction curves

From the dust properties described by the parameters in Tables 6 and 7, we synthesize an extinction curve assuming a simple screen attenuation of the radiation. Construction of the extinction curve is based on the DBP90 model assumptions of the PAHs being the carriers of the FUV non-linear rise; the carbonaceous VSGs giving rise to the 2175 Å extinction bump (e.g. Savage & Mathis, 1979) and the BGs giving rise to the NIR and visible rise of the extinction curve. The individual contributions to the extinction curves and the total synthesized extinction curves are displayed in Fig. 9 and are compared to the Milky Way (DBP90), the Large Magellanic Cloud (Koornneef & Code, 1981; Nandy et al., 1981) and one line of sight toward the Small Magellanic Cloud (Prévot et al., 1984) in Fig. 10.

These synthesized global extinction curves are characterised by a quasi-linearity with $1/\lambda$ which is also the case for the extinction curves seen toward the Magellanic Clouds (Fig. 10). These slopes indicate a higher absorption in the UV as a consequence of the presence of the

small sizes of the BGs, as can be seen on the decompositions in Fig. 4, and also due to the lack of PAHs which are responsible for the far-UV rise. We also note that the 2175 Å extinction bump is lower in NGC 1569, He 2-10 and NGC 1140 than in the Milky Way, as is the case for the extinction curves observed toward a line of sight in the low-metallicity Magellanic Clouds. This is a consequence of the higher silicate-over-graphite ratio ($M_{\text{BG}}/M_{\text{VSG}}$), in these galaxies than in the Milky Way (this ratio is equal to 14 for the Milky Way, and to 24, 18 and 28 for NGC 1569, He 2-10 and NGC 1140, respectively, from Table 6). Indeed, in the DBP90 model, the carriers of the bump are the VSGs. However, the ratio $M_{\text{BG}}/M_{\text{VSG}}$ is smaller in II Zw 40 ($M_{\text{BG}}/M_{\text{VSG}} \simeq 11$), which explains why the model determines a larger bump in II Zw 40. The silicate-graphite ratio is not constrained very accurately as can be seen from the error bars on our parameters in Table 7. Moreover, the carriers of the bump could be other species of grains like the PAHs, as proposed by Joblin et al. (1992). In recent dust models (Draine & Li, 2001; Li & Draine, 2001; Zubko et al., 2004), the carriers of the bump are both PAHs and solid carbonaceous grains. Thus, the lack of PAHs could naturally explain the weakness of the bump in these galaxies.

We think, as already suggested e.g. by Mas-Hesse & Kunth (1999) and Weingartner & Draine (2001), that the shape of the extinction curve, thus the very different dust properties, are essentially a reflect of the starburst activity in these galaxies, rather than a consequence of their low metallicity. Indeed, the fragmentation and the erosion of the grains by the numerous shock waves following the starburst, as suggested here, could be the main process determining the extinction properties, rather than a deficit in formation of large grains by evolved stars. This argument is also supported by the fact that observations toward some lines of sight in the SMC show Galactic type extinction (Gordon & Clayton, 1998; Gordon et al., 2003) and observations toward some lines of sight inside the Galaxy show SMC like extinction curves (Valencic et al., 2003).

	NGC 1569	II Zw 40	He 2-10	NGC 1140
$L_{\text{dust}} (L_{\odot})$	$(5.8 \pm 0.1) \times 10^8$	$(2.0 \pm 0.2) \times 10^9$	$(5.4 \pm 0.2) \times 10^9$	$(3.3 \pm 0.1) \times 10^9$
$L_{\star}^{\text{ext}} (L_{\odot})$	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^9$	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^9$	$(5.3 \pm 0.2) \times 10^9$	$(6.0 \pm 0.2) \times 10^9$
τ_V^{eff}	0.24	0.15	0.26	0.11
$M_{\text{PAH}} (M_{\odot})$	$\lesssim 190$	$\lesssim 220$	$\lesssim 930$	$6.2_{-2.5}^{+4.2} \times 10^3$
$M_{\text{VSG}} (M_{\odot})$	$3.4_{-0.9}^{+1.0} \times 10^3$	$1.0_{-0.4}^{+0.7} \times 10^4$	$1.5_{-0.7}^{+0.8} \times 10^4$	$1.7_{-0.4}^{+0.9} \times 10^5$
$M_{\text{BG}} (M_{\odot})$	$8.4_{-1.7}^{+0.5} \times 10^4$	$1.1_{-0.3}^{+0.6} \times 10^5$	$2.8_{-1.2}^{+1.9} \times 10^5$	$4.6_{-2.0}^{+2.3} \times 10^6$
$M_{\text{VCG}} (M_{\odot})$	$(0.7 - 2.5) \times 10^5$	$(3.1 - 8.8) \times 10^5$	$(0.2 - 1.3) \times 10^6$	$(0.2 - 1.3) \times 10^7$
Total $M_d (M_{\odot})$	$(1.6 - 3.4) \times 10^5$	$(0.4 - 1.1) \times 10^6$	$(0.4 - 1.8) \times 10^6$	$(0.5 - 2.0) \times 10^7$
\mathcal{G}	740 – 1600	530 – 1460	330 – 1500	500 – 2000
\mathcal{D}	1/6 – 1/3	1/5 – 1/2	1/30 – 1/6	1/13 – 1/3

Table 9. Derived quantities from our dust modelling, for NGC 1569 (paper II), II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. L_{dust} is the luminosity reemitted by the dust from near-IR to mm. L_{\star}^{ext} is the escaping stellar luminosity. τ_V^{eff} is the effective optical depth deduced from the energy balance (see paper II). M_{PAH} , M_{VSG} , M_{BG} and M_{VCG} are the masses of each dust component and M_d is the total dust mass. \mathcal{G} is the gas-to-dust mass ratio and \mathcal{D} is the dust-to-metal mass ratio. The Galactic values are typically $\mathcal{G} \simeq 150$ and $\mathcal{D} \simeq 1/3$.

4.5. The dust masses

Table 9 contains all of the most interesting physical quantities deduced from our modelling. The dust masses are directly deduced from Tables 6 and 7. Table 9 highlights the fact that most of the mass is contained in the VCG component, if we believe that the submillimetre excess is produced by very cold dust. There is a large uncertainty on the mass of this component since its temperature is uncertain. However, our results show that between 40 and 80 % of the dust mass is in the form of VCGs. The rest of the dust mass is dominated by the BGs. The VSGs, while the most numerous particles, contain between 1 and 3 % of the total dust mass. To compute the gas-to-dust mass ratio we assume that $M_{\text{gas}} = M(\text{H I}) + M(\text{H}_2) + M(\text{He})$ and that $M(\text{He}) = 0.25 \times M_{\text{gas}}$. The $M(\text{H I})$ are taken from table 5 and $M(\text{H}_2)$ are given in the literature: Meier et al. (2001) report $M(\text{H}_2) < 0.4 \times 10^6 M_{\odot}$ for II Zw 40 and $M(\text{H}_2) = 1.4 \times 10^8 M_{\odot}$ for He 2-10. For NGC 1140, we assume that $M(\text{H}_2)$ is negligible compared to $M(\text{H I})$, since we did not find any global estimate in the literature and this mass is likely to be small. We use the following definition of the dust-to-metal mass ratio: $\mathcal{D} = 1/\mathcal{G}Z$, which is the fraction of metals locked up in dust. The Galactic values are typically $\mathcal{G} \simeq 150$ and $\mathcal{D} \simeq 1/3$. The range of values we give for \mathcal{G} and \mathcal{D} are rather large (Table 9). The constraints that we put on this parameter allows lower values of the dust-to-metal mass ratio than established by other studies (Lisenfeld & Ferrara, 1998). The dust-to-metal ratio for the dwarf galaxies may be lower than that of the Milky Way, except for the upper limit of II Zw 40. It would suggest that low-metallicity systems could be less efficient in forming dust than normal metallicity galaxies.

He 2-10 is a special case, since the VCG mass we computed is affected by the fact that the upper limit of the free-free emission we subtracted from the millimetre fluxes in order to be conservative, is significant, and also, since its metallicity is relatively uncertain. This is the reason why the value of \mathcal{D} in He 2-10 deviates from the others.

4.6. The nature of the very cold grain component (VCGs)

In paper II, we discussed the likeliness of the VCG hypothesis by estimating order of magnitudes of the temperature and the filling factor of dust hidden in very dense clumps. Here, we do the same calculation for II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140.

Following the equation (11), in paper II, we compute a rough estimate of the temperatures of the VCGs, T_{VCG} . This is the temperature that would be reached by grains totally shielded from the stellar radiation, heated only by the emission from the surrounding dust. It is estimated assuming that the inferred mass of VCGs will be heated only by the radiation arising from the dust peaking in the FIR in our synthesised SEDs. The ranges of values that we calculate are: $T_{\text{VCG}} \simeq 7 - 9 \text{ K}$ for II Zw 40, $T_{\text{VCG}} \simeq 8 - 10 \text{ K}$ for He 2-10 and $T_{\text{VCG}} \simeq 6 - 9 \text{ K}$ for NGC 1140. All these values are consistent with the temperatures given in Table 6 except in the case of He 2-10 where the high level of the upper limit of the free-free emission gives more uncertainty on the VCG parameters. We believe that these figures support the hypothesis of very cold dust in dense clumps to explain the submm excess of the SEDs.

We are also able to give an idea of the size of the clumps and of their filling factor. As we did in paper II, for NGC 1569, we assume that the BGs are shielding the VCGs. If we assume typical contrast densities of $\delta = 10^4 - 10^5$, we find clump sizes of 0.9–18 pc for II Zw 40, 1.2–38 pc for He 2-10 and 2.4–43 pc for NGC 1140. The corresponding filling factors are: $2 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3}$ for II Zw 40, $3 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-3}$ for He 2-10 and $4 \times 10^{-5} - 8 \times 10^{-4}$ for NGC 1140. Thus, our conclusion is that the ISM of these galaxies could be very clumpy with low filling factors. In contrast, the filling factor of the Galactic molecular phase is about 1 % (Tielens, 1995). Recently, André et al. (2004), found very small ($\simeq 100 \text{ pc}$) dense CO clumps in the low-metallicity ISM of the Magellanic clouds. These clumps could contain the very cold dust probed by our submm-mm SEDs. Finally, Rubio et al.

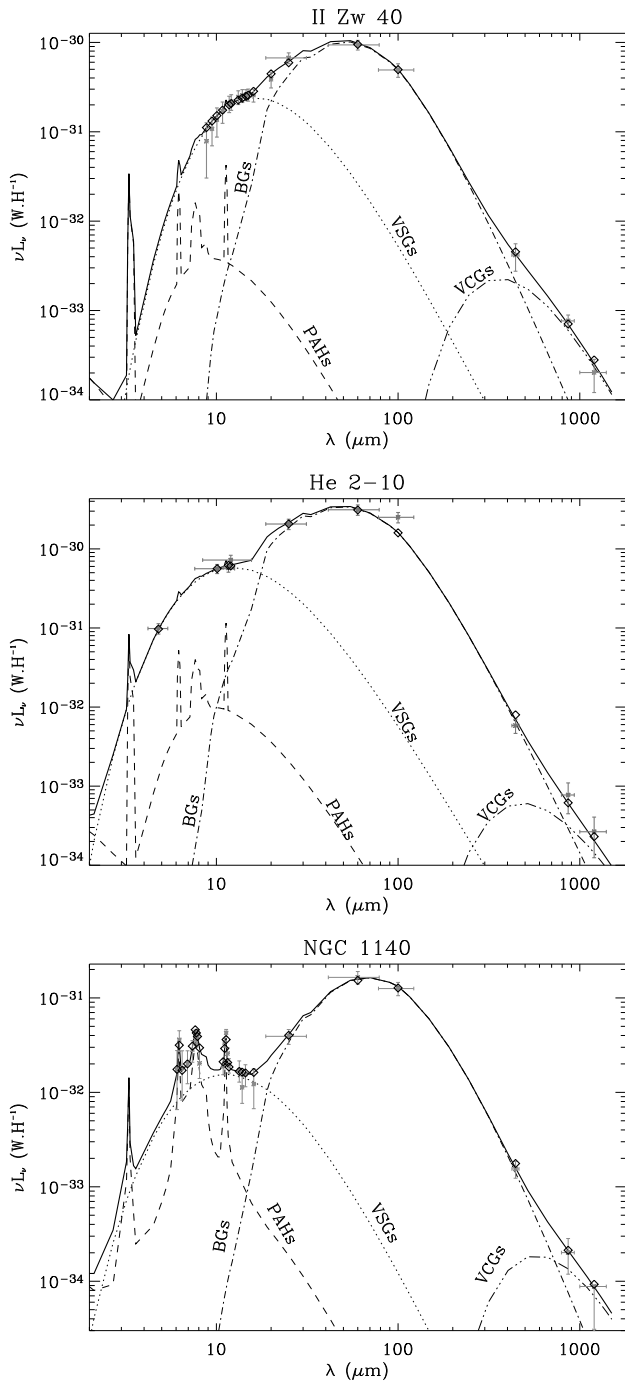


Fig. 3. IIZw 40, He 2-10 and NGC 1140 observations and modeled SED. The data (Table 4) are indicated by crosses: vertical bars are the errors on the flux values and the horizontal bars indicate the widths of the broadbands. The lines are the dust model and the different dust components. Diamonds are the model integrated over the observational broadbands and color-corrected. Thus, departures from the model lie where the diamonds deviate from the crosses. The power is expressed in W H^{-1} which is νL_ν divided by the number of H atoms (L_ν is the monochromatic luminosity).

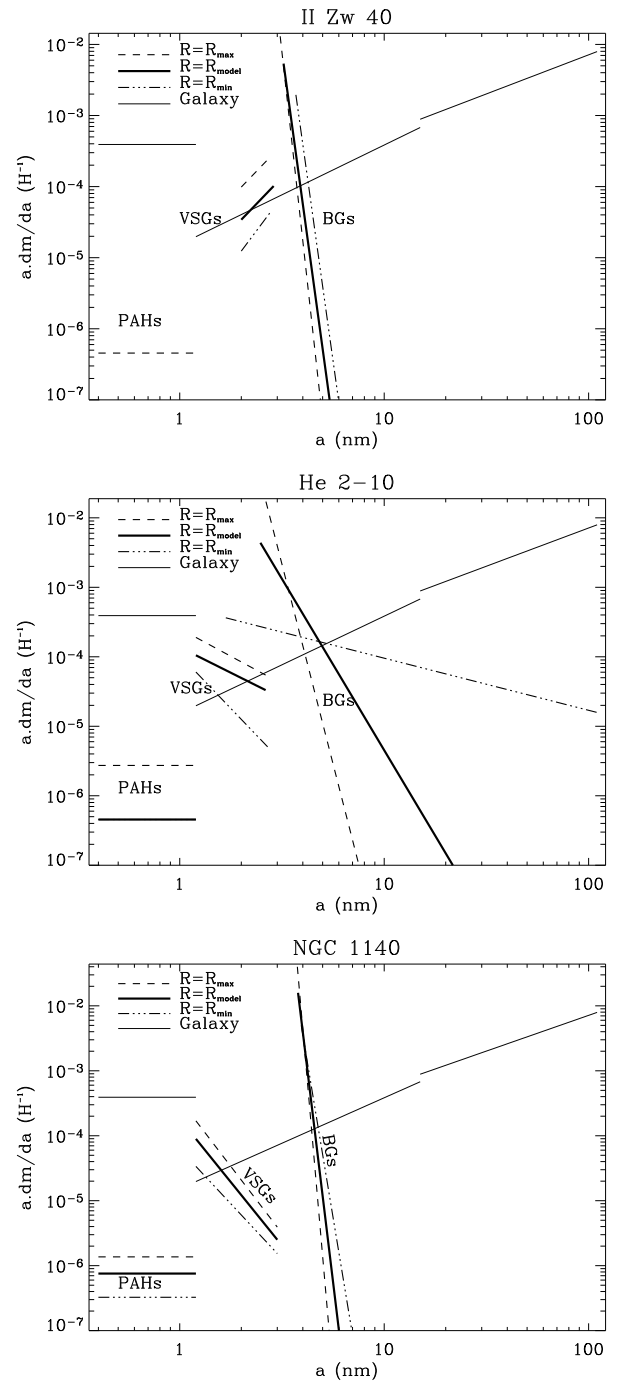


Fig. 4. Size distribution deduced for IIZw 40, He 2-10 and NGC 1140. The solid thick lines are the best fit solution and the non-solid lines are the solutions for the two extreme values of the radius. The grey thin line is the size distribution for our Galaxy (DBP90).

(2004) found that the CO mass deduced from the sub-millimeter continuum emission of molecular cloud in the SMC, is ~ 10 times higher than the virial mass reported from CO observations. Their interpretation is that the CO emission comes from dense clumps.

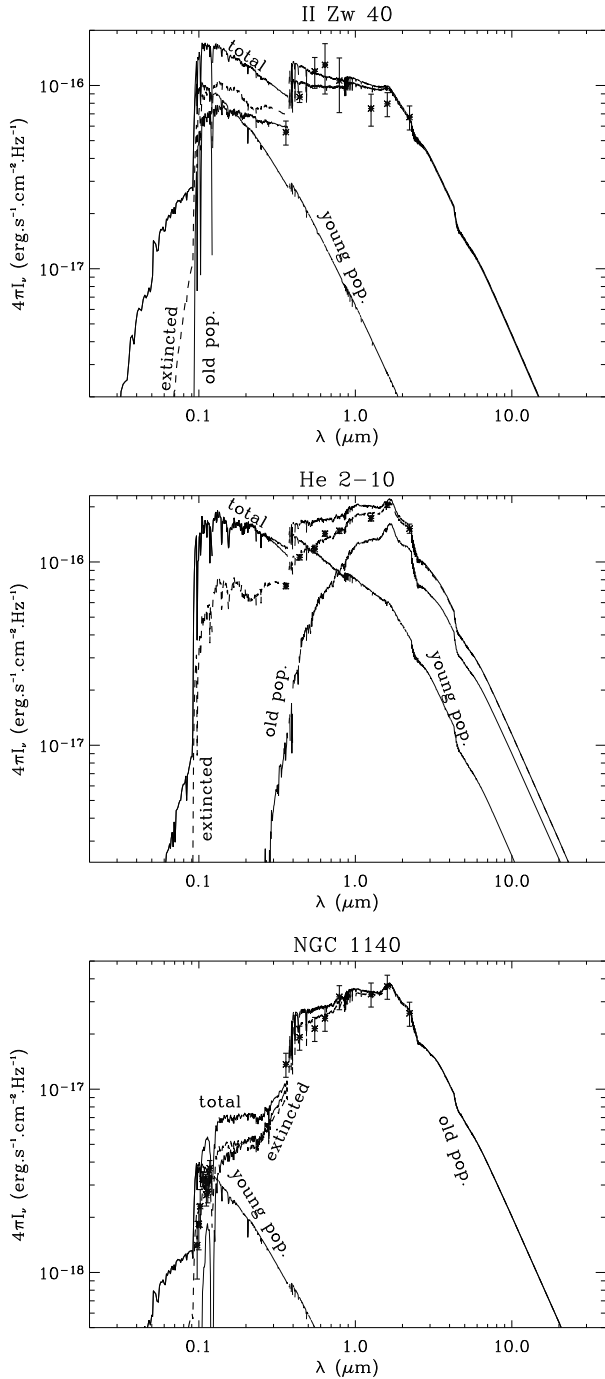


Fig. 5. Synthesized ISRFs for II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140 computed with PÉGASE and CLOUDY. The points with error bars are the observational data from Table 3, the solid black line is the global non-extincted ISRF, the dashed line is the global extincted ISRF and the grey line is the young single-burst component. The extinction curve used is the output from the dust model DBP90.

5. Summary and conclusion

We have presented new SCUBA images at $450\ \mu\text{m}$ and $850\ \mu\text{m}$ and MAMBO ON-OFF observations of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. With additional data from the lit-

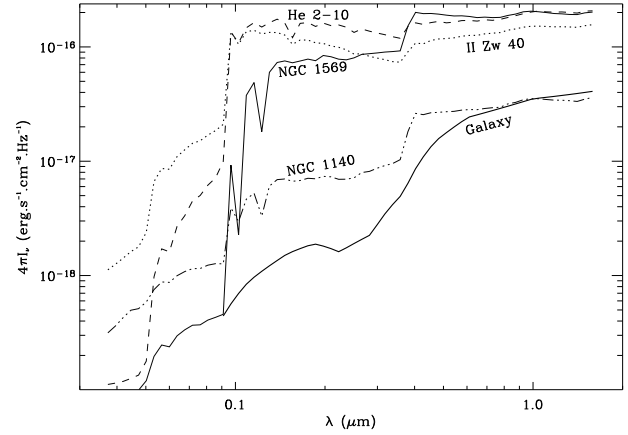


Fig. 6. Comparison of the synthesized ISRFs of NGC 1569 (paper II), II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140, with the Galactic one (DBP90). These ISRFs are the effective radiation fields seen by the dust in our model.

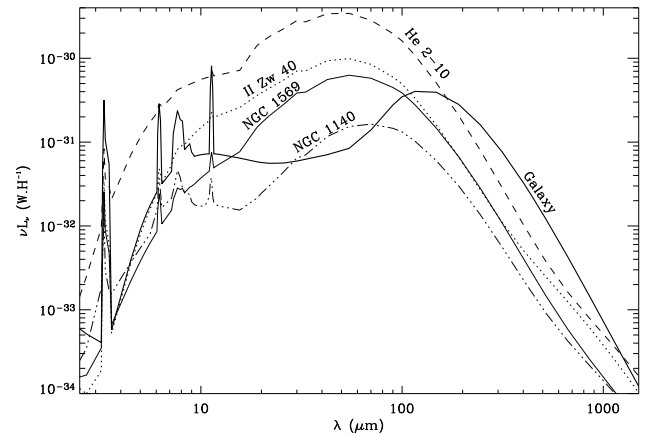


Fig. 7. Comparison of the modeled dust SEDs of NGC 1569 (paper II), II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140 (this paper), and that of the Galaxy (DBP90).

erature, we have constructed the observed SEDs for these galaxies. Using the same modelling approach as in paper II, we have combined stellar evolution, photoionisation and dust modelling to compute self-consistent dust SEDs. The results found in paper II, for NGC 1569, are supported here, for II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140.

1. We find very low abundances of PAHs, and smaller overall sizes ($\sim 3 - 4\ \text{nm}$) of grains emitting in the mid-IR and far-IR, in contrast to grains observed in the Galaxy. The small sizes of the grains, on average, are supported by the erosion by shock waves produced by the numerous supernovae that occurred in these starburst galaxies.
2. Due to the small sizes of the grains, the stochastic heating of dust is predominant in these galaxies, even the grains emitting at far-IR wavelengths. The bulk

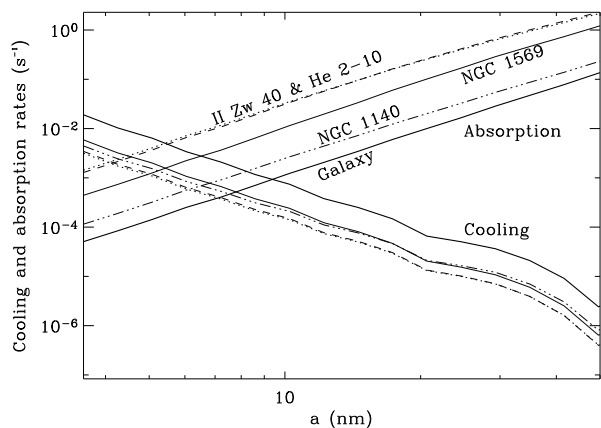


Fig. 8. Cooling rates and photon absorption rates as a function of the grain radius a for NGC 1569, II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140, compared to the Galaxy.

of the emission comes from grains which are not in thermal equilibrium with the radiation field.

3. In each of our four SEDs presented here and in paper II, we find, with no exception, a submillimetre emission excess. We propose that this excess is the emission of very cold dust ($5\text{ K} \lesssim T \lesssim 9\text{ K}$) hidden in dense clumps. In each of these SEDs, except one, we find that $\beta = 1$ is the most likely value for the emissivity index of this component, even if this parameter is difficult to accurately constrain with the scarcity of data in the submillimetre-millimetre part of the spectra. Very cold grains represent between 40 and 80% of the total dust mass. We show that this very cold dust hypothesis is consistent, although we can not exclude other explanations for this millimetre excess, like non-standard optical properties.
4. The submillimetre-millimetre emission is not concentrated toward the outer regions of the galaxies but correlated with the mid-IR emission distributed around the star forming regions. Our results are consistent with a clumpy medium composed of ubiquitous clumps of sizes between a few pc to a few tens of pc with typical filling factor of $10^{-4} - 10^{-3}$.
5. The extinction curves that we synthesize for the 4 dwarf galaxies are different from that of the Galaxy and similar in shape to that of the LMC. Due to the small sizes of the grains and the low abundance of PAHs (or lack of PAHs), the slope of the extinction curves are constant from near-IR to far-UV wavelengths with the greatest extinction in the UV range. The extinction bump at 2175 \AA , which is assumed to be carried by the very small grains in the dust model we use, is found to be smaller than the Galactic one in our sample except in one case where we have a high mid-IR attenuation.
6. We constrain the gas-to-dust mass ratios which lie between 300 and 2000 and the dust-to-metal mass ratios which lie between $1/30$ and $1/2$ in our sample.

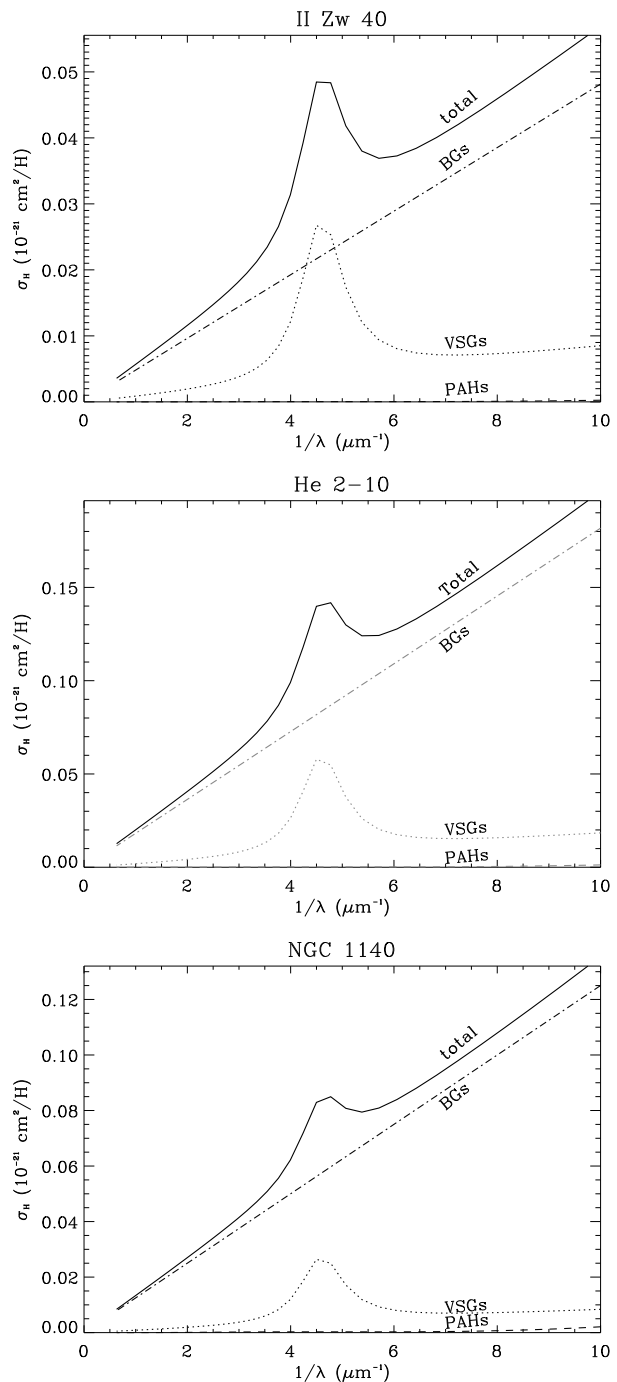


Fig. 9. Synthesized extinction curves for II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. The contributions to the extinction are shown individually for the PAH, VSG and BG components. The solid lines are the total extinction curves modeled with DBP90. The opacity is expressed as the cross section per H atom.

This paper closes a series of three publications related to the MIR to mm properties of low-metallicity environments. This study investigates the dust properties of 3 new low-metallicity galaxies, II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140 and along with NGC 1569 (paper II), presents the first de-

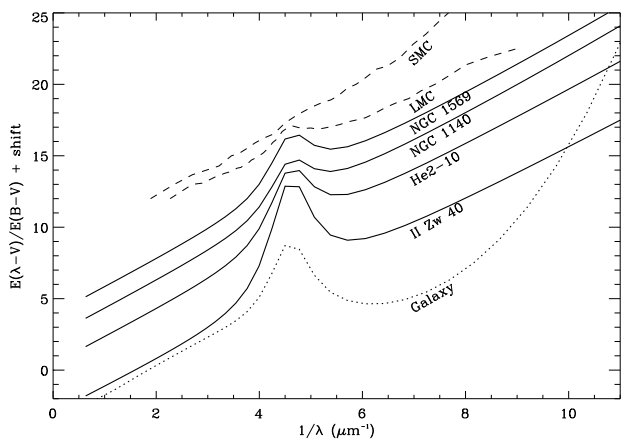


Fig. 10. Comparison of the synthesized extinction curves of NGC 1569 (paper II), IIZw 40, He 2-10 and NGC 1140 with the Galactic extinction curve (DBP90), the observed LMC curve (average of Koornneef & Code (1981) and Nandy et al. (1981)) and the observed SMC curve (Prévot et al., 1984). These curves have been shifted for clarity.

tailed SED studies focused on dwarf galaxies. The study of dust properties using IR emission provides results that are overlooked by optical studies based on the extinction phenomenon. Dust properties are profoundly different in these galaxies compared to our Galaxy and other normal galaxies. The dust size distribution is different, consequently the SEDs and the extinction laws are not the same. Moreover the dust mass and temperature estimates are affected by both the presence of very cold dust and by the non-thermal equilibrium heating of the bulk of the emitting dust. Assuming Galactic dust properties when looking at these galaxies is not correct and could lead to large errors, particularly in dust masses.

We also warn the reader that it is very important to obtain data in the MIR regime as well as in the submillimetre/millimetre regime to properly constrain the dust properties. The submillimetre/millimetre regime is still largely unknown and poorly sampled. Observations of galaxies at these wavelengths could contribute significantly to the comprehension of the variety of galactic dust environments. Without such precise dust SED modeling incorporating the submillimetre/millimetre wavelength range, inaccurate results could lead to poor assumptions in galaxy number counts and galaxy evolution models. The future ground-based, airborne and space observatories exploring the FIR to millimetre wavelength regime, such as SOFIA, ASTRO-F, Herschel, Planck and ALMA hold great expectations in the investigation of extragalactic dust properties and will bring us many steps closer to the understanding of the physics of the ISM of galaxies.

Acknowledgements. We would like to thank René Gastaud, H el ene Roussel, Pierre Chaniel and Marc Sauvage for their expert advice on ISOCAM data reduction; Andrew Baker, Thomas Stanke and Ute Lisenfeld for their assistance at

IRAM radio-telescope and their help on data reduction and Axel Weiss and Frank Bertoldi for their technical help; Marc Sauvage, who provided us his M band image of He 2-10 in advance of publication; Leonardo Vanzi for his near-IR images of IIZw 40; Laurent Verstraete, who provided us his updated model of the PAH emission in the DBP90 model; Jean-Luc Starck, for useful discussion on data processing techniques. We also thank Ute Lisenfeld and Frank Israel for helpful scientific discussion. We are very grateful to Fran ois Boulanger and Eli Dwek for invaluable insight on this subject which improved the scientific quality of the paper. Finally, we thank the referee, Dr. T. Takeuchi for his report, especially for his suggestion to consider the Akaike's Information Criterion.

Appendix A: Degeneracies in dust modelling

In this appendix, we demonstrate a well-known degeneracy between the energy source, and the grain properties, which must be considered when modelling a dust SED.

The dust SED of a given region depends (*i*) on the optical properties of the different types of grains, (*ii*) on the size distribution of these grains and (*iii*) on the shape and the intensity of the heating radiation field.

Optical properties of the grains are based on laboratory experiments and astrophysical measurements, it is not relevant to vary them in order to fit an observed SED. However, the radiation field depends on the environment. The grains will experience a different radiation field in a starburst region than in the diffuse ISM. The top-left plot of Fig. A.1 shows the fit of a fake observed SED (the grey crosses) with the D esert et al. (1990) model by varying the ISRF but keeping the Galactic grain size distribution. The radiation field needed to fit this SED is the grey line on the bottom-left plot on Fig. A.1, compared to the Galactic one, in black.

The dust size distribution is also a set of parameters varying significantly in different environments. Indeed, it is subject to fragmentation and erosion by shock waves, evaporation near strong radiation sources, or coagulation and accretion of material in dense media. The top-right plot of Fig. A.1 shows the same fake observed SED than on the top-left plot, but fitted with the D esert et al. (1990) model by varying the size distribution and keeping the Galactic radiation field. We get a good fit, in this case, too. The bottom-right plot of Fig. A.1 shows the required size distribution to fit the SED, in grey, compared to the Galactic one, in black.

These two examples show that, without caution, we can interpret the same SED with two different physical solutions. We emphasize the need to constrain both the ISRF and the size distribution when modelling a dust SED. Our modelling approach was aimed to achieve that goal.

Appendix B: Peculiar optical properties to explain the submillimetre excess

Agladze et al. (1996) measured the variation of the emissivity index, β , of various silicate and carbonaceous ma-

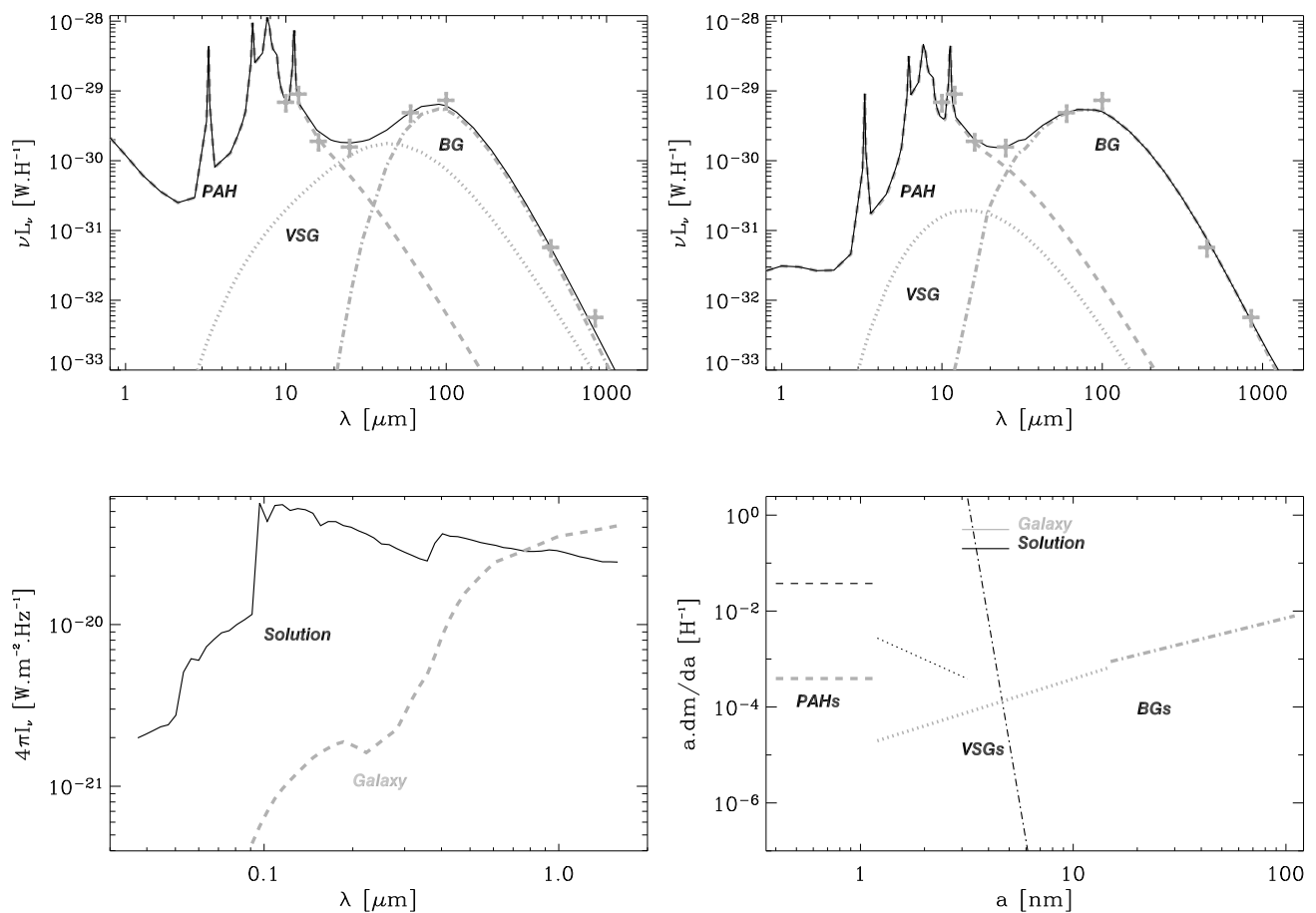


Fig. A.1. The two top plots show the same fake observed dust SED (the grey crosses) fitted with the DBP90 model by varying two different sets of parameters. The top-left plot has been fitted by varying the radiation field and keeping the Galactic size distribution. The top-right plot has been fitted by varying the size distribution and keeping the Galactic radiation field. The bottom-left plot shows the radiation field required for the top-left plot, compared to the Galactic one. The bottom-right plot shows the size distribution required for the top-right plot, compared to the Galactic one.

materials with the temperature (Fig. B.1). We have implemented their observations in order to explain the submillimeter excess of our SEDs.

We modified the optical properties of the BGs, by constructing a temperature dependent absorption efficiency $Q_{\text{abs}}(\lambda, a, T)$ (Fig. B.2). In the standard DBP90 model, the BGs are silicate grains and have an index $\beta = 2$, in the submillimeter regime. The amorphous MgSiO_3 and Mg_2SiO_4 are the two species studied by Agladze et al. (1996) which are consistent with the BGs. This modification can have a significant effect, if the contribution by cold BGs ($T_{\text{BG}} \lesssim 25$ K) is important.

For a given grain size, cold BGs can exist due to temperature fluctuations. They cool down between two photon absorptions. In our case, the monochromatic luminosity emitted by a BG of radius a is:

$$\mathcal{L}_\lambda(\lambda, a) = \int_0^\infty 4\pi B_\lambda(\lambda, T) \pi a^2 Q_{\text{abs}}(\lambda, a, T) \frac{dP}{dT} dT, \quad (\text{B.1})$$

where $B_\lambda(\lambda, T)$ is the Planck function, and dP/dT the temperature distribution. Otherwise, BGs can be cold if they are large enough. The total luminosity emitted by the BGs, with the number size distribution $f(a)$, is:

$$L_\lambda(\lambda) = \int_0^\infty \mathcal{L}_\lambda(\lambda, a) f(a) da. \quad (\text{B.2})$$

Among our four dwarfs, the only detectable effect of these peculiar optical properties are seen in NGC 1569 (Fig. B.3). For the three other SEDs the two models are superimposed. Indeed, in NGC 1569, the stochastic heating is the more important, after NGC 1140 (Fig. 8). Moreover, the average size distribution of NGC 1569 is flatter than the one of NGC 1140. We can logically expect, that the contribution of cold BGs will be the most important in NGC 1569.

Finally, we conclude that this effect is not able to reproduce the submillimeter excess. This does not mean that we can exclude peculiar optical properties to explain this excess, however no known grain species can be invoked.

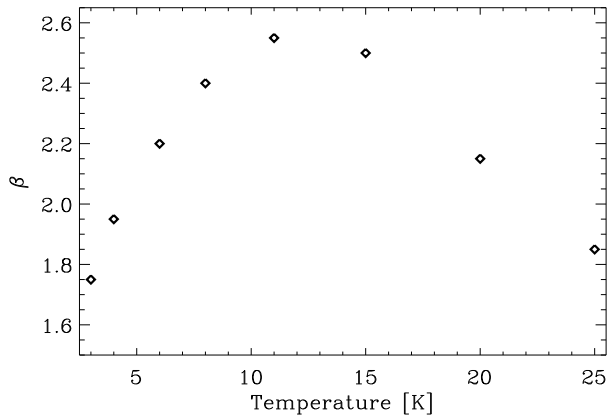


Fig. B.1. Variation of the emissivity index, β , as a function of the temperature, T , for Mg_2SiO_4 , as measured by Agladze et al. (1996).

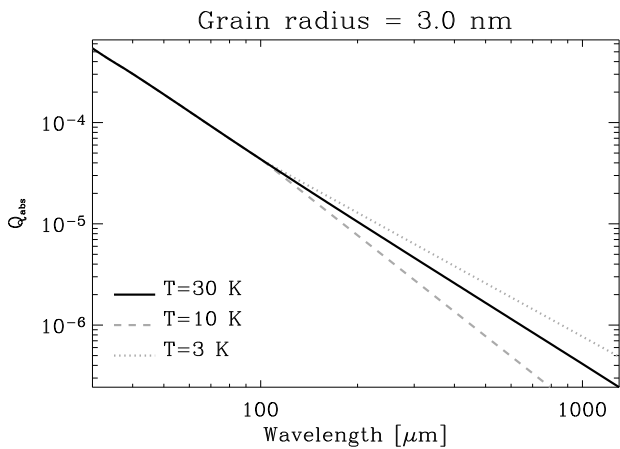


Fig. B.2. Modification of the optical properties of the BGs, following the measurements by Agladze et al. (1996) shown in Fig. B.1.

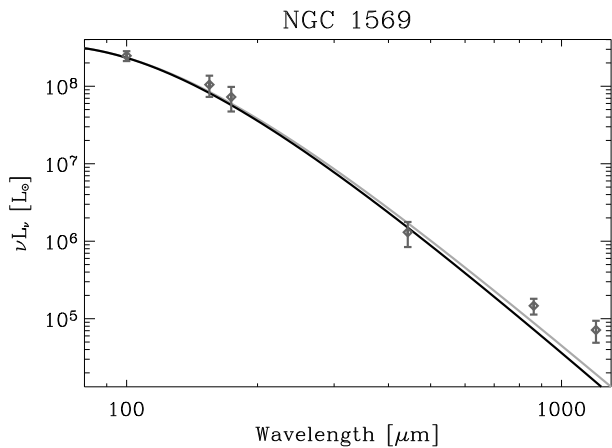


Fig. B.3. Fit of the long wavelength SED of NGC 1569 (paper II), with the standard model (in black), and with the modified optical properties (in grey), using the temperature dependent Q_{abs} .

References

- Agladze, N. I., Sievers, A. J., Jones, S. A., Burlitch, J. M., & Beckwith, S. V. W. 1996, *ApJ*, 462, 1026
- Allen, D. A., Wright, A. E., & Goss, W. M. 1976, *MNRAS*, 177, 91
- André, M. K., Le Petit, F., Sonnentrucker, P., et al. 2004, *A&A*, 422, 483
- Baas, F., Israel, F. P., & Koornneef, J. 1994, *A&A*, 284, 403
- Beck, S. C., Kelly, D. M., & Lacy, J. H. 1997, *AJ*, 114, 585
- Beck, S. C., Turner, J. L., Langland-Shula, L. E., et al. 2002, *AJ*, 124
- Bot, C., Boulanger, F., Lagache, G., & Cambrésy, L. 2004, *A&A*
- Brinks, E. & Klein, U. 1988, *MNRAS*, 231, 63P
- Broggière, D., Neri, R., Sievers, A., & Wiesemeyer, H. 2002, NIC. Bolometer Users Guide, Tech. rep., IRAM
- Buat, V., Burgarella, D., Deharveng, J. M., & Kunth, D. 2002, *A&A*, 393, 33
- Cairós, L. M., Vílchez, J. M., González Pérez, J. N., Iglesias-Páramo, J., & Caon, N. 2001, *ApJS*, 133, 321
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Conti, P. S. 1991, *ApJ*, 377, 115
- de Grijs, R., Smith, L. J., Bunker, A., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 263
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York)*
- Deeg, H.-J., Duric, N., & Brinks, E. 1997, *A&A*, 323, 323
- Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J.-L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Draine, B. T. & Li, A. 2001, *ApJ*, 551, 807
- Ferland, G. J. 1996, *HAZY*, a brief introduction to *CLOUDY*, Tech. rep., University of Kentucky, department of physics and astronomy
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Gallagher, J. S. & Hunter, D. A. 1987, *AJ*, 94, 43
- Galliano, F., Madden, S., Jones, A. P., et al. 2002, in *EAS Publications Series, Volume 4, Proceedings of Infrared and Submillimeter Space Astronomy*, held 11-13 June, 2001. Edited by M. Giard, J.P. Bernard, A. Klotz, and I. Ristorcelli. EDP Sciences, 2002, pp.381-385, Vol. 4, 381-385
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, *A&A*, 407, 159
- Gordon, K. D. & Clayton, G. C. 1998, *ApJ*, 500, 816
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, *ApJ*, 594, 279
- Guseva, N. G., Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 2000, *ApJ*, 531, 776
- Heckman, T. M., Robert, C., Leitherer, C., Garnett, D. R., & van der Rydt, F. 1998, *ApJ*, 503, 646
- Heisler, C. A. & Vader, J. P. 1994, *AJ*, 107, 35
- Holland, W. S., Robson, E. I., Gear, W. K., et al. 1999, *MNRAS*, 303, 659

- Hunter, D. A. & Gallagher, J. S. 1985, *AJ*, 90, 1457
- Hunter, D. A., Gallagher, J. S., Rice, W. L., & Gillett, F. C. 1989, *ApJ*, 336, 152
- Hunter, D. A., O'Connell, R. W., & Gallagher, J. S. 1994a, *AJ*, 108, 84
- Hunter, D. A. & Sage, L. 1993, *PASP*, 105, 374
- Hunter, D. A., van Woerden, H., & Gallagher, J. S. 1994b, *ApJS*, 91, 79
- Ivezic, Z. & Elitzur, M. 1997, *MNRAS*, 287, 799
- Joblin, C., Leger, A., & Martin, P. 1992, *ApJ*, 393, L79
- Johansson, I. 1987, *A&A*, 182, 179
- Johnson, K. E., Leitherer, C., Vacca, W. D., & Conti, P. S. 2000, *AJ*, 120, 1273
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 740
- Kinney, A. L., Bohlin, R. C., Calzetti, D., Panagia, N., & Wyse, R. F. G. 1993, *ApJS*, 86, 5
- Klein, U., Graeve, R., & Wielebinski, R. 1983, *A&A*, 117, 332
- Kobulnicky, H. A., Dickey, J. M., Sargent, A. I., Hogg, D. E., & Conti, P. S. 1995, *AJ*, 110, 116
- Kobulnicky, H. A. & Johnson, K. E. 1999, *ApJ*, 527, 154
- Kobulnicky, H. A., Kennicutt, R. C., & Pizagno, J. L. 1999, *ApJ*, 514, 544
- Koornneef, J. & Code, A. D. 1981, *ApJ*, 247, 860
- Kreysa, E., Gemünd, H.-P., & Gromke, J., e. a. 1999, *Infrared Physics & Technology*, 40, 191
- Le Borgne, D., Rocca-Volmerange, B., Prugniel, P., et al. 2004, *A&A*, 425, 881
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Lisenfeld, U. & Ferrara, A. 1998, *ApJ*, 496, 145
- Lisenfeld, U., Israel, F. P., Stil, J. M., & Sievers, A. 2002, *A&A*, 382, 860
- Méndez, D. I., Esteban, C., Filipović, M. D., et al. 1999, *A&A*, 349, 801
- Madden, S. C. 2000, *New Astronomy Review*, 44, 249
- Madden, S. C., Galliano, F., Jones, A. P., & Sauvage, M. 2005, *A&A*, *to be submitted*
- Maiolino, R., Marconi, A., & Oliva, E. 2001a, *A&A*, 365, 37
- Maiolino, R., Marconi, A., Salvati, M., et al. 2001b, *A&A*, 365, 28
- Martín-Hernández, N. L., Schaerer, D., & Sauvage, M. 2005, *in preparation*
- Mas-Hesse, J. M. & Kunth, D. 1999, *A&A*, 349, 765
- Masegosa, J., Moles, M., & Campos-Aguilar, A. 1994, *ApJ*, 420, 576
- Meier, D. S., Turner, J. L., Crosthwaite, L. P., & Beck, S. C. 2001, *AJ*, 121, 740
- Melisse, J. P. M. & Israel, F. P. 1994, *A&AS*, 103, 391
- Nandy, K., Morgan, D. H., Willis, A. J., Wilson, R., & Gondhalekar, P. M. 1981, *MNRAS*, 196, 955
- Plante, S. & Sauvage, M. 2002, *AJ*, 124, 1995
- Prérot, M. L., Lequeux, J., Prérot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, *A&A*, 132, 389
- Roche, P. F., Aitken, D. K., Smith, C. H., & Ward, M. J. 1991, *MNRAS*, 248, 606
- Rubio, M., Boulanger, F., Rantakyro, F., & Contursi, A. 2004, *A&A*, 425, L1
- Sage, L. J., Salzer, J. J., Loose, H.-H., & Henkel, C. 1992, *A&A*, 265, 19
- Saikia, D. J., Pedlar, A., Unger, S. W., & Axon, D. J. 1994, *MNRAS*, 270, 46
- Sauvage, M., Thuan, T. X., & Lagage, P.-O. 1997, *A&A*, 325, 98
- Sauvage, M. & Vanzi, L. 2005, *in preparation*
- Savage, B. D. & Mathis, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 73
- Sramek, R. A. & Weedman, D. W. 1986, *ApJ*, 302, 640
- Starck, J.-L., Murtagh, F., & Bijaoui, A. 1998, *Image processing and data analysis: the multiscale approach* (Cambridge University Press)
- Takeuchi, T. T. 2000, *Ap&SS*, 271, 213
- Takeuchi, T. T., Hirashita, H., Ishii, T. T., Hunt, L. K., & Ferrara, A. 2003, *MNRAS*, 343, 839
- Takeuchi, T. T., Yoshikawa, K., & Ishii, T. T. 2000, *ApJS*, 129, 1
- Telesco, C. M., Dressel, L. L., & Wolstencroft, R. D. 1993, *ApJ*, 414, 120
- Thronson, H. A. & Telesco, C. M. 1986, *ApJ*, 311, 98
- Thuan, T. X., Sauvage, M., & Madden, S. 1999, *ApJ*, 516, 783
- Tielens, A. G. G. M. 1995, in *ASP Conf. Ser. 73: From Gas to Stars to Dust*, 3–22
- Vacca, W. D. & Conti, P. S. 1992, *ApJ*, 401, 543
- Vacca, W. D., Johnson, K. E., & Conti, P. S. 2002, *AJ*, 123, 772
- Valencic, L. A., Clayton, G. C., Gordon, K. D., & Smith, T. L. 2003, *ApJ*, 598, 369
- van Zee, L., Skillman, E. D., & Salzer, J. J. 1998, *AJ*, 116, 1186
- Vanzi, L., Rieke, G. H., Martin, C. L., & Shields, J. C. 1996, *ApJ*, 466, 150
- Vanzi, L. & Sauvage, M. 2004, *A&A*, 415, 509
- Walsh, J. R. & Roy, J. 1993, *MNRAS*, 262, 27
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- Wild, W. 1999, *A handbook for the IRAM 30m telescope*, Tech. rep., IRAM, Pico-Veleta, Spain
- Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. 2004, *ApJS*, 152, 211

G.3 Discussion

G.3.1 Synthèse

À la suite de ces deux articles, nous voyons que nous avons été capables de mettre en valeur certaines propriétés des poussières, dans notre échantillon de galaxies naines. Les principales conclusions sont les suivantes.

Les tailles des grains. Les PAHs sont sous-abondants, dans ces galaxies, probablement détruits par l'intense champ de rayonnement. Les grains solides – silicates et carbonés – sont, en moyenne, plus petits que dans la Galaxie. Ils ont un rayon moyen de quelques nanomètres. Cette faible taille est appuyée par le fait que ces galaxies ont subi récemment de nombreuses explosions de supernovae, érodant les grains. Ce résultat est l'un des plus robustes de cette étude. Il semble lié à l'activité de formation d'étoiles, plutôt qu'à la faible métallicité de l'environnement.

Les distributions spectrales d'énergie. Les distributions spectrales d'énergie sont globalement plus chaudes que la distribution Galactique, similaire en cela aux galaxies à flambée de formation d'étoiles normales. La faible taille des grains implique que ceux-ci subissent des fluctuations de température. Par conséquent, la distribution spectrale d'énergie globale infrarouge-millimétrique est dominée par une émission thermique hors équilibre.

Les courbes d'extinction. Les courbes d'extinction que nous synthétisons présentent des analogies avec celles observées dans les nuages de Magellan. Elles sont pratiquement linéaires, en $1/\lambda$, et la plupart d'entre elles ont un rapport silicate/carboné supérieur à la valeur Galactique. Cela a pour conséquence de diminuer l'importance de la bande à 2175 Å, car les grains carbonés en sont les porteurs. Toutefois, il y a un cas particulier (II Zw 40), et ce rapport silicate sur graphite semble ne pas être contraint fiablement par notre modèle. Par contre, la linéarité de la courbe d'extinction est une conséquence directe de la distribution de taille des grains. Qualitativement, le profil de ces courbes d'extinction est en accord avec celui trouvé par [Calzetti et al. \(1994\)](#), dans un échantillon de galaxies à flambée de formation d'étoiles, de métallicités variées.

La poussière très froide. Nous trouvons un excès d'émission submillimétrique, dans chacune des quatre distributions spectrales d'énergie étudiées. Nous pensons que cet excès pourrait provenir de l'émission de grains très froids – de température $T = 5 - 9$ K – enfouies dans des cœurs denses. Cet excès serait donc une preuve qu'il faut traiter le transfert du rayonnement, dans ces galaxies. Cette composante de poussière froide contient une fraction importante de la masse (40 – 80 %).

Les masses de poussière. Les rapports gaz-sur-poussière sont plus élevés ou égaux à ceux que l'on obtiendrait en supposant une proportionnalité entre la métallicité et la quantité de poussière. Ils sont plus faibles que ceux prédits par le modèle de [Lisenfeld & Ferrara \(1998\)](#), basé sur les données IRAS seules, ne prenant donc pas en compte la composante de poussière très froide.

Les figures [G.4](#) et [G.5](#) montrent les distributions spectrales d'énergie globales modélisées auxquelles j'ai superposé les observations. C'est la synthèse des papiers II et III. On remarque, encore une fois ici, la « *séquence évolutive* » depuis NGC 1140 qui est la plus quiescente de l'échantillon, avec un champ de rayonnement moins dur et moins intense que dans les autres, des bandes aromatiques importantes, en passant par NGC 1569 qui est un cas intermédiaire, jusqu'à II Zw 40 et He 2-10 qui subissent la formation d'étoiles la plus intense, n'ont pas de PAHs détectés et ont un champ de rayonnement très dur et très intense.

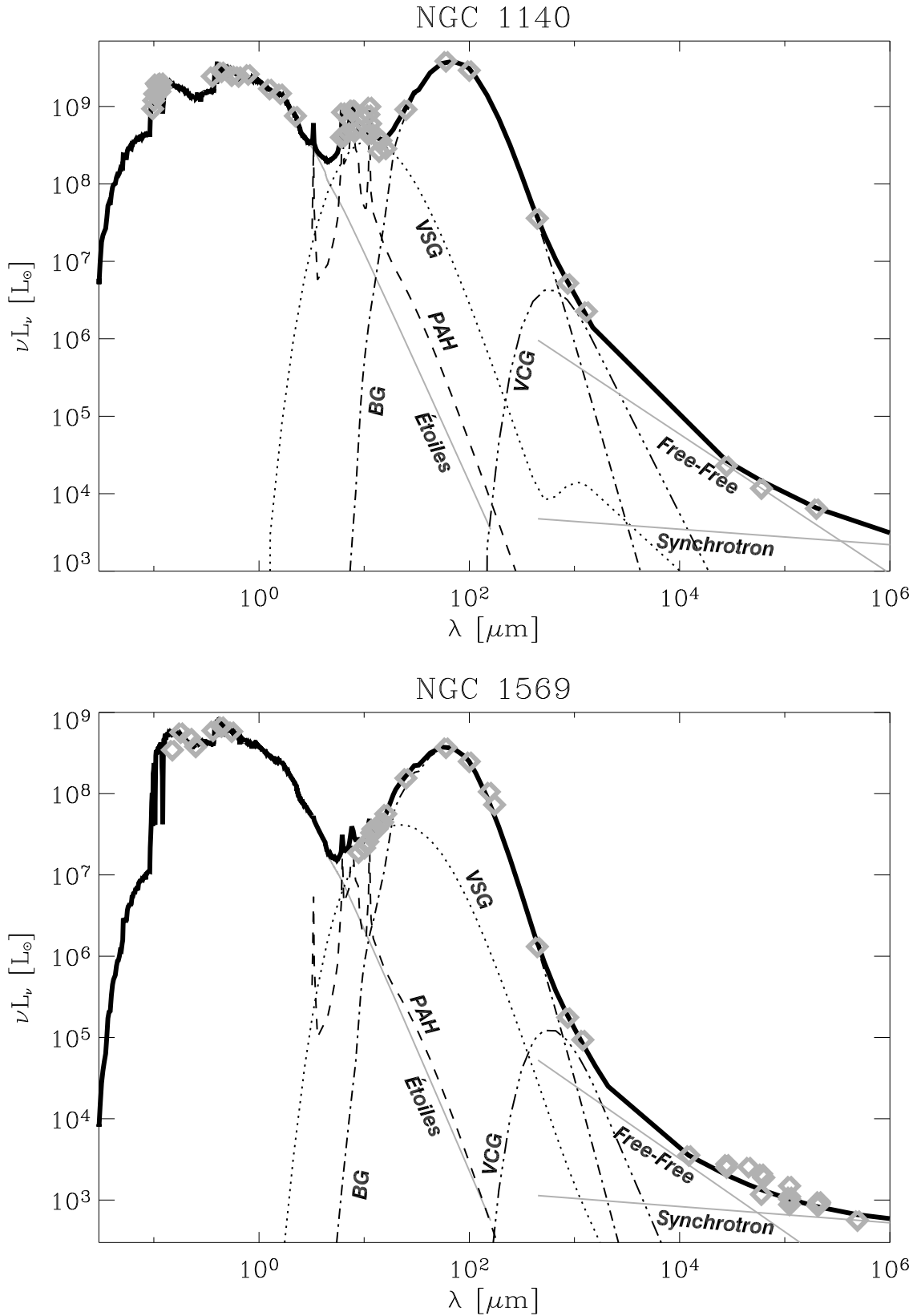


FIGURE G.4: Distributions spectrales d'énergie globales de NGC 1140 et NGC 1569. Les \diamond gris sont les observations, les traits sont les différentes composantes du modèle, et le trait noir continu épais est la somme de ces composantes. La décomposition du continuum radio représente la limite supérieure du rayonnement libre-libre, afin de mettre en évidence, sans ambiguïté, l'excès attribué aux VCGs. Notations : λ est la longueur d'onde, ν , la fréquence, et L_ν , la luminosité monochromatique.

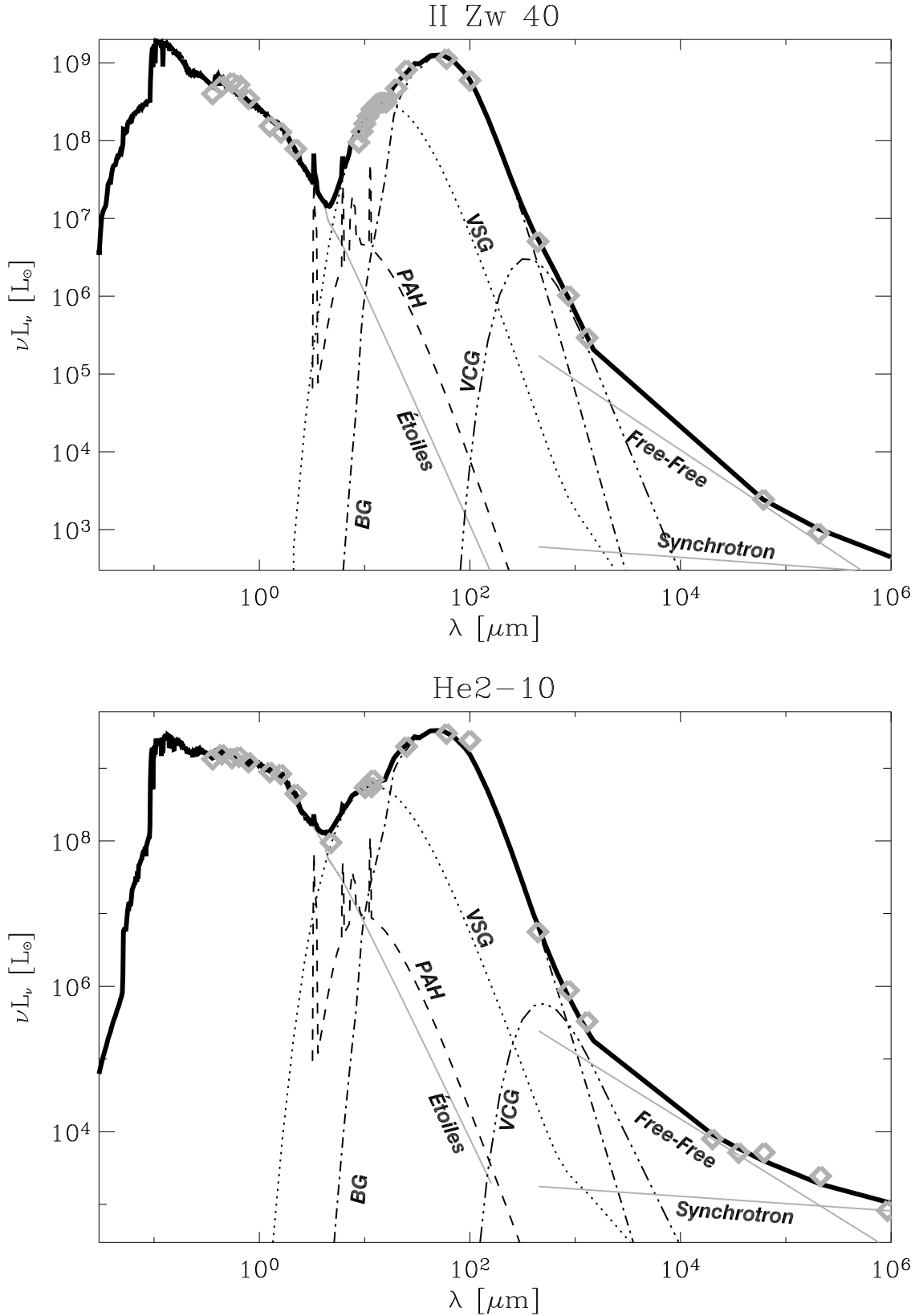


FIGURE G.5: **Distributions spectrales d'énergie globales de II Zw 40 et He 2-10.** Les \diamond gris sont les observations, les traits sont les différentes composantes du modèle, et le trait noir continu épais est la somme de ces composantes. La décomposition du continuum radio représente la limite supérieure du rayonnement libre-libre, afin de mettre en évidence, sans ambiguïté, l'excès attribué aux VCGs. Notations : λ est la longueur d'onde, ν , la fréquence, et L_ν , la luminosité monochromatique.

G.3.2 Les études similaires

La modélisation de la distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie naine, à l'aide d'un vrai modèle de poussière, et pas seulement d'une collection de corps noirs, a été présentée, à notre connaissance, par [Madden \(2000\)](#), puis [Galliano *et al.* \(2002\)](#), [Lisenfeld *et al.* \(2002\)](#), [Galliano *et al.* \(2003\)](#), [Takeuchi *et al.* \(2003\)](#) et [Galliano *et al.* \(2005a\)](#). [Takeuchi *et al.* \(2003\)](#) utilisent un modèle d'évolution des poussières pour ajuster la distribution spectrale d'énergie infrarouge de SBS 0335-052. Cette approche est assez différente des autres, je ne m'attarderai pas dessus.

[Lisenfeld *et al.* \(2002\)](#) ont utilisé le modèle de [Désert *et al.* \(1990\)](#), dans NGC 1569, sans varier la distribution de taille, et avec moins de contraintes observationnelles – ils n'avaient pas de contraintes sur le champ de rayonnement, et pas l'important continuum du spectre ISOCAM. Ils n'appliquent pas la conservation de l'énergie. Leur flux à $450\ \mu\text{m}$ est supérieur au nôtre, bien qu'en accord, car ils ont utilisé le skydip à $450\ \mu\text{m}$, connu pour surestimer le flux. Ils expliquent l'excès submillimétrique par la queue de l'émission des VSGs. Cette explication ne tient pas avec un flux à $450\ \mu\text{m}$ plus bas. Ils concluent, tout de même, à une abondance de petits grains. Cependant, ceux-ci sont carbonés, car ils conservent la distribution de taille de grains Galactique. Leur estimation de la masse de poussière suppose des grains à l'équilibre, alors que ceux-ci sont chauffés stochastiquement. Leur rapport gaz-sur-poussière est plus élevé.

Plus récemment, [Bot *et al.* \(2004\)](#) ont utilisé le modèle de [Désert *et al.* \(1990\)](#) en l'appliquant à l'émission diffuse du petit nuage de Magellan. Ils ajustent la distribution spectrale d'énergie globale de poussière, en conservant la distribution de taille Galactique, pour chaque composante individuelle, mais en prenant en compte la variation du champ de rayonnement selon les régions – ils gardent toutefois le champ de rayonnement interstellaire Galactique. Ils ont des difficultés à expliquer le point IRAS à $60\ \mu\text{m}$. Cela pourrait être un effet de la distribution de taille, identique à ce que nous avons vu, dans notre échantillon.

Enfin, [Plante & Sauvage \(2002\)](#) et [Vanzi & Sauvage \(2004\)](#) ont modélisé la distribution spectrale d'énergie autour des SSCs de SBS 0335-052 et NGC 5253, respectivement. Le modèle qu'ils utilisent (DUSTY; [Ivezić & Elitzur, 1997](#)) résout les équations du transfert de rayonnement, dans un environnement sphérique, sans traiter le chauffage stochastique des grains. Ils trouvent une distribution de taille dominée par les gros grains. Cette différence est vraisemblablement due à la destruction des petits grains, au voisinage des SSCs, similairement à ce qui est observé dans les AGNs ([Maiolino *et al.*, 2001a,b](#)). Le fait que les SSCs dominent la distribution spectrale d'énergie, dans ces études, rend la comparaison de leurs résultats avec les nôtres, difficile.

Conclusion

Chapitre H

Conclusion générale et perspectives

H.1 L'apport de cette étude à la connaissance des environnements de faible métallicité	203
H.1.1 Le point de vue de l'infrarouge moyen	203
H.1.2 Les propriétés globales des grains	204
H.2 Perspectives : les ramifications futures de ce projet	205
H.2.1 Exploitation des spectres ISO	205
H.2.2 Sophistication de l'approche théorique	205
H.2.3 Préparation et mise à profit des missions à venir	206

Le but de cette thèse était d'étudier les milieux interstellaires de faible métallicité. Ceux-ci sont intéressants, en raison de leur probable similitude avec celui des galaxies primordiales que l'on ne peut pas encore observer. Je me suis, pour cela, concentré sur un échantillon de galaxies naines proches, afin de pouvoir mener une étude détaillée, multi-longueurs d'onde, et modéliser leur distribution spectrale d'énergie de poussière.

H.1 L'apport de cette étude à la connaissance des environnements de faible métallicité

H.1.1 Le point de vue de l'infrarouge moyen

L'étude spectroscopique, en infrarouge moyen, menée au chapitre D, est la première de ce genre portant sur un échantillon de galaxies naines. Les études précédentes, listées à la section D.2, ne portaient, chacune, que sur une galaxie donnée. Dans le papier I et dans la section D.3, nous avons effectué une synthèse de ces observations, et avons esquissé les propriétés qui s'en dégagent.

- L'émission des bandes aromatiques est faible. Elles sont présentes dans les irrégulières quiescentes, comme NGC 1140, mais sont absentes, lorsque l'activité de formation d'étoiles est intense, comme dans II Zw 40 et 30 Doradus. Les porteurs de ces bandes – les PAHs – sont probablement détruits par le champ de rayonnement extrême, régnant dans ces régions. Celui-ci est plus faiblement écranté, dans un environnement de faible métallicité, en raison de la déficience en poussière.

- Le spectre des plus actives de ces galaxies ressemble qualitativement à celui de régions H II Galactiques. Il est dominé par un continuum de petits grains raide, et révèle d'intenses raies ioniques, en particulier les raies [S IV] $\lambda 10.51 \mu\text{m}$ et [Ne III] $\lambda 15.56 \mu\text{m}$.
- Cependant, cette analogie n'est pas totale. Les corrélations tracées à la section D.3.2.1 montrent que les galaxies naines de notre échantillon n'occupent pas la même place dans les relations $I(7.7 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ et $I(8.6 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$ versus $I(6.2 \mu\text{m})/I(11.3 \mu\text{m})$. Ce comportement traduit des différences structurelles dans les molécules PAHs.

Au final, les spectres en infrarouge moyen nous ont permis d'avancer que, outre leur faible abondance, les PAHs pourraient avoir une structure différente, dans les environnements de faible métallicité, de celle dans les milieux interstellaires de métallicité normale. Cette différence structurelle est à relier à l'évolution de la poussière, dans ces galaxies.

H.1.2 Les propriétés globales des grains

J'ai présenté, au chapitre G, la modélisation des distributions spectrales d'énergie de poussière de quatre galaxies naines. C'est la première étude mettant en œuvre la modélisation des distributions spectrales d'énergie de galaxies naines, utilisant les contraintes sur l'émission des poussières, sur le rayonnement stellaire, et sur les raies du gaz, de manière cohérente. Avant ces études, la plupart des distributions spectrales d'énergie de poussière des galaxies naines étaient ajustées par deux ou trois corps noirs, contraints essentiellement par les données IRAS. Nous avons franchi un pas. L'approche adoptée dans les papiers II et III est particulièrement innovante sur les points suivants :

- elle porte sur plusieurs (quatre) galaxies naines, et permet donc, bien que l'échantillon ne soit pas statistique, de généraliser, dans une certaine mesure, les résultats obtenus ;
- elle utilise le continuum de poussière observé par ISOCAM, en mode CVF, entre 5 et 16 μm , qui est une contrainte forte ;
- elle utilise les données SCUBA à 450 et 850 μm et le flux MAMBO, à 1.2 mm, contraignant la composante de poussière froide ;
- le modèle utilisé prend en compte différents aspects (diagramme du papier II) :
 - 1) variation de la distribution de taille, pour ajuster le spectre émis ;
 - 2) contraintes sur le champ de rayonnement interstellaire, à partir d'observations du continuum stellaire et des raies nébulaires ;
 - 3) cohérence entre émission et extinction, par dérougissement des données avec la courbe d'extinction synthétisée, et itération du processus.

Cette modélisation nous a permis de contraindre, à partir de l'émission, la distribution de taille des grains, et la masse de chaque composante. Les autres propriétés découlent de là.

La distribution de taille des grains dominant l'émission est similaire à une distribution MRN après le passage d'un choc. Elle est composée principalement de petits grains, de rayon $a \simeq 3 - 4 \text{ nm}$. Ce résultat est l'un des plus robustes de cette étude.

Le mode de chauffage auquel sont soumis les grains dominant l'émission est stochastique, en raison de leur faible taille. Ce résultat remet en cause la validité des précédentes études qui prétendaient étudier la poussière, dans ces galaxies, en la décrivant par des corps noirs – à l'équilibre thermodynamique, par définition.

La courbe d'extinction globale synthétisée présente une quasi-linéarité en $1/\lambda$, ce qui est l'une des caractéristiques des extinctions dans les nuages de Magellan. La deuxième

caractéristique, qui est la faiblesse de la bande à 2175 Å, n'est pas clairement établie par notre modèle, même s'il semble qu'il y ait une légère tendance vers un rapport silicate sur carboné plus grand que le rapport Galactique. Ce rapport n'est pas contraint de manière fiable, comme on peut le constater sur les barres d'erreur données dans le papier III. Toutefois, l'extinction prédite par un modèle comme ceux de [Draine & Li \(2001\)](#), [Li & Draine \(2001\)](#) ou [Zubko *et al.* \(2004\)](#), en utilisant la même distribution de taille, aurait une bande à 2175 Å plus faible. En effet, ces modèles expliquent cette bande par les grains carbonés de tous types confondus – à la fois PAHs et grains solides. La déficience en PAHs aurait, par conséquent, un rôle dans la diminution du « *bump* ».

Un excès d'émission submillimétrique est observé dans chacune de nos galaxies. Nous pensons que l'interprétation la plus probable de cet excès est l'émission de grains très froids, de température $T = 5 - 9$ K, enfouis dans des cœurs denses, écrantés du rayonnement stellaire, chauffés uniquement par le rayonnement poussiéreux. Cette composante de poussière très froide contient une fraction importante (40 – 80 %) de la masse. Cette étude revoie donc à la hausse la masse de poussière de ces galaxies. Les rapports gaz-sur-poussière sont plus élevés ou égaux à ceux que l'on attendrait en supposant une proportionnalité entre la métallicité et la masse de poussière.

Il est toujours difficile de différencier, parmi ces résultats, les propriétés dues à la faible métallicité du milieu interstellaire, de celles dues à l'activité de formation d'étoiles. Il semble que la petite taille des grains, ainsi que la pente de la courbe d'extinction soit plutôt un effet de flambée de formation d'étoiles ([Mas-Hesse & Kunth, 1999](#) ; [Weingartner & Draine, 2001](#)). De plus, on observe des courbes d'extinction ayant les caractéristiques de celle du petit nuage de Magellan, dans la Galaxie ([Valencic *et al.*, 2003](#)), et inversement, des courbes d'extinction Galactique dans certaines lignes de visée du petit nuage de Magellan ([Gordon & Clayton, 1998](#)). En revanche la valeur du rapport gaz-sur-poussière, traduisant la déficience en grains, par rapport à la valeur Galactique, est clairement un effet de faible métallicité.

H.2 Perspectives : les ramifications futures de ce projet

H.2.1 Exploitation des spectres ISO

L'étude présentée au chapitre [D](#) n'est pas terminée. Il y a encore beaucoup d'informations à tirer des intensités des différentes composantes spectrales obtenues, sur notre échantillon. Il serait intéressant d'étudier les relations entre rapports de raies ioniques et de faire intervenir l'intensité du continuum des petits grains. Par ailleurs, il est important de compléter nos données par des estimateurs des conditions physiques, comme l'intensité du champ de rayonnement, G_0 , et la densité électronique, n_e . Nous comptons également quantifier clairement la différence entre les méthodes de décomposition spectrale. Ces différentes propositions sont en cours de discussion avec les collaborateurs.

H.2.2 Sophistication de l'approche théorique

L'hypothèse la plus contestable dans l'étude présentée au chapitre [G](#) est de considérer que l'on peut modéliser la distribution spectrale d'énergie globale d'une galaxie, même naine, sans prendre en compte la variation des conditions physiques à l'intérieur de la galaxie, et sans transfert de rayonnement. La présence d'une composante de poussière très froide pourrait être le signe de la limitation de cette approche. C'est la prochaine étape de cette étude à laquelle je m'attellerai, en post-doctorat.

J'ai obtenu un NRC fellowship au NASA/Goddard Space Flight Center, pour travailler avec Eli Dwek. Nous appliquerons à nos données un modèle de transfert de rayonnement, en milieu grumeleux (CLUMPY ; [Városi & Dwek, 1999](#)), pour tenter de résoudre cet énigme, et par la même occasion, contraindre plus précisément le rapport de composition silicate/carboné. Nous appliquerons ce modèle à un échantillon de galaxies plus varié, couvrant une large gamme de champs de rayonnement, d'activités de formation d'étoiles, de métallicités, de morphologies, etc.

H.2.3 Préparation et mise à profit des missions à venir

	Astro-F	SOFIA	Herschel	ALMA	JWST
Date	2004	2005	2007	2007 – 2011	2011
$\Delta\lambda$	1.8 – 200 μm	5 – 300 μm	60 – 670 μm	0.35 – 10 mm	0.6 – 28 μm

TABLEAU H.1: **Futures missions spatiales, aériennes et terrestres en infrarouge et sub-millimétrique.** *Astro-F, Herschel et le JWST sont des satellites, SOFIA est un avion et ALMA est un réseau d'antennes.*

Les résultats présentés dans cette thèse n'ont pu l'être que grâce à la richesse et à la sensibilité des données ISO, IRAS, SCUBA et MAMBO. En toute logique, le projet de post-doctorat, mentionné au paragraphe précédent, tirera partie des observations de Spitzer/SIRTF. Les prochains observatoires (tableau H.1), qui ont été évoqués en introduction, seront d'une grande aide pour avancer dans la compréhension de ces propriétés. Le tableau H.1 montre que nous allons disposer, pour la première fois, d'observations du gaz et de la poussière, à de nombreuses longueurs d'onde, au delà de 200 μm .

Comment pouvons-nous exploiter cette multitude de données nouvelles, pour en extraire les informations physiques les plus pertinentes ? Les six bandes de Herschel, en particulier, sont des contraintes fortes sur le continuum submillimétrique. Ces données nécessitent d'affiner la connaissance des propriétés optiques submillimétriques d'analogues de grains interstellaires, en laboratoire. Par ailleurs, la spectroscopie de raies de structure fine, en infrarouge lointain, comme les raies [C II] $\lambda 158 \mu\text{m}$ et [O I] $\lambda 63 \mu\text{m}$, donne des informations sur le facteur de remplissage du milieu interstellaire de ces galaxies, en utilisant un modèle de région de photodissociation. Ce facteur de remplissage est utile pour modéliser le transfert de rayonnement dans un milieu « *grumeleux* ». Les spectres obtenus avec Spitzer/SIRTF permettront de contraindre plus précisément le gaz ionisé et les régions H II. Toutes ces informations, que nous pouvons ajouter à notre modèle simple, doivent être cohérentes entre elles et avec l'évolution chimique des galaxies, décrite par un modèle comme celui de [Dwek \(1998\)](#).

Nous sommes également capables, à partir des résultats que j'ai présenté, de préparer des observations. Par exemple, la figure H.1 montre les redshifts maximaux auxquels des galaxies naines, ayant les caractéristiques de celles étudiées dans cette thèse pourront être détectés, dans quelques bandes très utilisées.

Note Technique :

La figure H.1 a été construite en utilisant la distribution spectrale d'énergie synthétisée de NGC 1569 (chapitre G ; [Galliano et al., 2003](#)). Cette distribution spectrale d'énergie a été décalée vers le rouge, et son flux, diminué pour tenir compte de la distance. La conservation

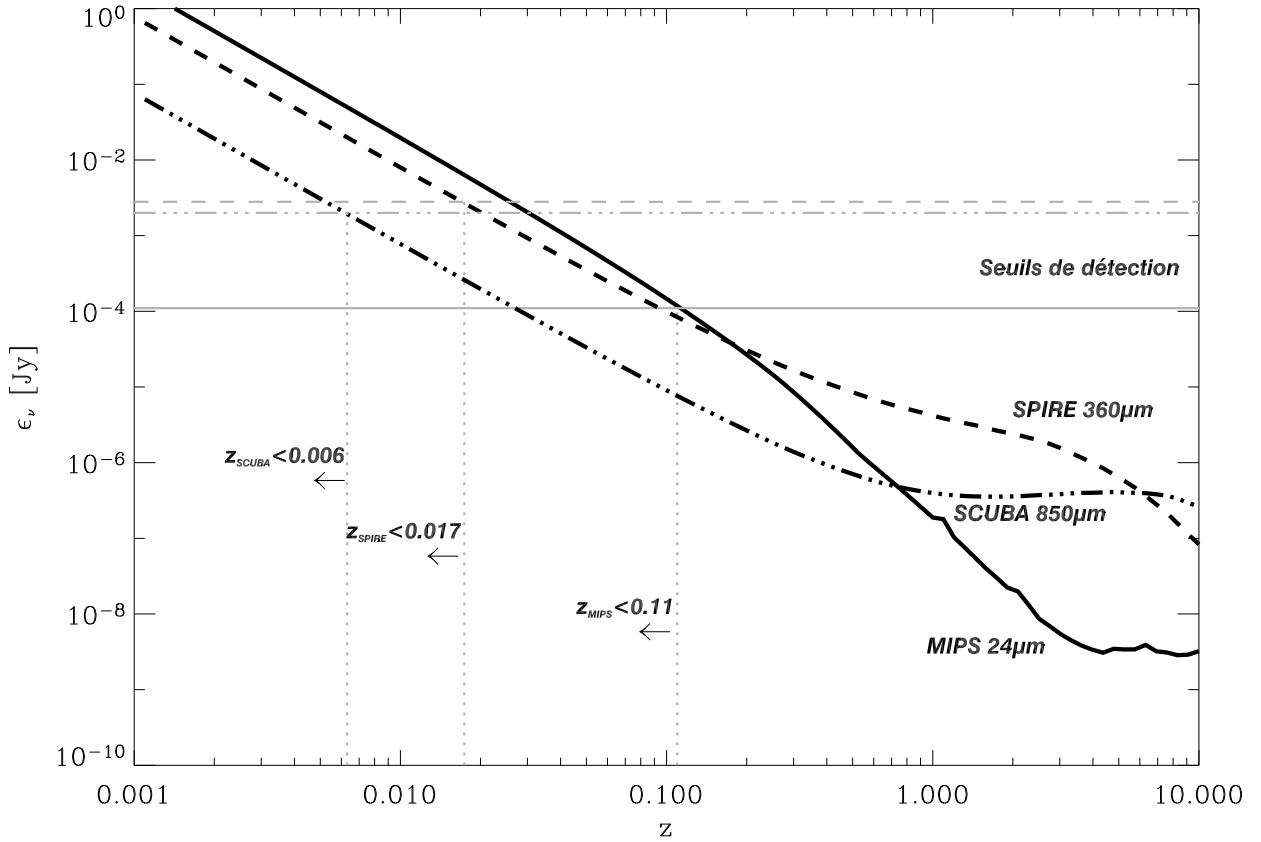


FIGURE H.1: **Limite de détection de nos galaxies naines en fonction de la distance.** La variation du flux avec le décalage spectral est tracée pour la bande SCUBA à $850\mu\text{m}$, la bande SPIRE (caméra embarquée à bord d'Herschel) à $360\mu\text{m}$, et la bande MIPS (caméra embarquée à bord de Spitzer/SIRTF) à $24\mu\text{m}$. Notations : ϵ_ν est l'éclairement monochromatique, et z , le décalage spectral cosmologique.

de l'énergie, entre le référentiel où est observée la galaxie (obs) et celui où on la place (z), s'écrit :

$$(\nu\epsilon_\nu)_{\text{obs}} \times 4\pi d_{\text{obs}}^2 = (\nu\epsilon_\nu)_z \times 4\pi d(z)^2, \quad (\text{H.1})$$

où ν est la fréquence, ϵ_ν , l'éclairement monochromatique, d_{obs} , la distance à laquelle se trouve la galaxie, et $d(z)$, la distance à laquelle on la place, en fonction du redshift, z . J'ai donc tracé :

$$\epsilon_\nu^z = (1+z) \times \epsilon_\nu^{\text{obs}} \left(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z} \right) \times \left(\frac{d_{\text{obs}}}{d(z)} \right)^2. \quad (\text{H.2})$$

La distance $d(z)$ a été calculée en utilisant (Peacock, 1999) :

$$d(z) = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_{\text{mat}}(1+z')^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{\text{rad}}(1+z')^2}}, \quad (\text{H.3})$$

avec les valeurs courantes $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\text{mat}} = 0.3$, $\Omega_{\text{rad}} = 0$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$.

Les seuils de détection sont ceux donnés, pour une détection à $5 \times \sigma$, après un temps d'intégration relativement long – 10 heures sur SCUBA, 1 heure sur SPIRE et 10 minutes sur MIPS.

Le résumé de mon activité scientifique

La nature du travail que j'ai fourni, au long de ces trois années, est relativement variée. Les principaux aspects en sont les suivants.

Les observations

Les observations au sol

J'ai participé à trois missions d'observation, au cours de ma thèse : (i) deux semaines au JCMT, à Hawaii, en décembre 2000 et janvier 2001 (ii) une semaine au radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM, en janvier 2002 et (iii) une semaine au SEST, à La Silla, au Chili, en septembre 2002 (chapitre F). Cet aspect comporte plusieurs étapes :

- 1) l'écriture des demandes de temps de télescope, incluant la justification scientifique et la description détaillée des observations qui seront menées ;
- 2) l'observation, à proprement parler, au télescope, nécessitant des adaptations en temps réel de la stratégie prévue à l'origine ;
- 3) la réduction des données collectées, afin de pouvoir les interpréter.

J'ai accordé une attention toute particulière à cette dernière étape. L'évolution temporelle des calibrateurs SCUBA (section F.4.2) en est un exemple. J'ai également tenté d'importer des techniques d'une longueur d'onde, à une autre, comme par exemple, la construction d'une carte de bruit, pour les données SCUBA (figure F.9), inspirée du traitement des données ISOCAM. Dans la mesure du possible, je me suis efforcé d'estimer les incertitudes sur mes flux, en identifiant les différentes sources d'erreur. Tout cela a demandé l'écriture de nombreuses procédures de réduction de données.

L'analyse des données d'archive

En plus des données collectées directement au télescope, j'ai réduit des données brutes, retirées dans l'archive du satellite ISO (chapitre C). Ces données étaient essentiellement des observations effectuées avec ISOCAM – aussi bien des bandes larges que les spectres présentés au chapitre D – mais aussi des observations ISOPHOT. Il était important, pour cette étude, de les réduire précisément. De la même manière que pour les observations au sol, j'ai tenté de raffiner le traitement, en considérant chaque cas individuellement. Par exemple, j'ai expérimenté différentes méthodes de soustraction du fond zodiacal (section C.3.2.1), j'ai systématiquement vérifié la platitude à grand rayon de mes courbes de croissance, lorsque cela avait un sens. J'ai cherché à identifier les différentes sources d'erreur, afin d'évaluer les incertitudes (section C.3.2.2).

La construction d'un ensemble cohérent d'observations

La collecte de données dans la littérature est une tâche fastidieuse, en raison de la non-homogénéité des conditions d'observations. L'approche multi-longueurs d'onde nécessite une compréhension détaillée de chaque point de la distribution spectrale d'énergie observée. J'ai effectué ce travail pour mes galaxies naines (chapitre G), à la fois pour échantillonner le plus finement possible mes distributions spectrales d'énergie, et pour retirer les contaminations non-poussiéreuses (chapitres C et F).

L'interprétation

L'analyse spectrale

L'analyse spectrale, présentée au chapitre D, m'a demandé d'étudier les différentes approches utilisées, dans la littérature (figure D.3). J'ai dû choisir une méthode me permettant d'ajuster la grande variété de spectres que j'ai eu à analyser (annexe II). J'ai dû, pour cela, mettre en œuvre informatiquement ces méthodes, et effectuer de nombreux tests, jusqu'à arriver à la procédure présentée à la figure D.4, applicable à tous les spectres. La difficulté de ce travail résidait dans la diversité des sources, chacune ayant des caractéristiques spectrales différentes.

La modélisation

La modélisation, avec les observations et la réduction de données, constitue l'une des activités qui m'a le plus accaparé. Je n'ai pas précisément écrit de modèle, mais j'ai recherché une stratégie me permettant d'utiliser différents modèles déjà existants – comme le modèle de Désert *et al.* (1990), PÉGASE et CLOUDY – de manière cohérente. La procédure employée dans les papiers II et III (Galliano *et al.*, 2003, 2005a) est la partie la plus innovante de cette thèse. Elle a nécessité :

- 1) de me familiariser avec les modèles utilisés et avec les phénomènes physiques qu'ils décrivent ;
- 2) de trouver une stratégie, permettant de modéliser les distributions spectrales d'énergie, de manière simple, en levant les dégénérescences ;
- 3) d'écrire les programmes (Fortran 90, IDL), appelant les différents codes, et permettant d'itérer le processus décrit dans le papier II, et de minimiser le χ^2 .

Cette modélisation a été effectuée de manière complète sur quatre galaxies naines (chapitre G).

La publication

Enfin, l'écriture des publications m'a demandé un investissement important. J'ai écrit deux articles en premier auteur (les papiers II et III ; Galliano *et al.*, 2003, 2005a). J'ai participé activement à l'écriture d'un article, en tant que second auteur (le papier I ; Madden *et al.*, 2005), et à un autre, en troisième auteur (Xilouris *et al.*, 2004). Deux articles – un en premier auteur, l'autre en second – sont en préparation (Galliano *et al.*, 2005b ; Dwek *et al.*, 2005). L'écriture de ces publications ne s'est pas cantonnée à la simple description de nos résultats. J'ai essayé, dans la mesure du possible, d'exploiter certaines pistes, comme le calcul des rayons de transition entre les deux modes de chauffage (Galliano *et al.*, 2003, 2005a), et de vérifier les valeurs numériques obtenues par des calculs d'ordre de grandeur simples.

Par ailleurs, j'ai consacré du temps à l'écriture de ce manuscrit – en particulier, la partie I – afin qu'il puisse servir de point de départ à un éventuel prochain étudiant, qu'il me serve d'aide-mémoire, et aussi, par plaisir.

Have fun!

John MATHIS, *Conclusion talk*
Astrophysics of Dust, Estes Park, Colorado, mai 2003

Annexes

Annexe I

Intensités des bandes aromatiques dans notre échantillon

Cette annexe contient les flux des bandes aromatiques, calculés à partir des spectres de l'annexe II, en suivant la méthode décrite à la section D.1.2.2. La figure D.8 utilise ces valeurs.

Source		$I(6.2 \mu\text{m})$	$I(7.7 \mu\text{m})$	$I(8.6 \mu\text{m})$	$I(11.3 \mu\text{m})$
Nom	\varnothing	en $10^{-15} \text{ W m}^{-2}$			
<i>Galaxies naines</i>					
II Zw 40	(24'')	$\lesssim 3.4$	$\lesssim 5.7$	$\lesssim 0.05$	$\lesssim 0.01$
NGC 1140	(20'')	1.8 ± 0.7	4.5 ± 1.0	0.73 ± 0.20	1.27 ± 0.15
	(40'')	2.6 ± 1.2	5.3 ± 1.4	0.55 ± 0.18	1.69 ± 0.22
NGC 1569	(12'')	3.0 ± 1.5	6.2 ± 1.5	3.1 ± 0.9	3.1 ± 0.3
	(120'')	16.0 ± 7.4	37 ± 11	22 ± 9	26.5 ± 4.2
NGC 5253		$\lesssim 23$	$\lesssim 26$	$\lesssim 7$	$\lesssim 16$
<i>Nuages de Magellan</i>					
30 Doradus	(60'')	213 ± 22	604 ± 34	398 ± 23	313 ± 12
	(120'')	558 ± 43	1622 ± 78	1004 ± 51	960 ± 37
SMC B1#1		37 ± 6	75 ± 11	23 ± 3	38 ± 6
SMC N 66	(30'')	8.0 ± 3.1	20.2 ± 5.8	8.8 ± 2.2	12.7 ± 1.9
	(120'')	56 ± 12	163 ± 24	77 ± 13	75 ± 11
<i>Galaxies spirales</i>					
M 51	(80'')	81 ± 6	234 ± 13	79 ± 6	70 ± 5
	(140'')	133 ± 10	408 ± 23	150 ± 14	142 ± 13
M 83	(50'')	162 ± 8	419 ± 16	161 ± 7	118 ± 5
	(200'')	527 ± 25	1022 ± 39	456 ± 18	389 ± 14
NGC 613	(20'')	11.7 ± 3.5	35 ± 6	9.6 ± 2.4	8.2 ± 1.0
	(60'')	23 ± 12	51 ± 14	13.3 ± 6.3	12.2 ± 2.6
NGC 1097	(40'')	57 ± 4	158 ± 9	48.5 ± 3.3	40.4 ± 2.6
	(100'')	78 ± 9	203 ± 14	60 ± 6	54 ± 4
NGC 1365	(40'')	86 ± 5	224 ± 9	68 ± 3	46.3 ± 2.0
	(100'')	134 ± 9	307 ± 14	92 ± 5	72 ± 3
NGC 6946	(40'')	76 ± 4	203 ± 8	71 ± 3	47 ± 3
	(140'')	215 ± 28	518 ± 32	185 ± 13	163 ± 7
<i>Galaxies à flambée de formation d'étoiles et noyaux actifs</i>					

Source		$I(6.2 \mu\text{m})$	$I(7.7 \mu\text{m})$	$I(8.6 \mu\text{m})$	$I(11.3 \mu\text{m})$
Nom	\varnothing	en $10^{-15} \text{ W m}^{-2}$			
Arp 220	(10'')	32 ± 21	80 ± 20	80 ± 37	43 ± 22
	(20'')	$\lesssim 62$	77 ± 25	45 ± 31	30 ± 17
Arp 299	(10'')	23 ± 6	52 ± 7	26 ± 4	3.5 ± 0.4
	(24'')	41 ± 9	114 ± 15	52 ± 8	13.4 ± 1.6
Centaurus A	(10'')	46 ± 9	73 ± 9	5.9 ± 1.1	16.8 ± 1.8
	(30'')	79 ± 16	161 ± 17	43 ± 7	33.9 ± 3.4
Circinus	(10'')	438 ± 34	523 ± 32	42.5 ± 2.6	41.4 ± 2.6
	(40'')	675 ± 39	1540 ± 65	393 ± 18	364 ± 16
IC 342	(12'')	37.3 ± 1.9	84.5 ± 33.5	50.6 ± 2.9	43.2 ± 1.8
	(40'')	75 ± 4	203 ± 9	105 ± 6	84.3 ± 3.4
IR 23128	(10'')	3.6 ± 1.0	9.6 ± 1.4	3.5 ± 0.8	1.8 ± 0.2
	(20'')	6.4 ± 2.3	16.8 ± 3.4	3.8 ± 1.1	2.8 ± 0.4
M 82	(24'')	930 ± 40	2770 ± 100	854 ± 31	491 ± 18
	(60'')	1988 ± 75	6120 ± 220	1832 ± 66	1259 ± 46
NGC 253	(10'')	184 ± 10	523 ± 25	208 ± 11	95 ± 5
	(40'')	446 ± 22	1392 ± 56	630 ± 30	367 ± 16
NGC 520	(30'')	42.9 ± 3.4	112.3 ± 5.4	37.4 ± 2.4	26.7 ± 1.4
NGC 3256	(10'')	15.8 ± 3.3	43.4 ± 5.4	14.0 ± 3.3	12.4 ± 1.6
	(24'')	67 ± 9	197 ± 15	73 ± 9	53 ± 4
NGC 4945	(20'')	285 ± 15	917 ± 42	310 ± 21	131 ± 7
	(60'')	269 ± 19	1030 ± 48	293 ± 23	190 ± 9
NGC 6240	(10'')	14.9 ± 1.7	37.2 ± 2.5	9.6 ± 1.1	10.7 ± 0.7
	(20'')	23.4 ± 4.3	51.2 ± 4.6	9.9 ± 1.6	21.8 ± 1.9
<i>Régions H II</i>					
IR 12331		115 ± 6	237 ± 6	69 ± 6	35 ± 6
IR 15384		637 ± 9	1965 ± 23	654 ± 15	489 ± 9
IR 18317		634 ± 13	1859 ± 14	389 ± 5	327 ± 6
IR 22308		249 ± 5	776 ± 14	212 ± 5	229 ± 16
IR 22308		249 ± 5	776 ± 14	212 ± 5	229 ± 16
IR 23030		198 ± 12	344 ± 15	68 ± 2	90.8 ± 3.5
IR 23133		456 ± 7	1156 ± 17	235.5 ± 1.9	364 ± 10
Orion 1		289 ± 8	684 ± 11	108.7 ± 2.3	159.6 ± 3.6
Orion 2		974 ± 5	2635 ± 29	640.3 ± 7.8	759 ± 21
Orion 3		710 ± 9	1287 ± 23	202.6 ± 8.1	478.4 ± 2.7

Annexe II

Spectres ISO ajustés

II.1 Galaxies naines	217
II.2 Nuages de Magellan	220
II.3 Galaxies spirales	222
II.4 Galaxies à flambée de formation d'étoiles et noyaux actifs	227
II.5 Régions H II	236

Cette annexe contient les spectres ISO qui ont été ajustés pour obtenir les résultats présentés à la section D.3. Les principales informations sur les sources sont contenues dans le tableau D.3. Nous présentons ici, même les spectres qui ont été rejetés.

II.1 Galaxies naines

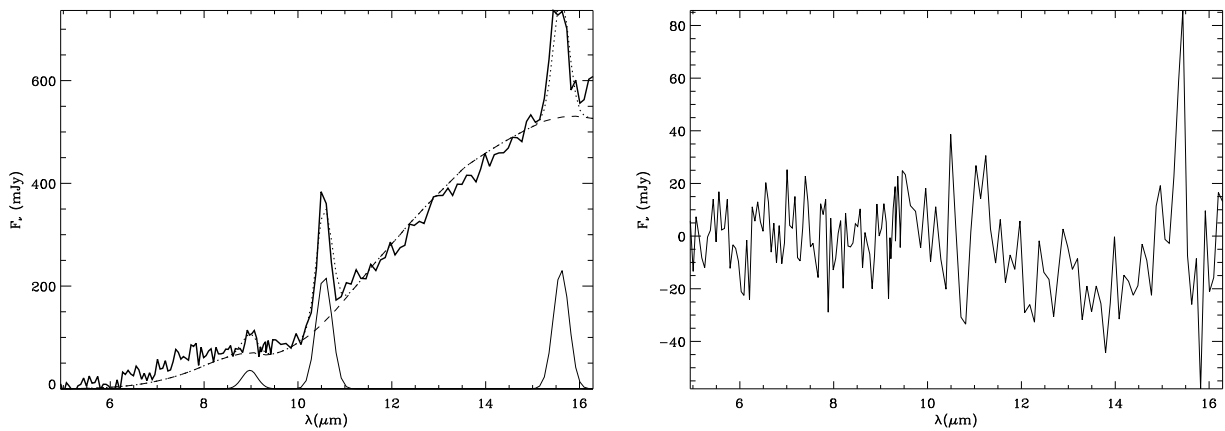


FIGURE II.1: **II Zw 40** dans 24". L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

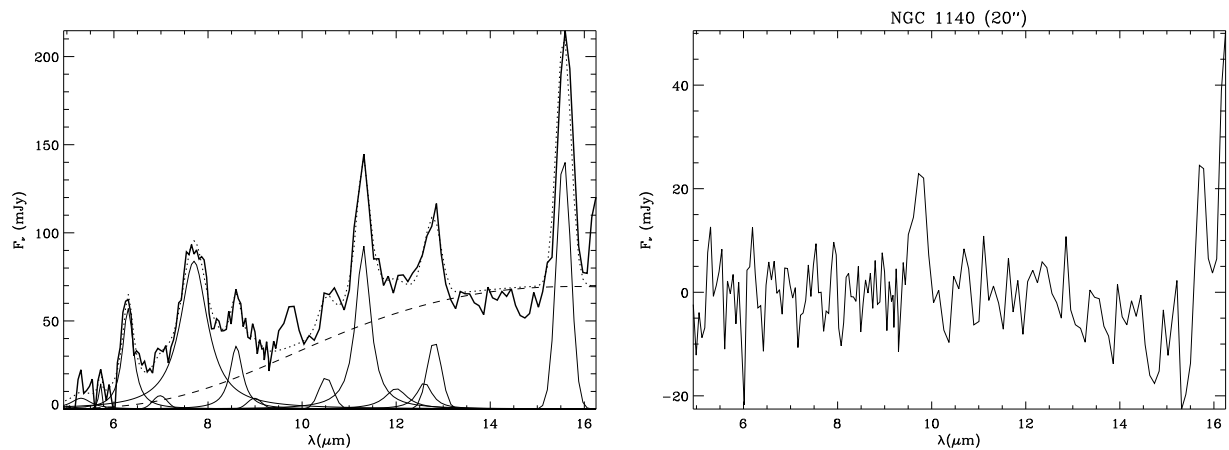


FIGURE II.2: **NGC 1140** dans $20''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

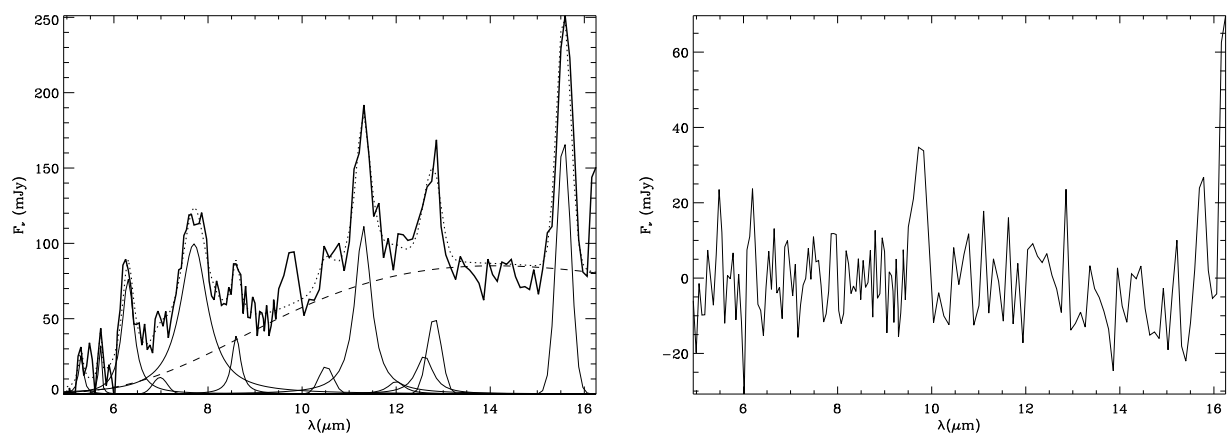


FIGURE II.3: **NGC 1140** dans $40''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

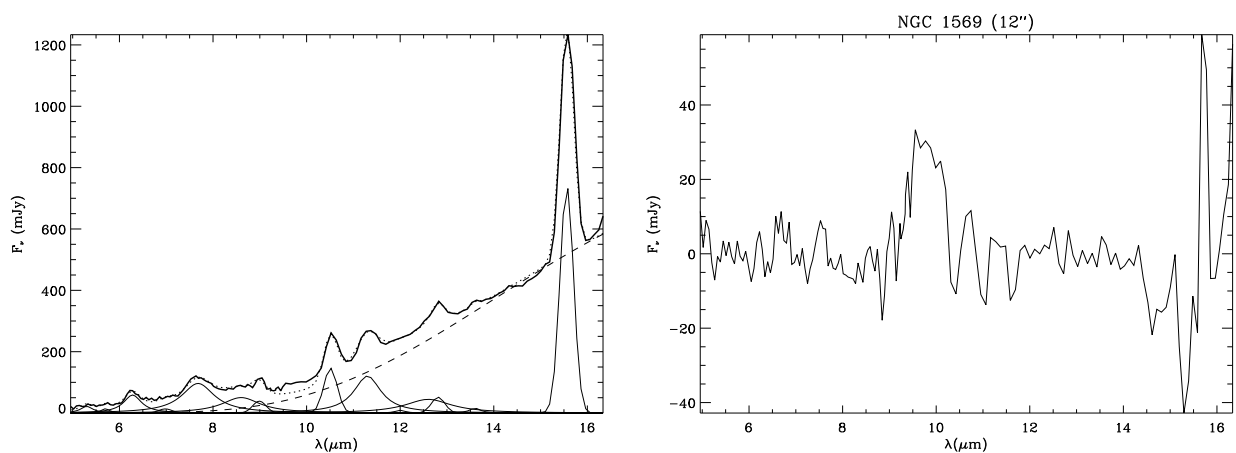


FIGURE II.4: **NGC 1569** dans $12''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

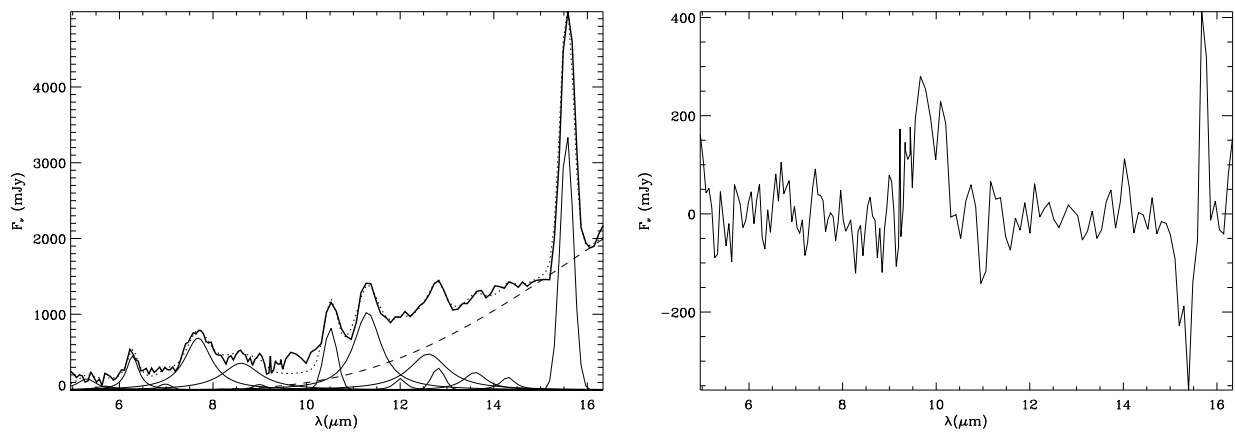


FIGURE II.5: **NGC 1569** dans $120''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

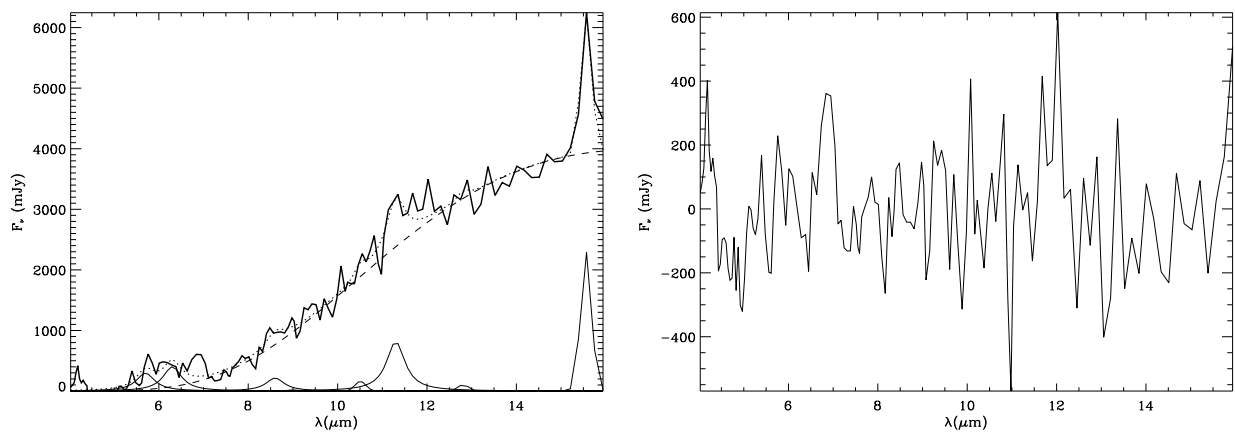


FIGURE II.6: **NGC 5253**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

II.2 Nuages de Magellan

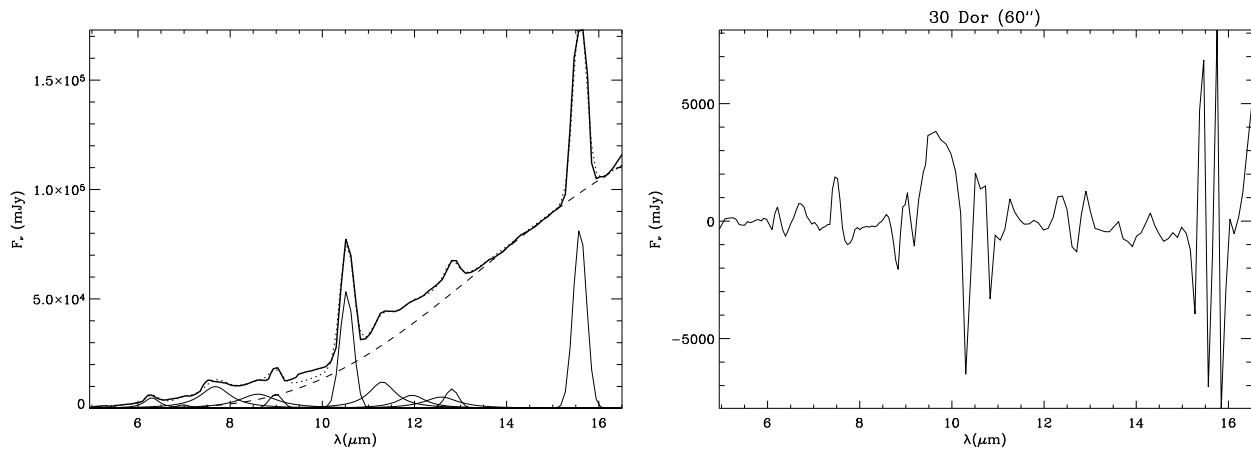


FIGURE II.7: **30 Doradus dans 60''**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

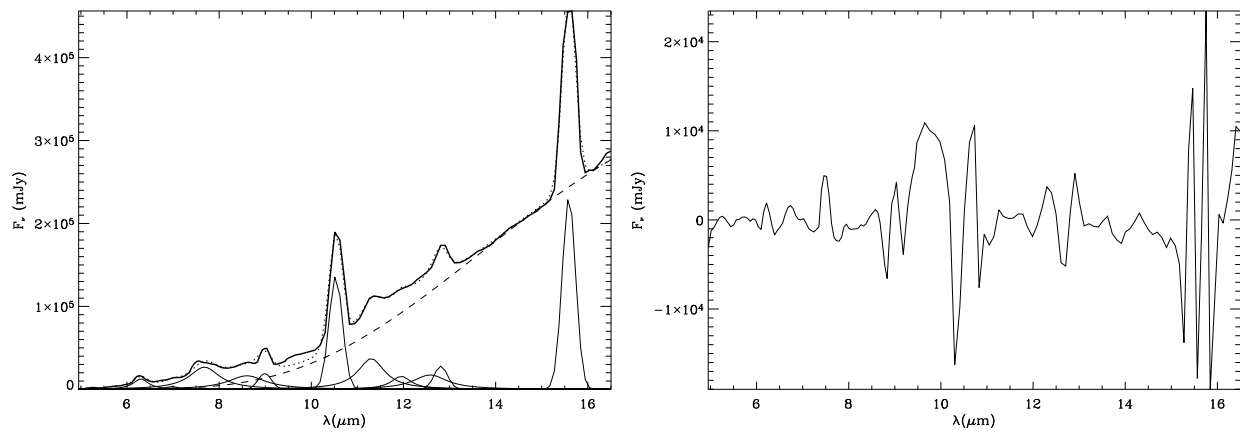


FIGURE II.8: **30 Doradus dans 120''**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

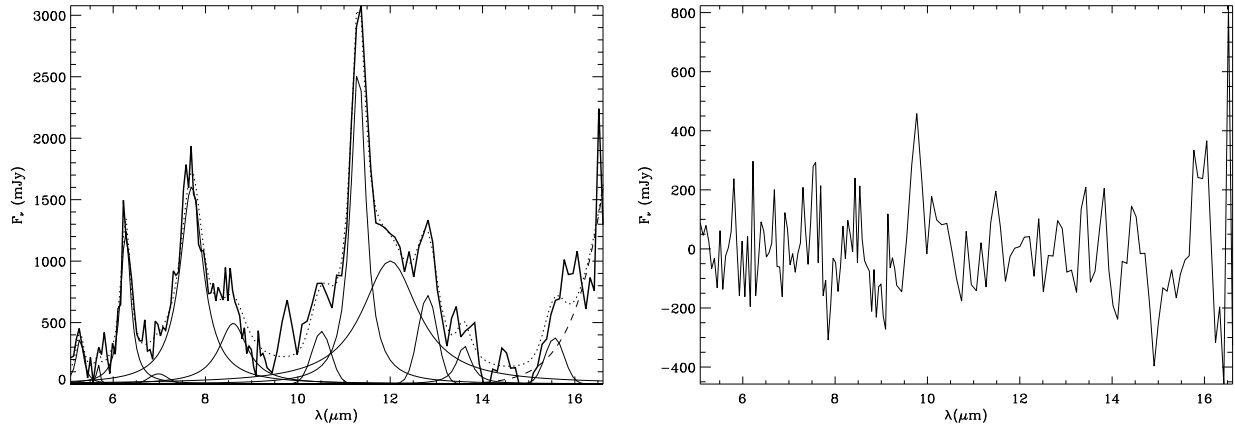


FIGURE II.9: **SMC B1#1**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

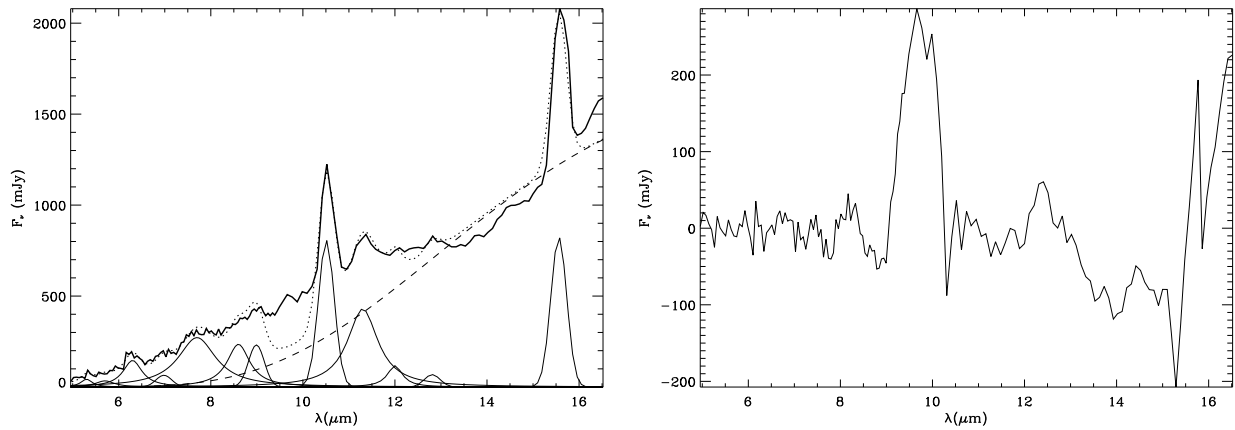


FIGURE II.10: **SMC N 66 dans 30''**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

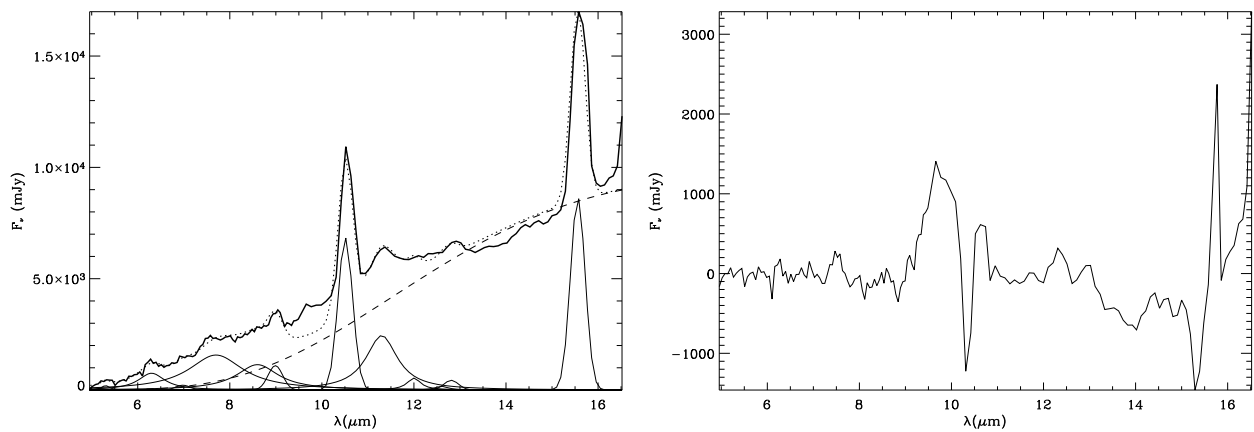


FIGURE II.11: **SMC N 66 dans 120''**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

II.3 Galaxies spirales

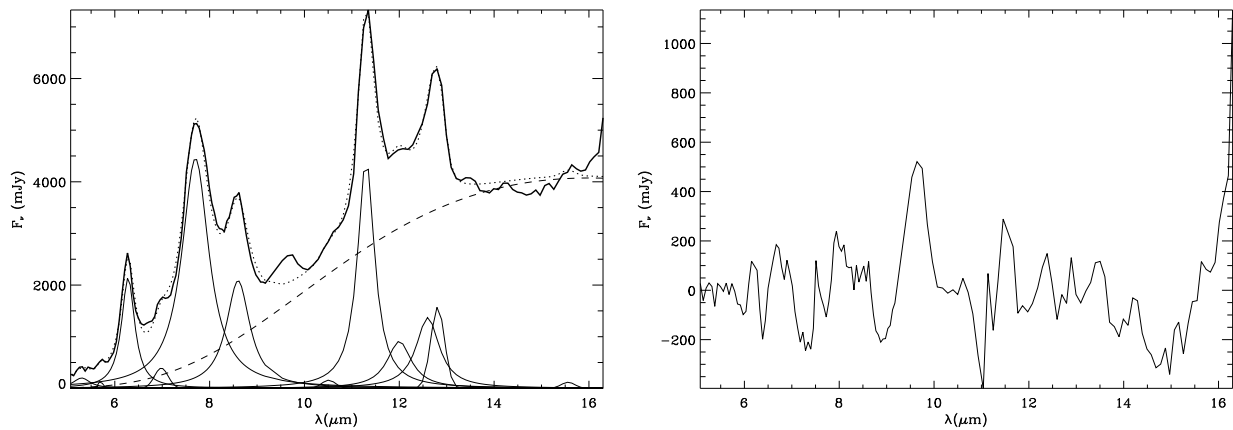


FIGURE II.12: **M 51 dans 80''**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

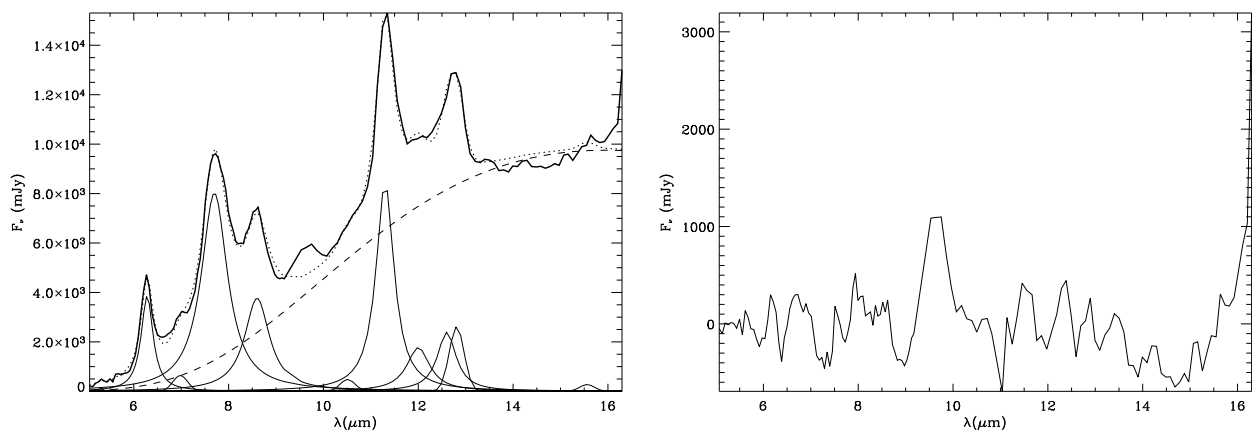


FIGURE II.13: **M 51 dans 140''**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

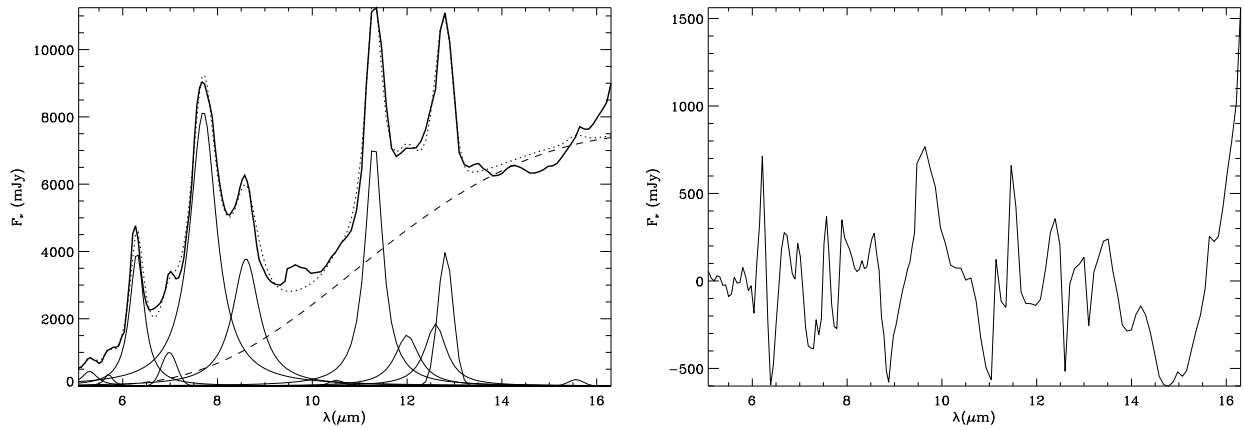


FIGURE II.14: **M 83** dans $50''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

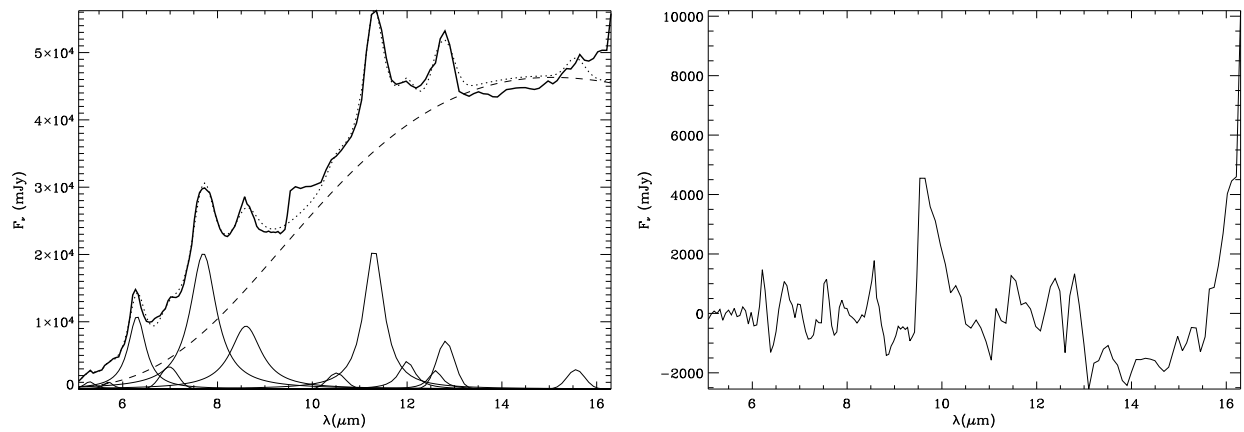


FIGURE II.15: **M 83** dans $200''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

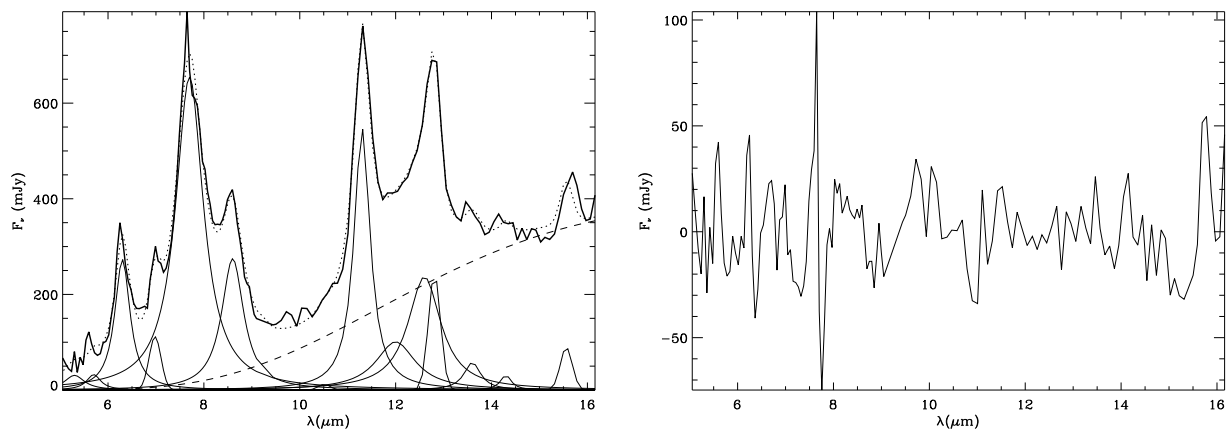


FIGURE II.16: **NGC 613** dans $20''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

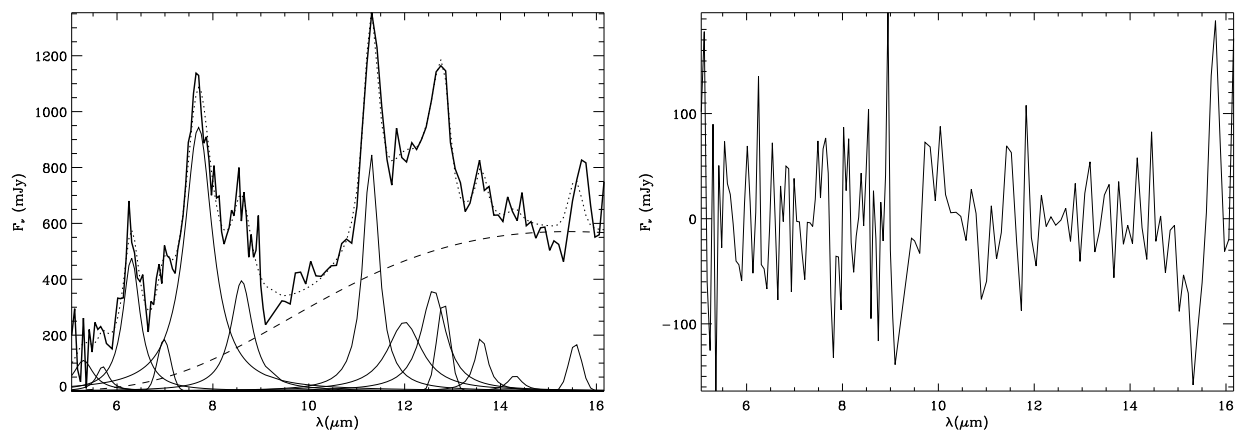


FIGURE II.17: **NGC 613** dans $60''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

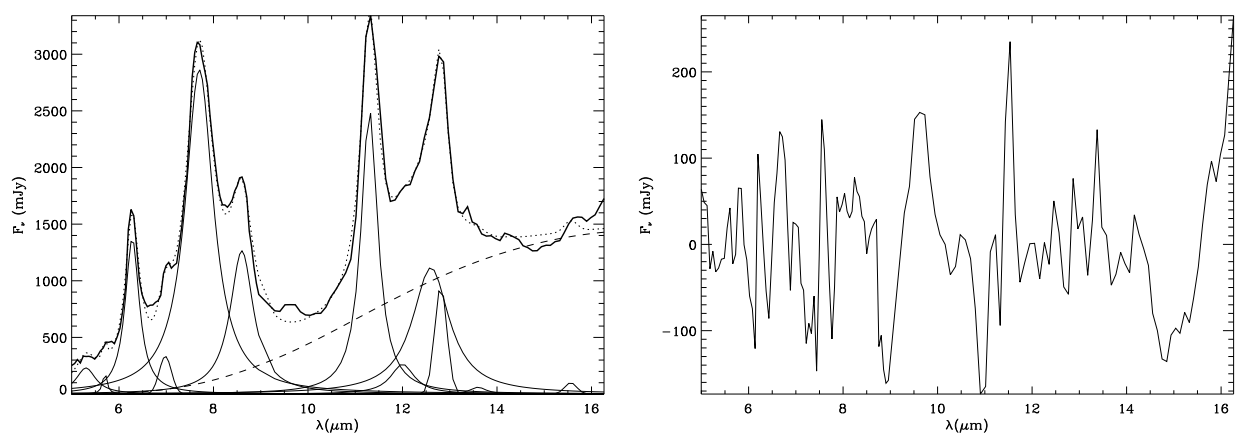


FIGURE II.18: **NGC 1097** dans $40''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

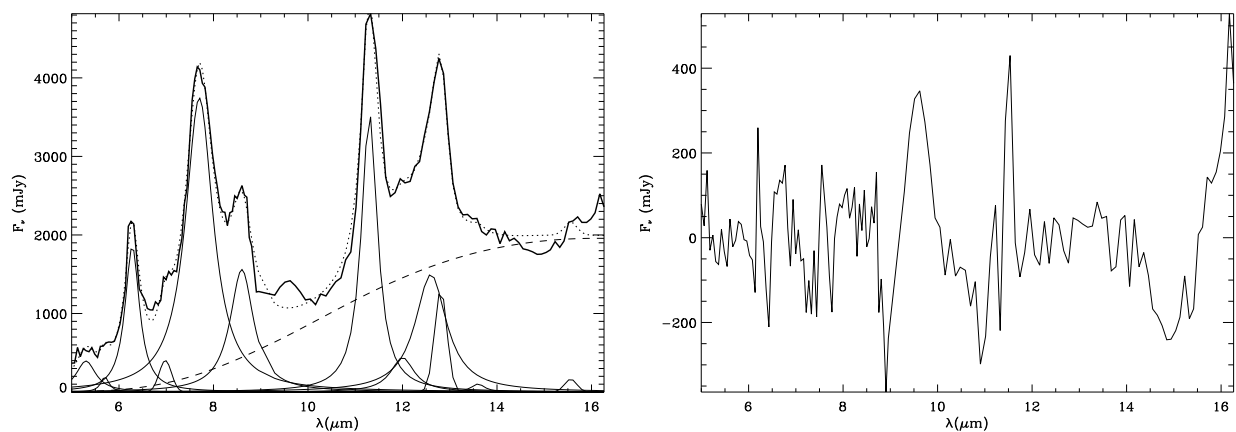


FIGURE II.19: **NGC 1097** dans $100''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

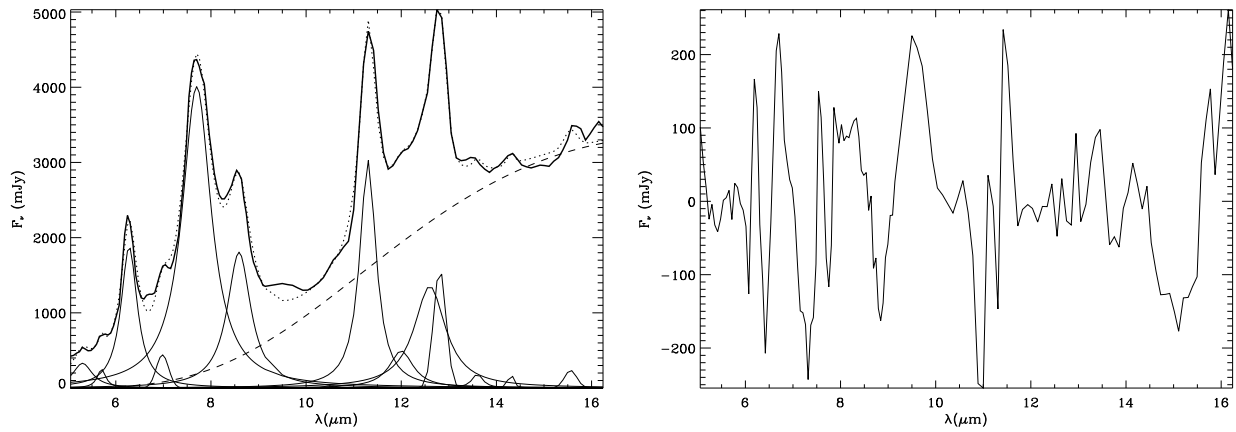


FIGURE II.20: **NGC 1365** dans $40''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

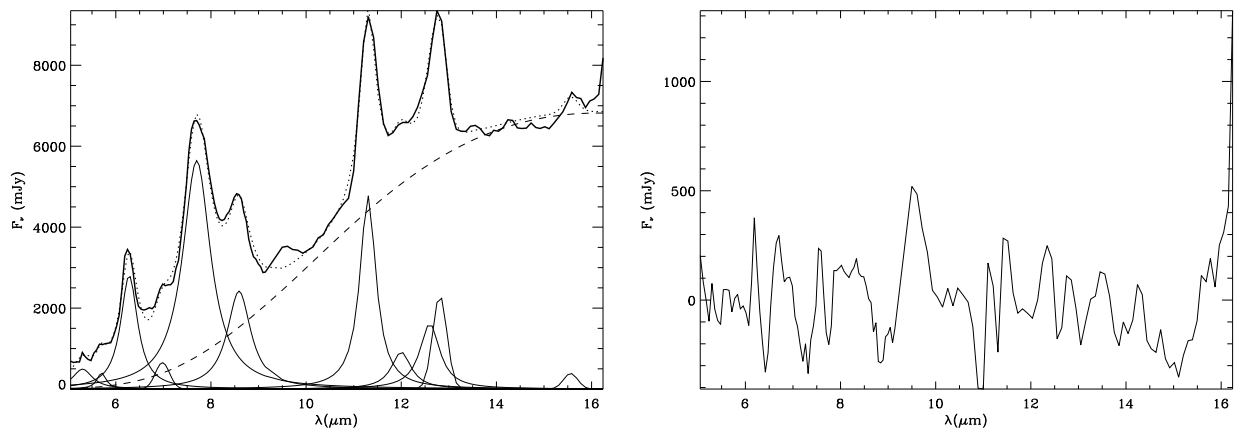


FIGURE II.21: **NGC 1365** dans $100''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

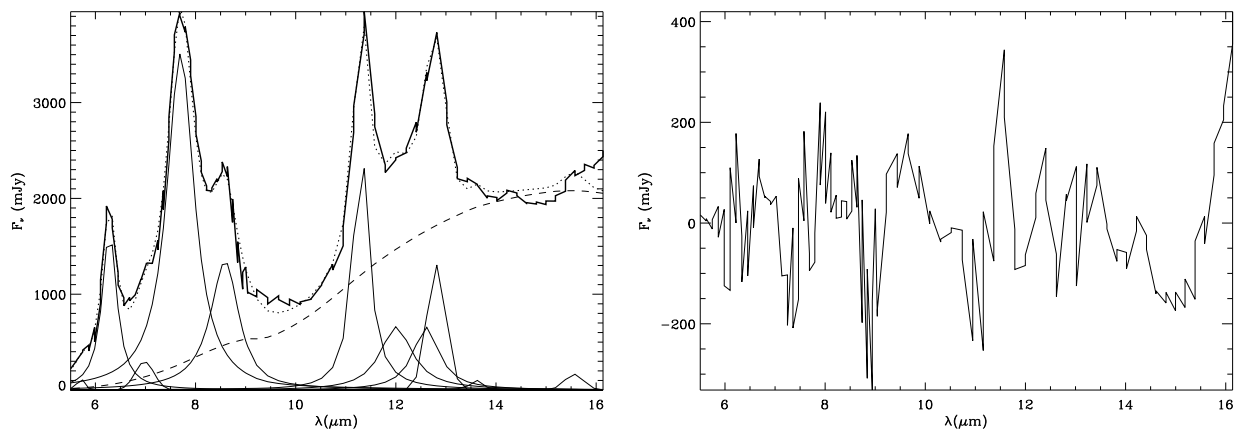


FIGURE II.22: **NGC 6946** dans $40''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

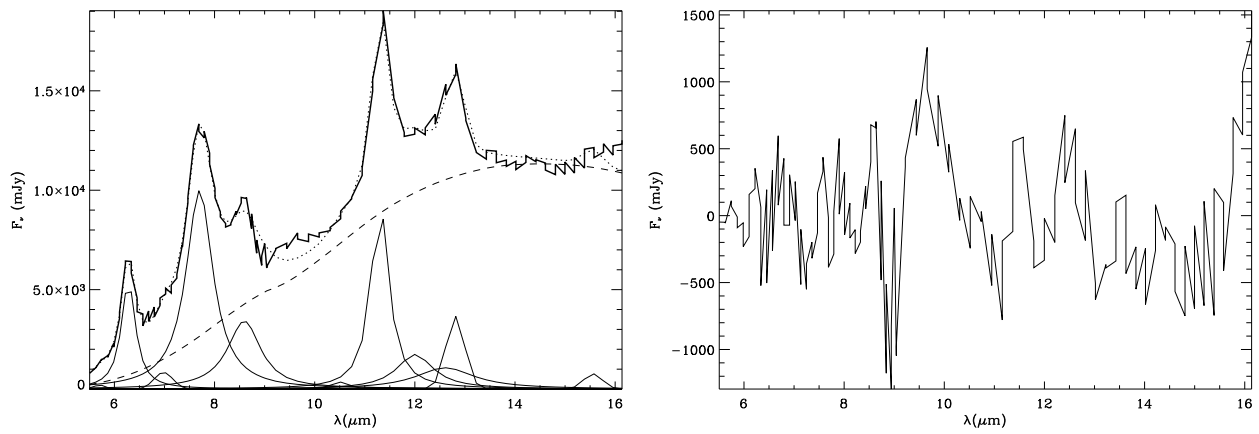


FIGURE II.23: NGC 6946 dans $140''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

II.4 Galaxies à flambée de formation d'étoiles et noyaux actifs

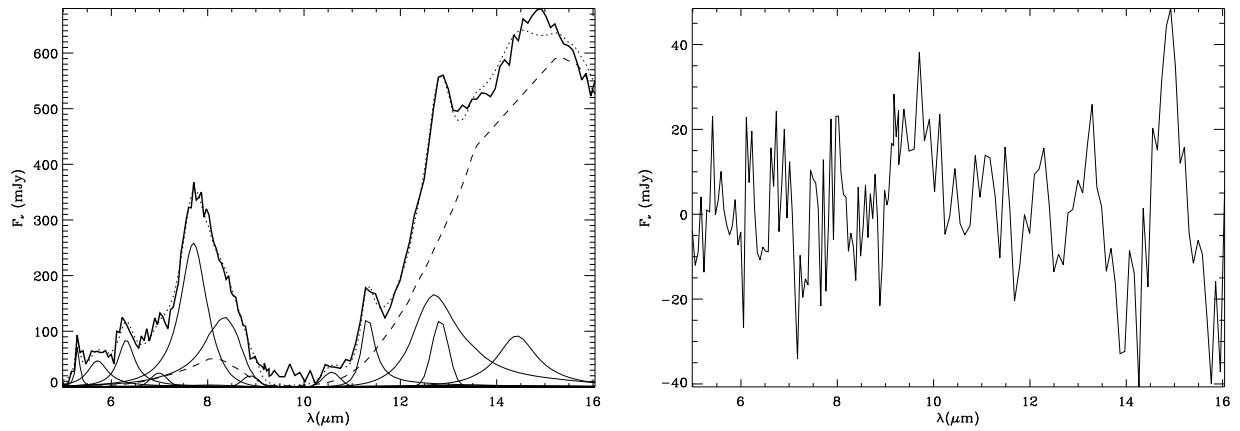


FIGURE II.24: **Arp 220 dans 10''**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

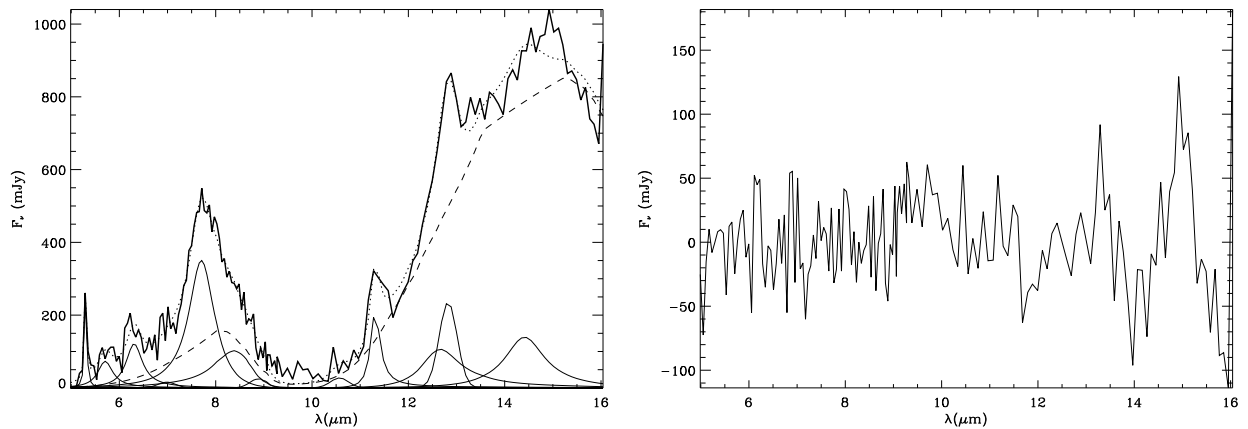


FIGURE II.25: **Arp 220 dans 20''**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

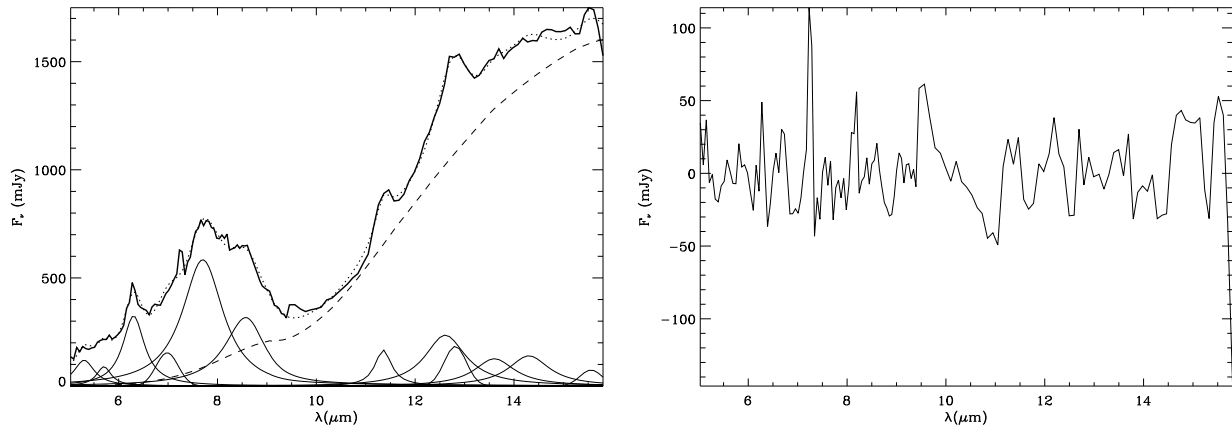


FIGURE II.26: Arp 299 dans 10''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

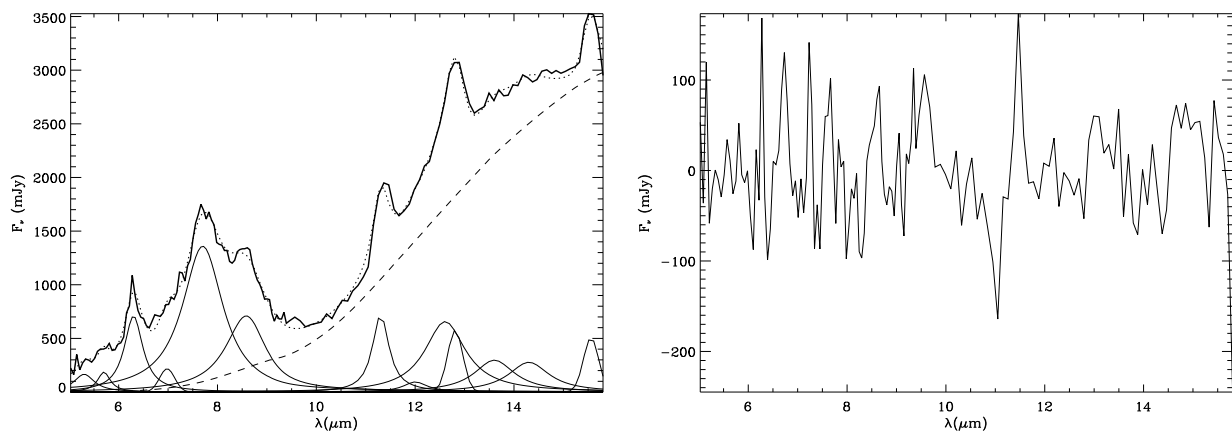


FIGURE II.27: Arp 299 dans 24''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

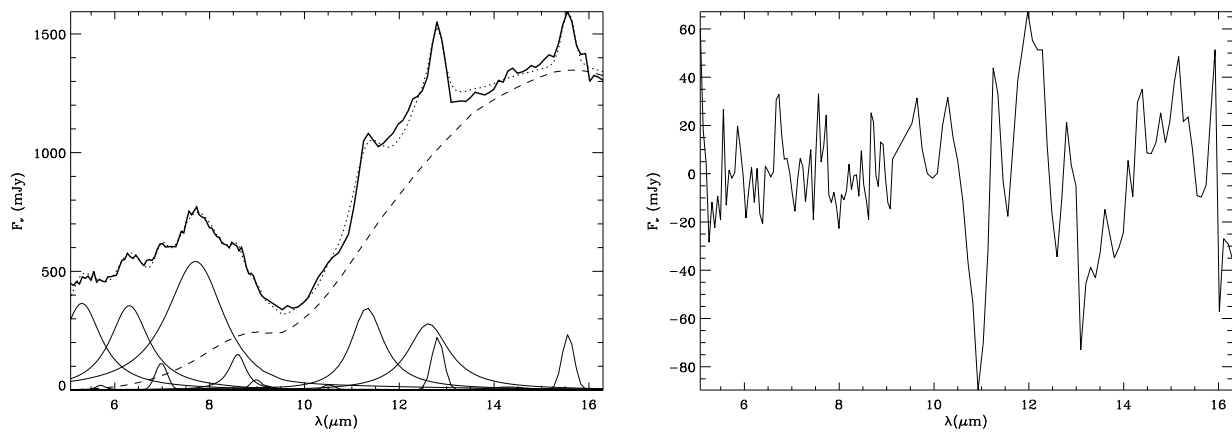


FIGURE II.28: Centaurus A dans 10''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

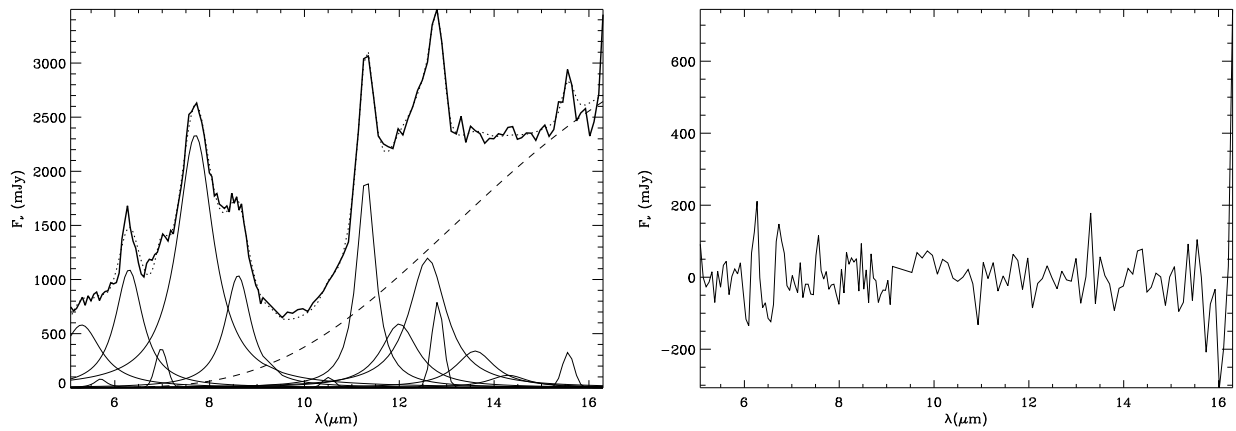


FIGURE II.29: Centaurus A dans $30''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

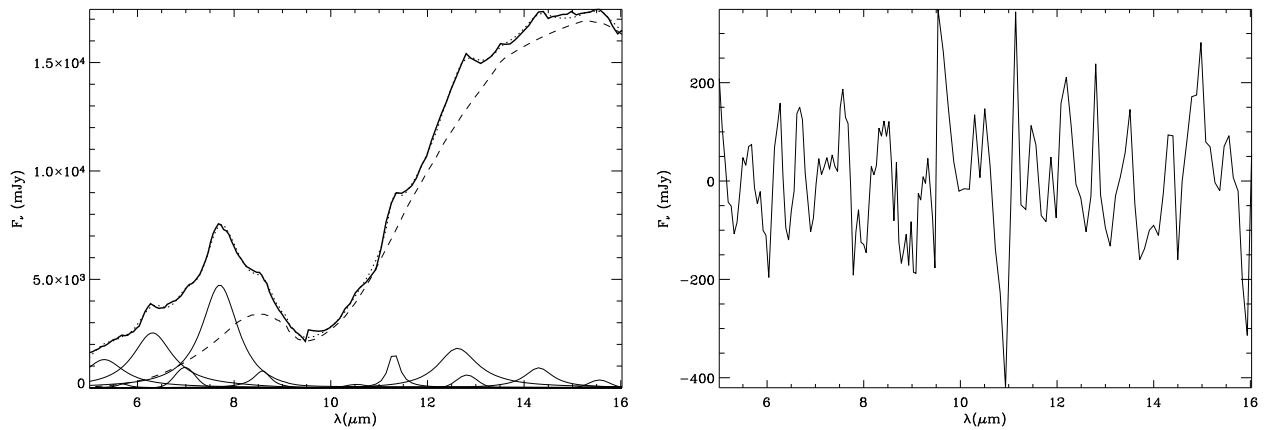


FIGURE II.30: Circinus dans $10''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

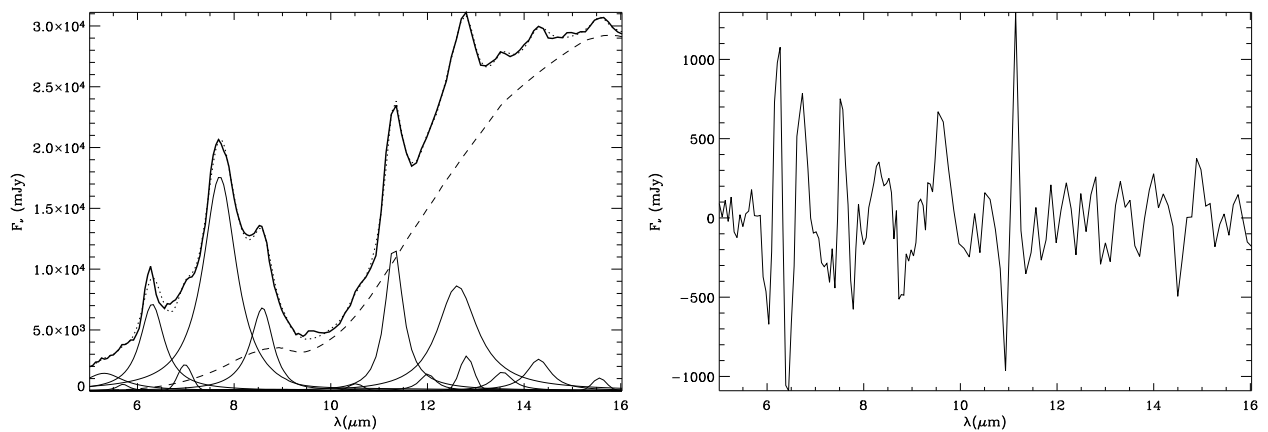


FIGURE II.31: Circinus dans $40''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

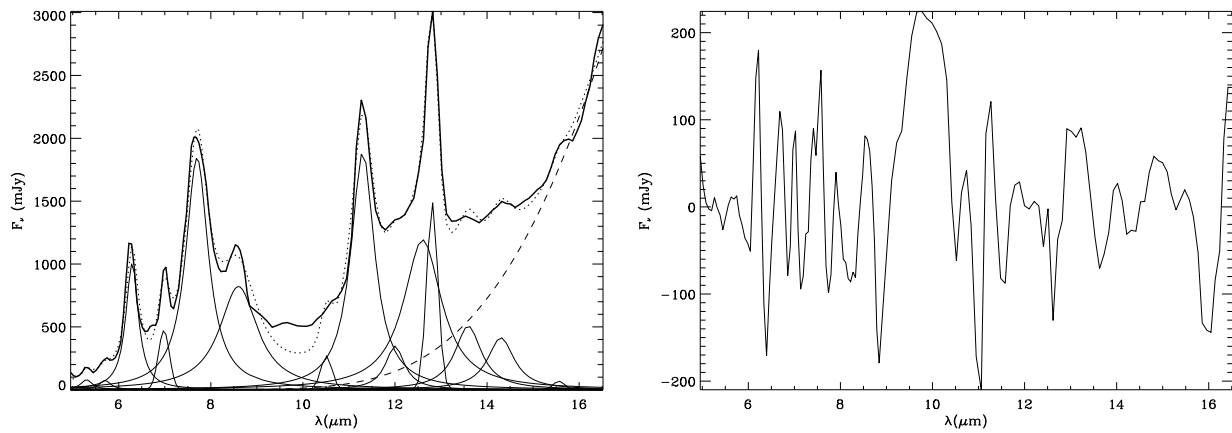


FIGURE II.32: **IC 342** dans $12''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

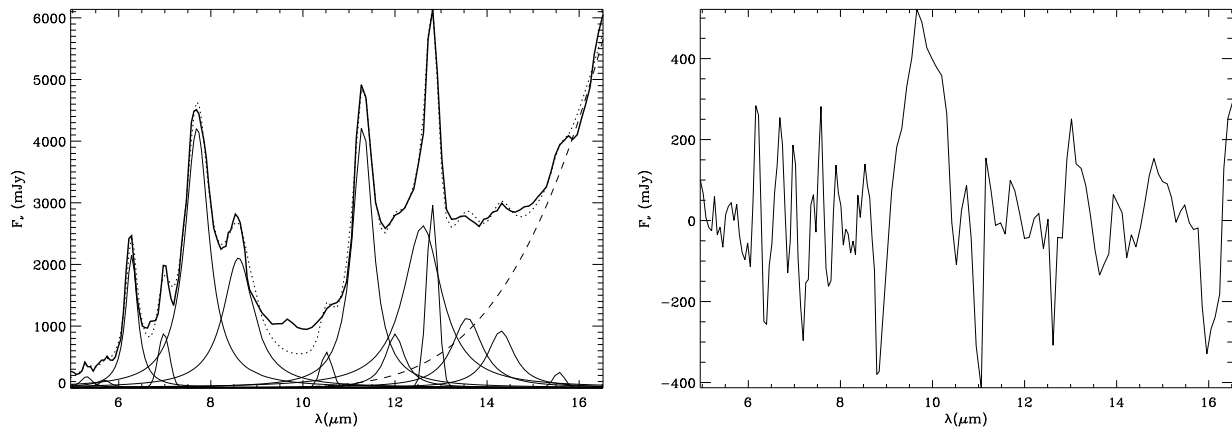


FIGURE II.33: **IC 342** dans $40''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

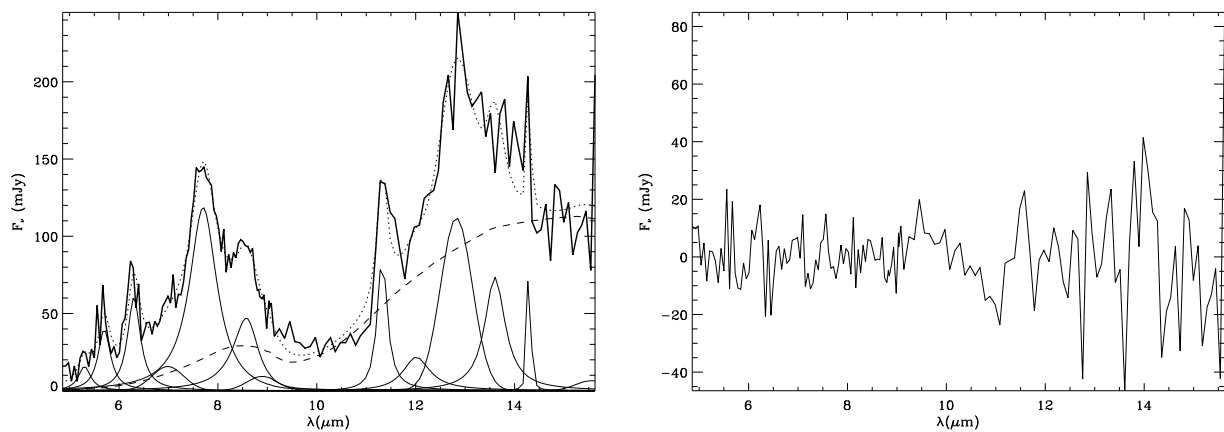


FIGURE II.34: **IR 23128** dans $10''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

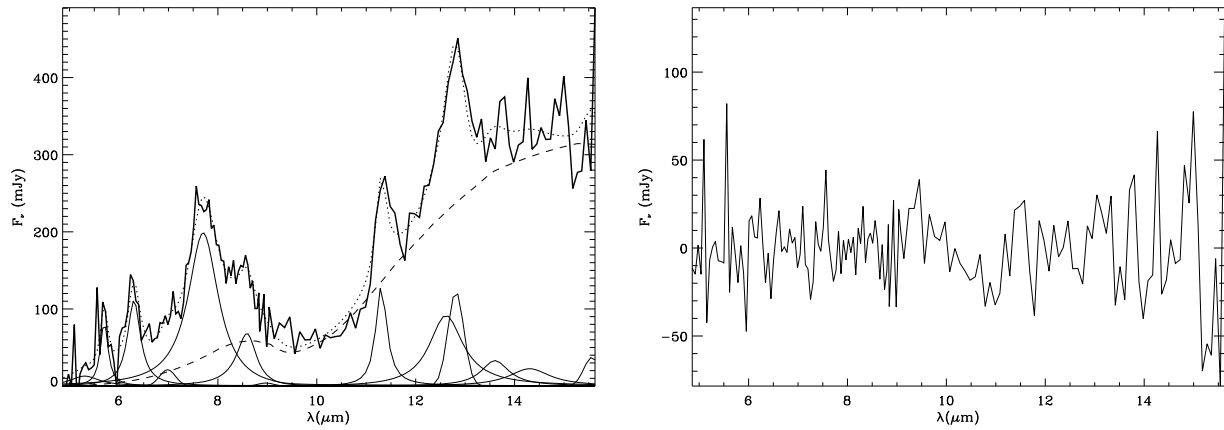


FIGURE II.35: **IR 23128** dans $20''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

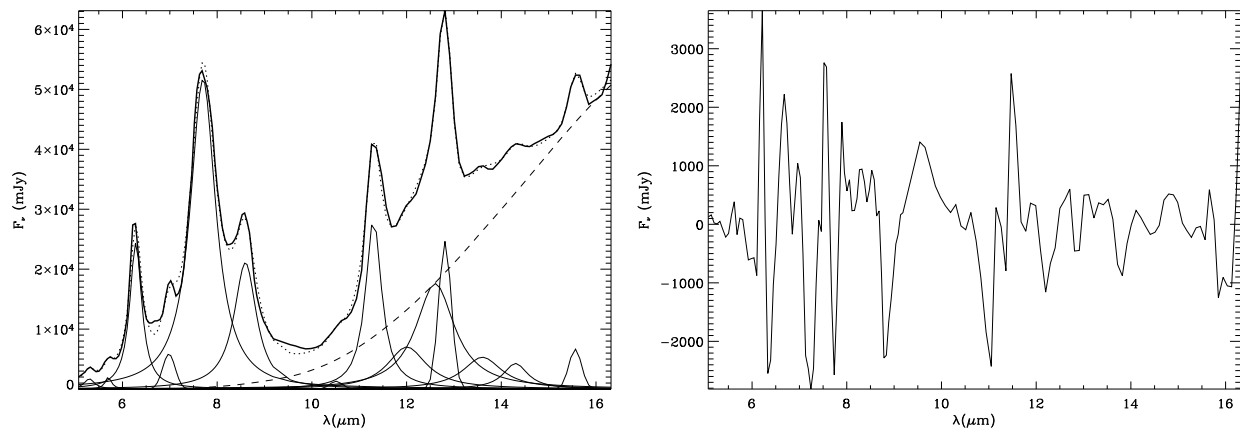


FIGURE II.36: **M 82** dans $24''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

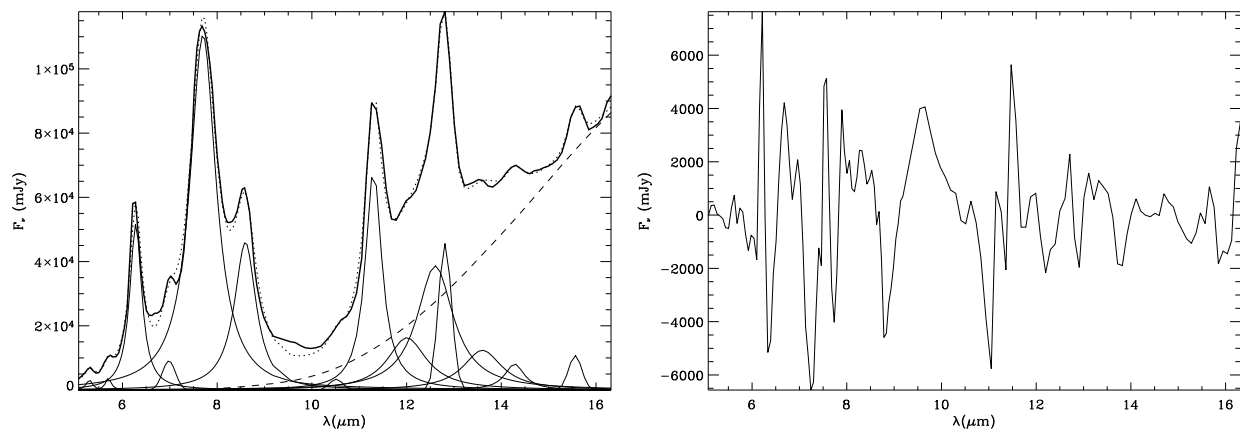


FIGURE II.37: **M 82** dans $60''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

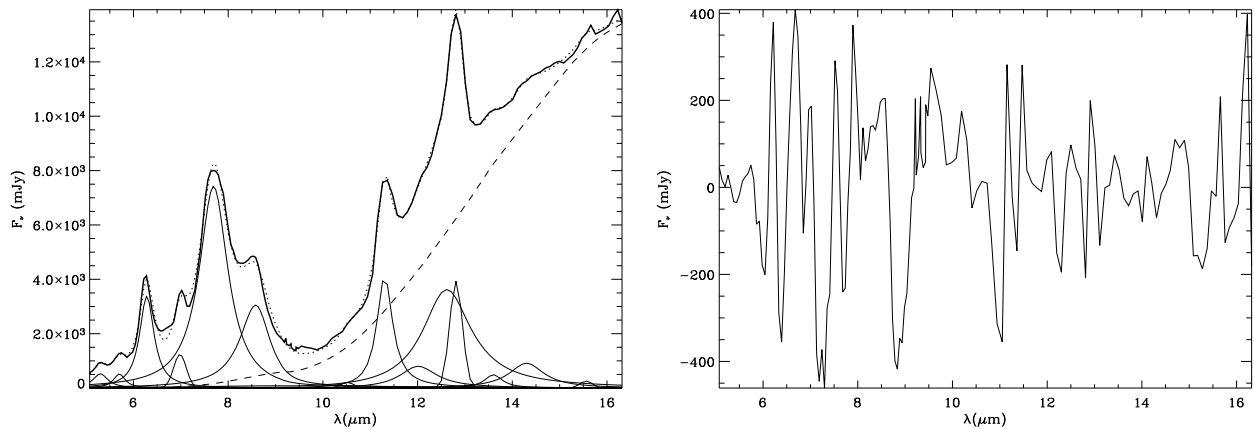


FIGURE II.38: **NGC 253** dans $10''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

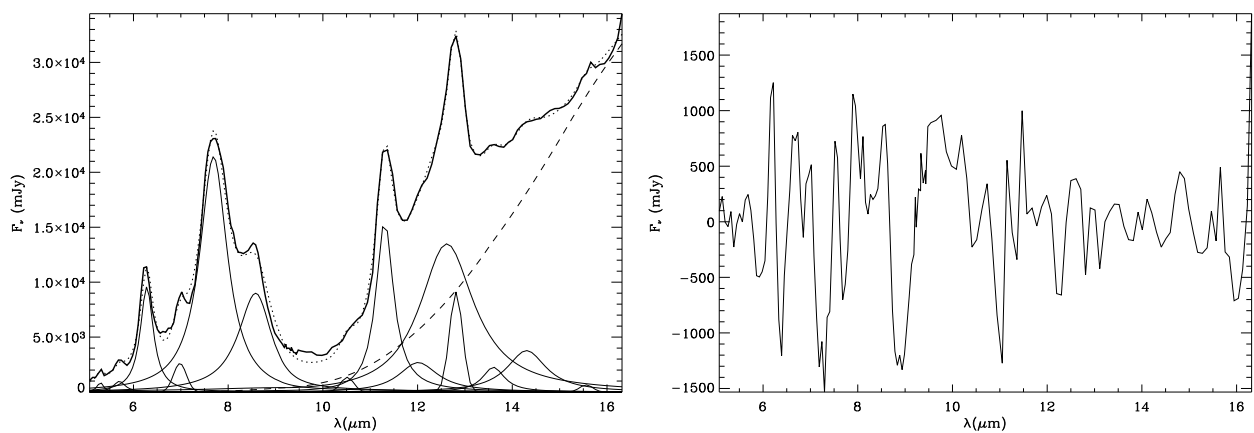


FIGURE II.39: **NGC 253** dans $40''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

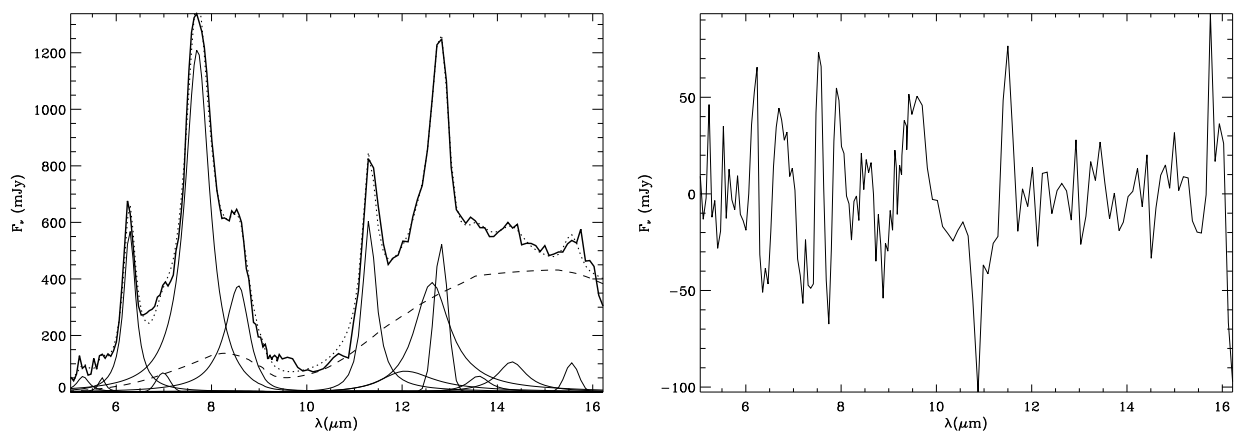


FIGURE II.40: **NGC 520** dans $30''$. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

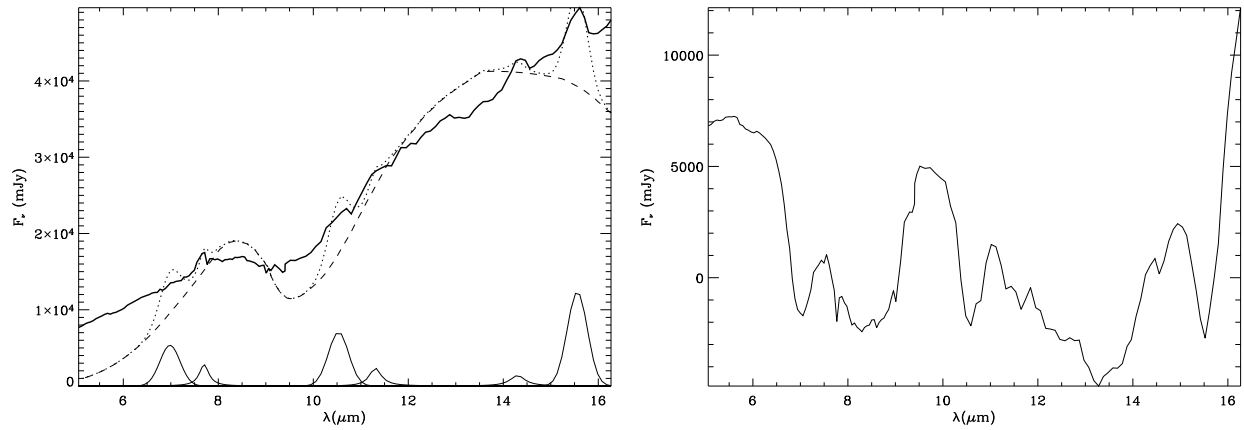


FIGURE II.41: NGC 1068 dans 20''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

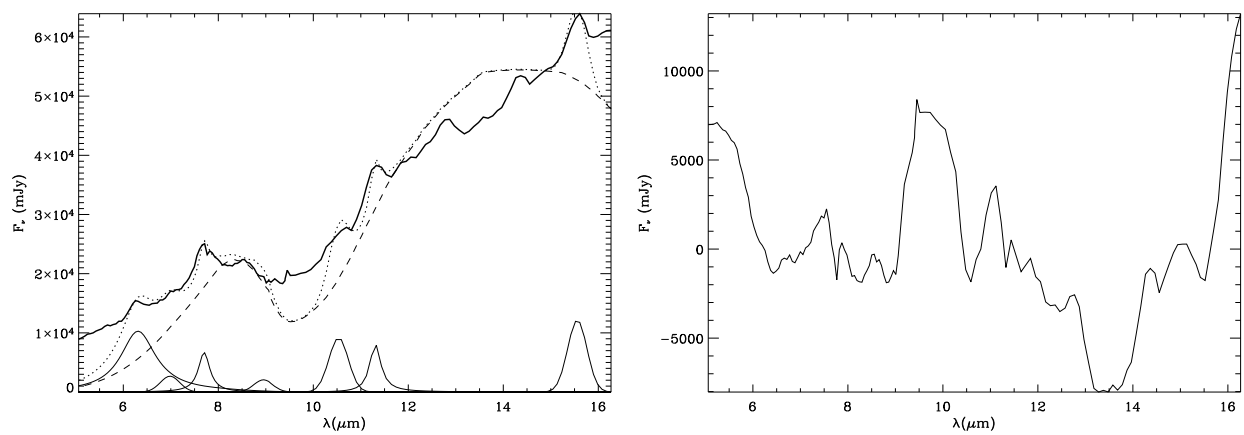


FIGURE II.42: NGC 1068 dans 40''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

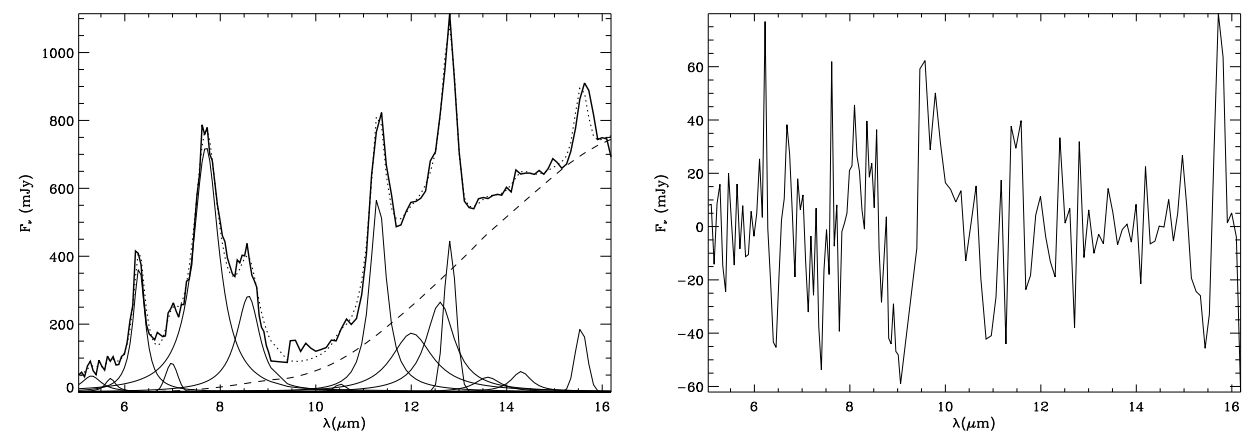


FIGURE II.43: NGC 3256 dans 10''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

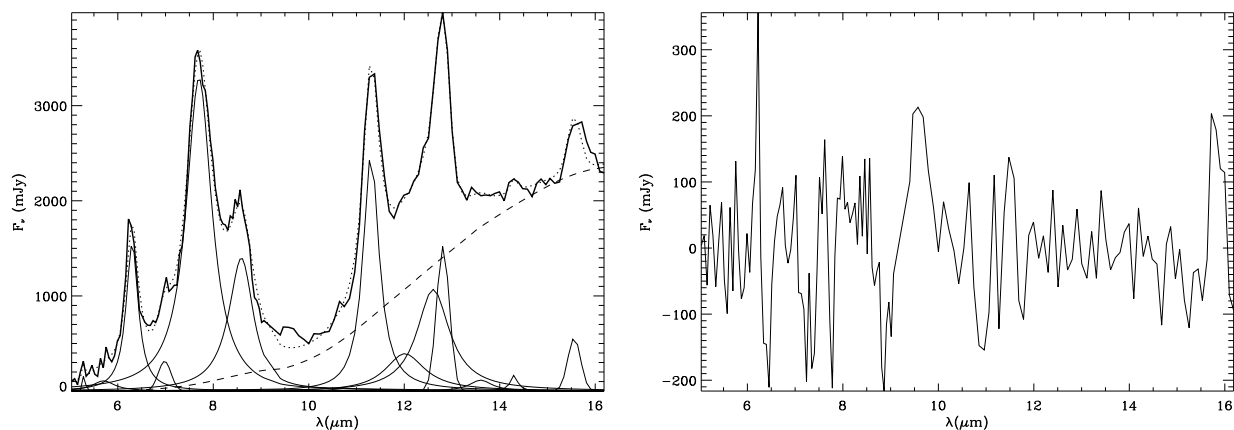


FIGURE II.44: NGC 3256 dans 24''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

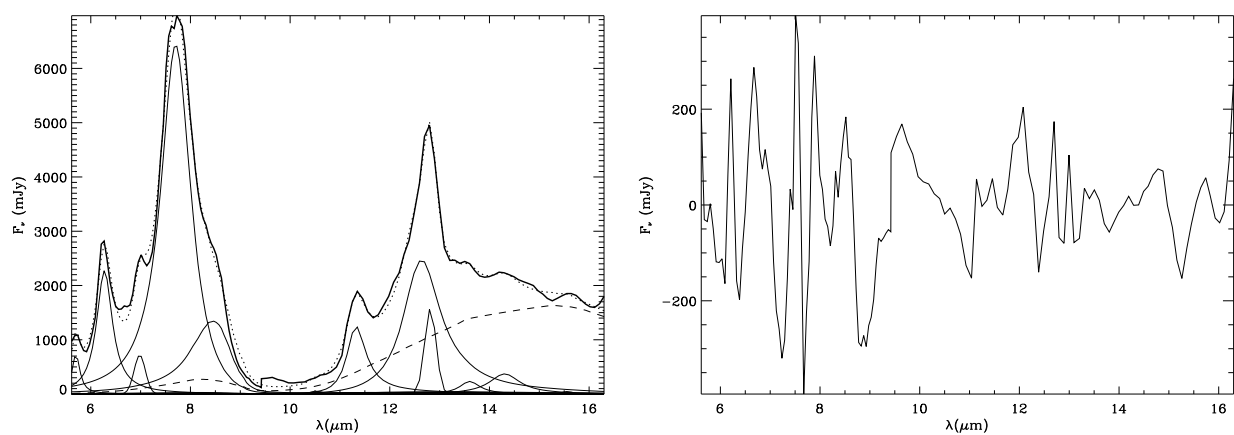


FIGURE II.45: NGC 4945 dans 20''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

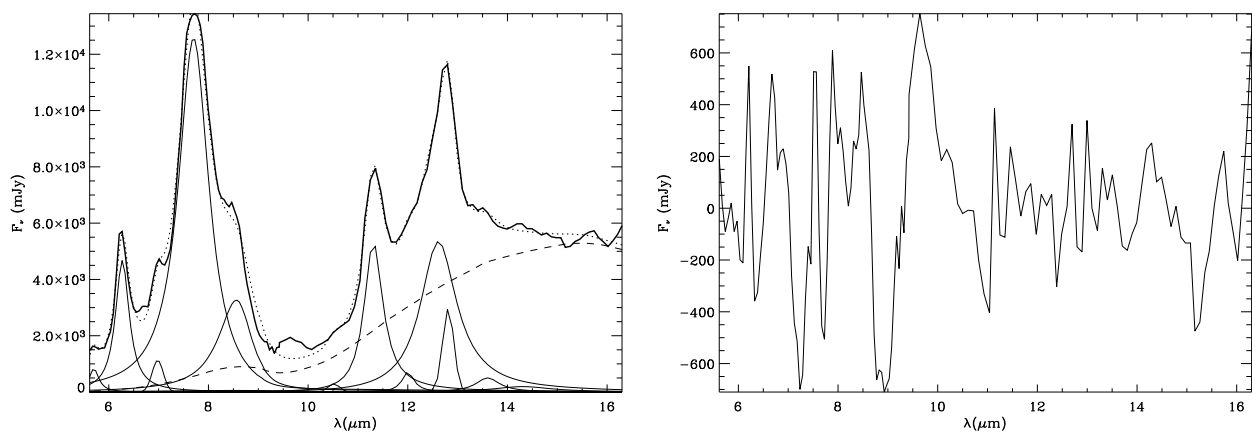


FIGURE II.46: NGC 4945 dans 60''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

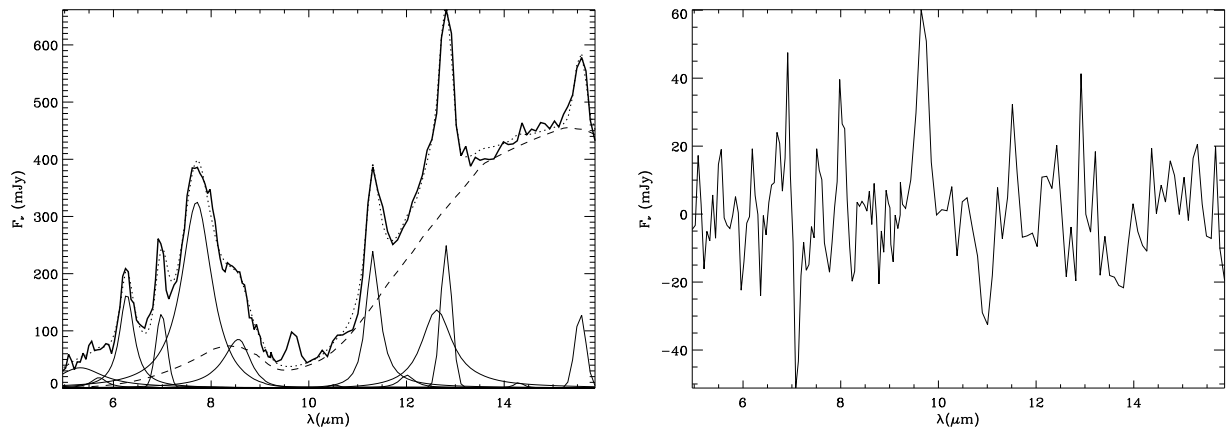


FIGURE II.47: NGC 6240 dans 10''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

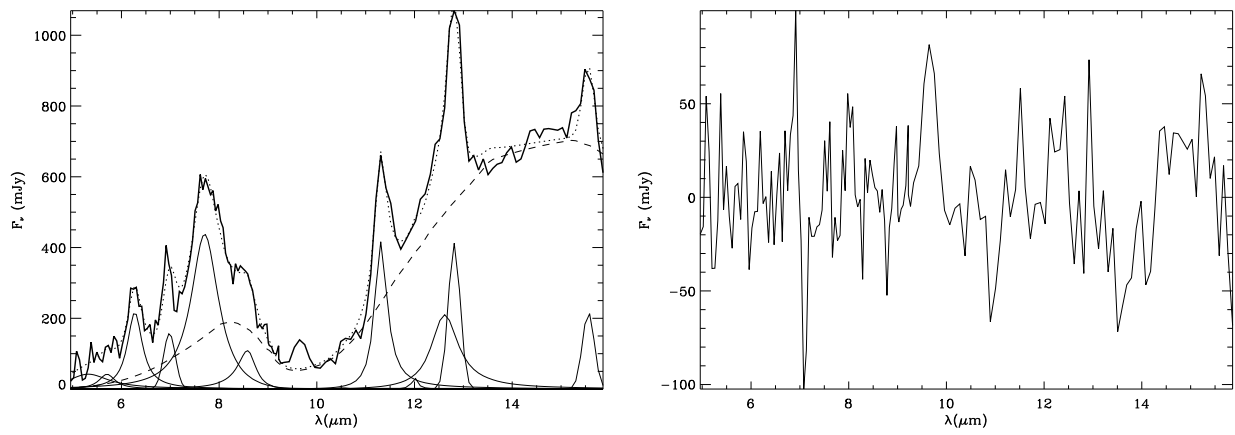


FIGURE II.48: NGC 6240 dans 20''. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

II.5 Régions H II

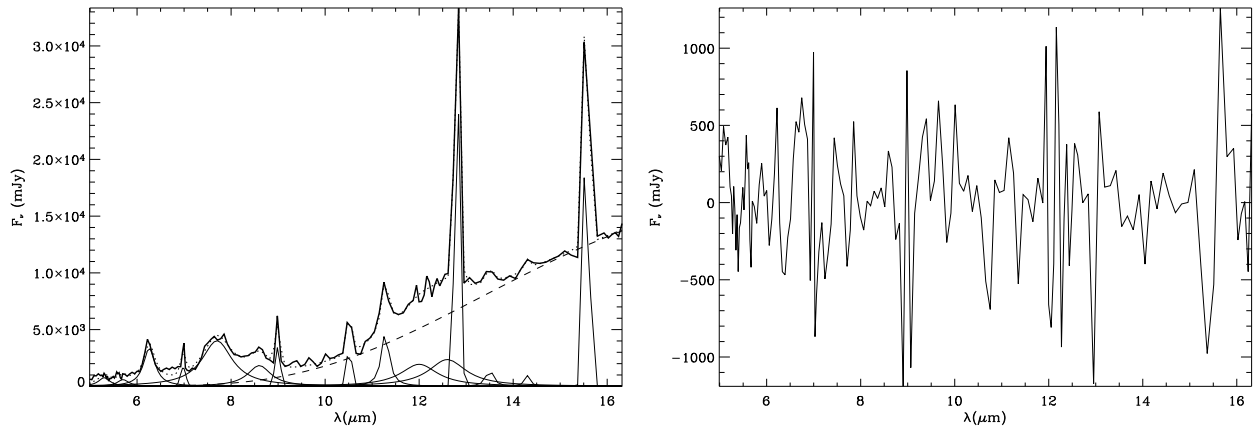


FIGURE II.49: **IR 12331**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

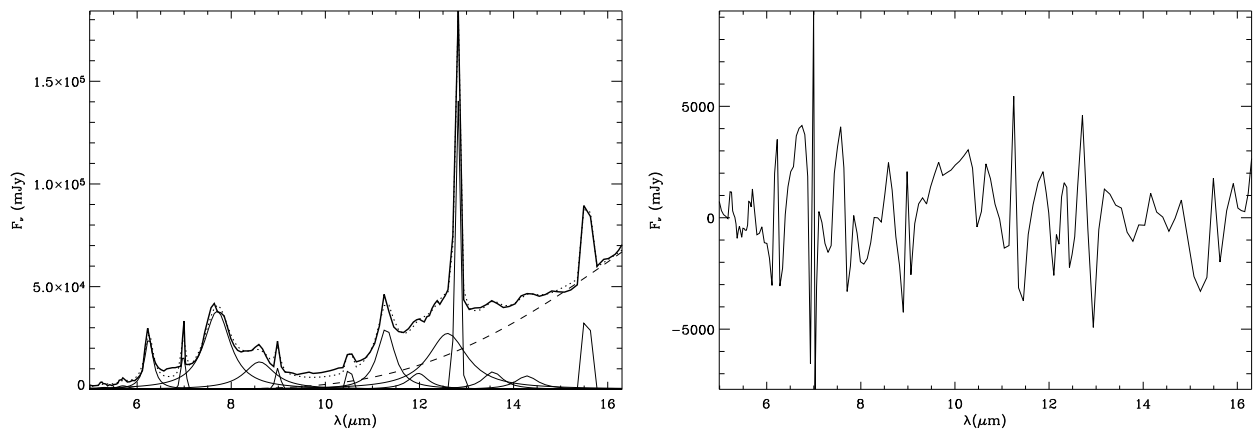


FIGURE II.50: **IR 15384**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

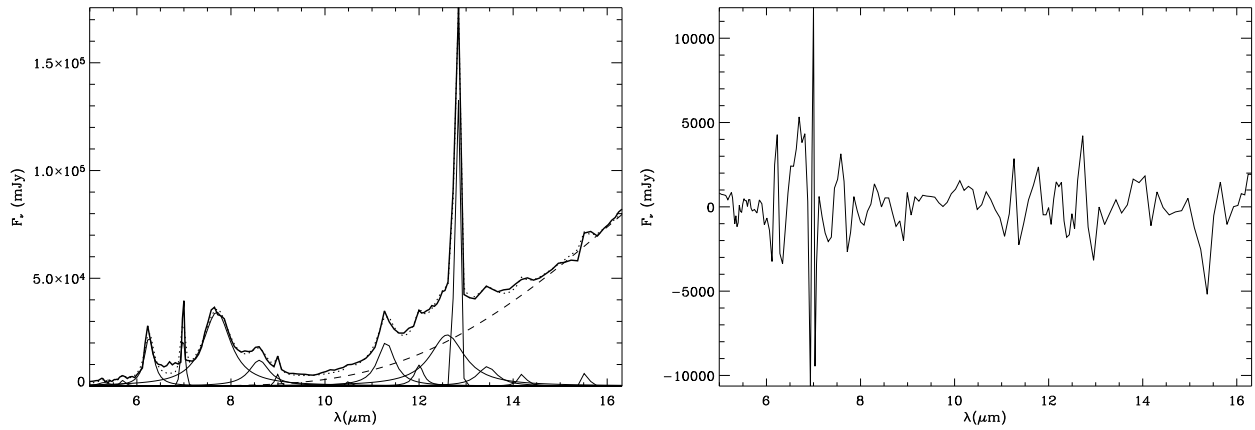


FIGURE II.51: **IR 18317**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

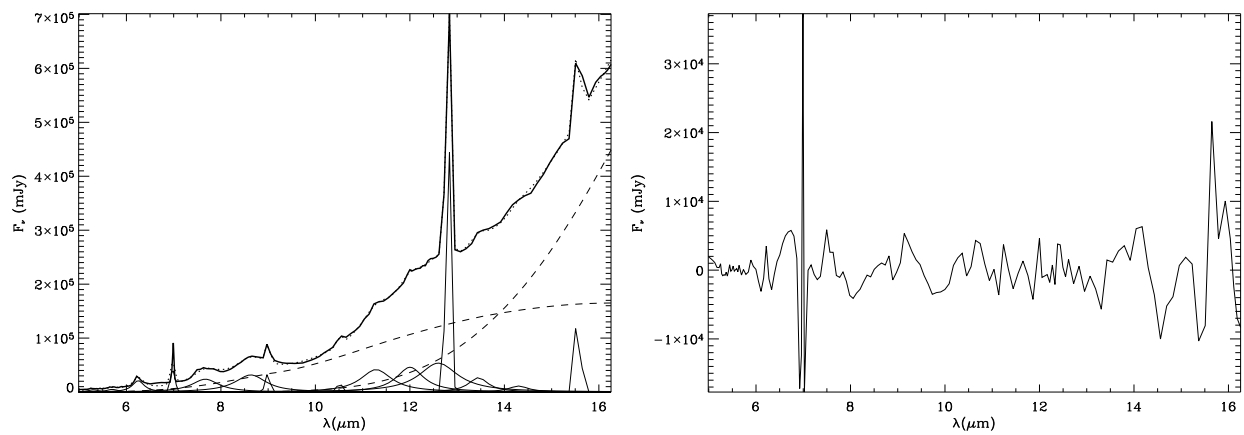


FIGURE II.52: **IR 18434**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

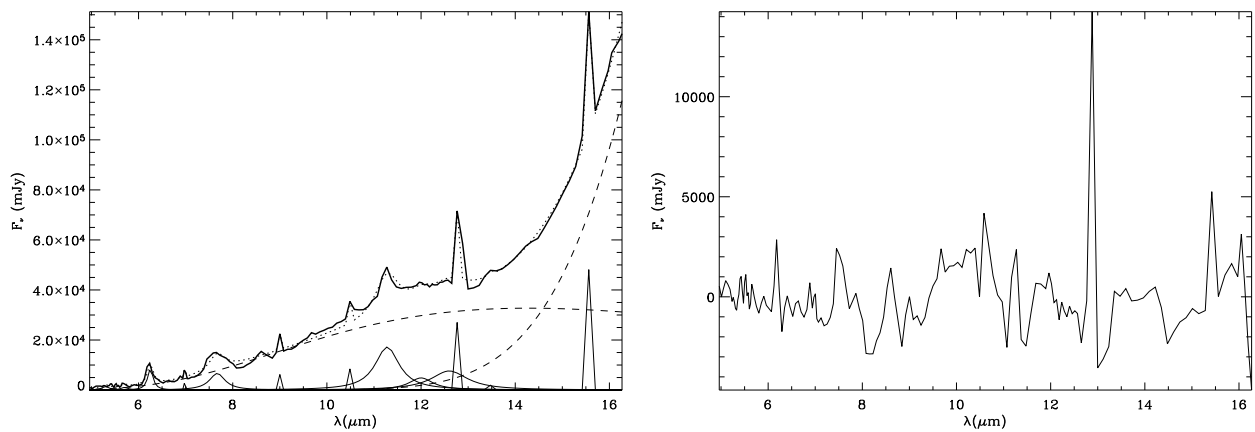


FIGURE II.53: **IR 21190**. L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.

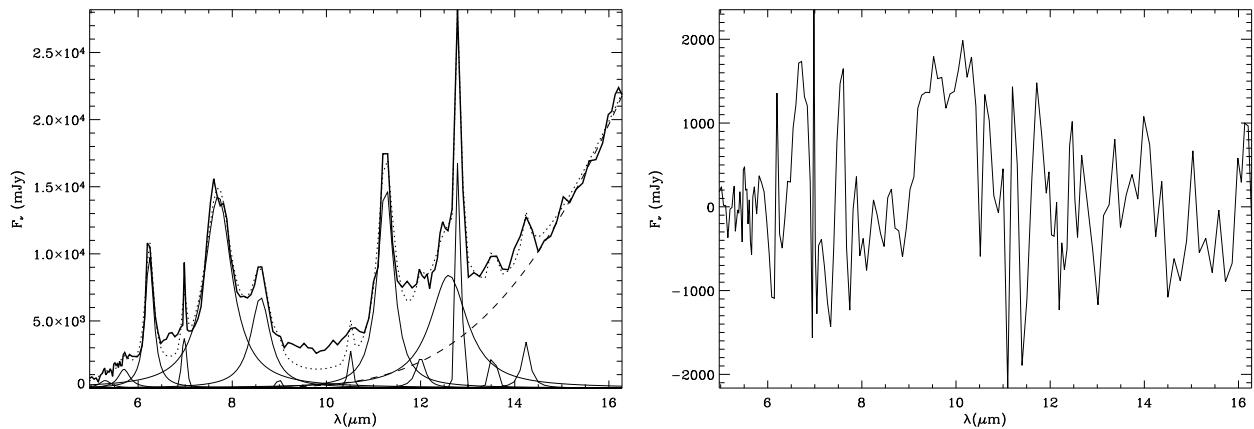


FIGURE II.54: **IR 22308**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

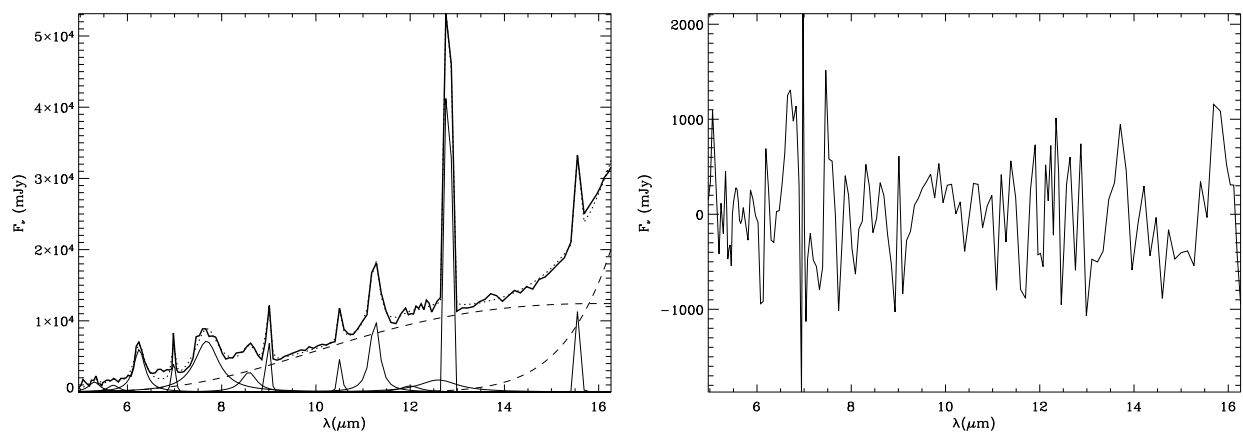


FIGURE II.55: **IR 23030**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

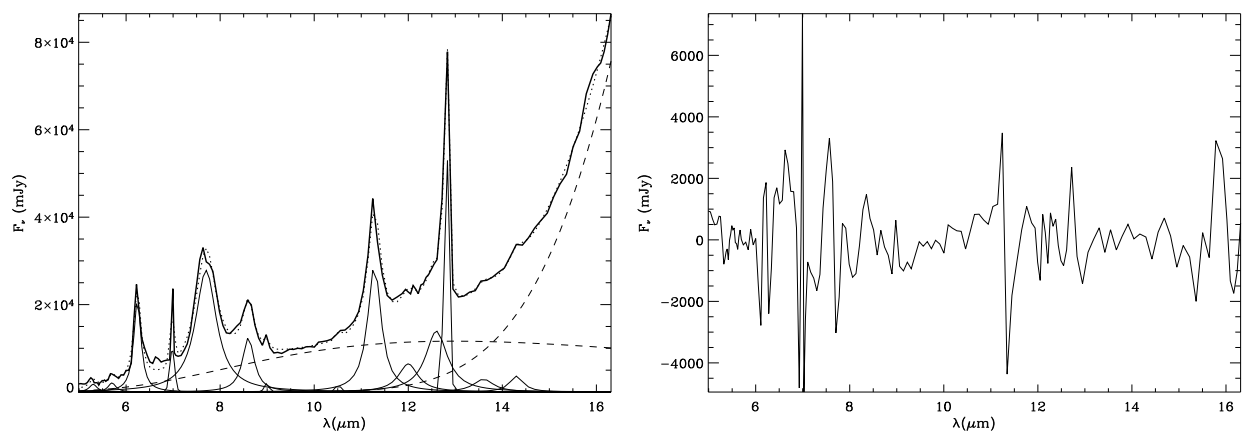


FIGURE II.56: **IR 23133**. *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

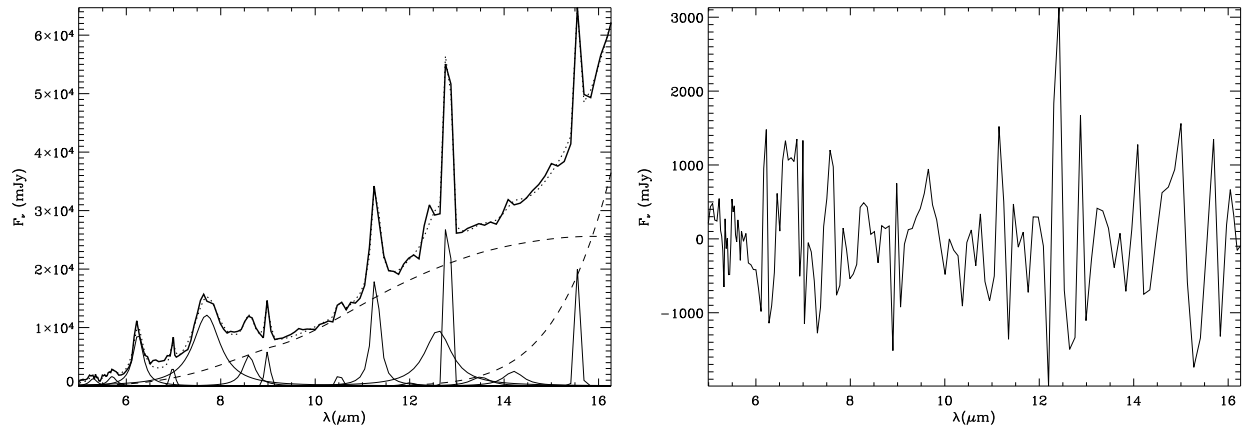


FIGURE II.57: **Orion 1.** *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

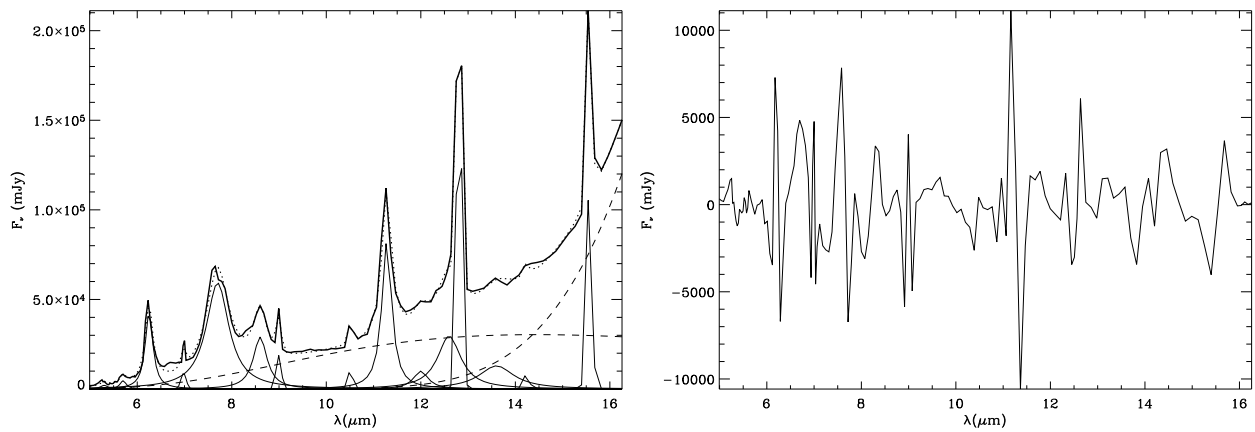


FIGURE II.58: **Orion 2.** *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

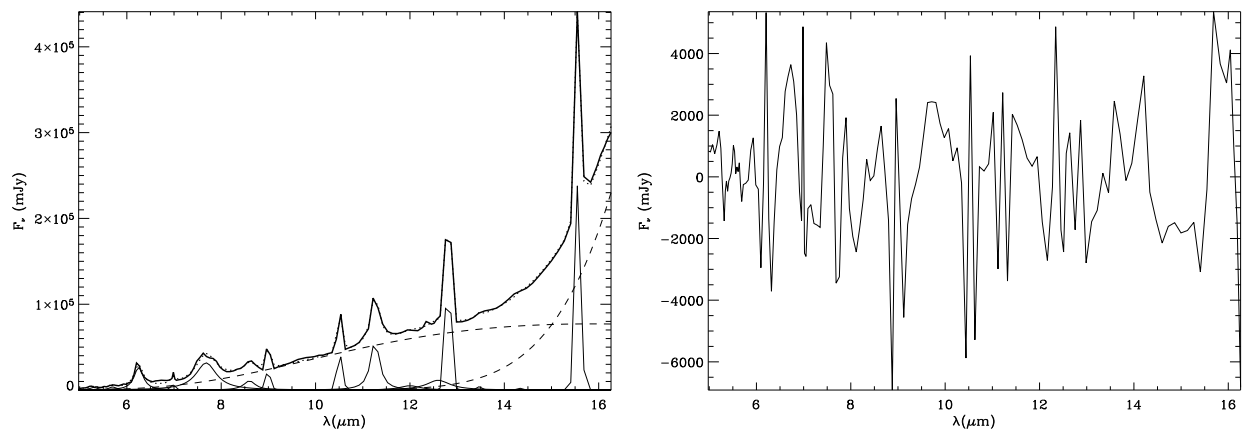


FIGURE II.59: **Orion 3.** *L'ajustement est à gauche, les résidus sont à droite.*

Annexe III

Calculs d'ordres de grandeurs relatifs aux poussières

Cette annexe a pour but de donner quelques équations simples et valeurs numériques importantes, afin de calculer des ordres de grandeurs de propriétés des poussières. Les deux problèmes traités sont : (i) l'estimation d'une masse de poussière dont l'on connaît la température et l'émission submillimétrique (ii) l'estimation de la profondeur optique d'un écran de poussière dont l'on connaît la densité de colonne. Les recettes données ci-dessous peuvent servir de première analyse pour se faire une idée des quantités en jeu, mais elles ne constituent en aucun cas une démarche détaillée, rigoureuse.

III.1 Masse de poussière froide à partir d'observations submillimétriques

La littérature foisonne de distributions spectrales d'énergie ajustées par seulement un ou deux corps noirs modifiés. Quand les observations font défaut, c'est la seule chose que l'on peut faire. Pour déduire la masse de poussière correspondant à ce corps noir, la première hypothèse est que les grains sont à l'équilibre thermodynamique avec la source de rayonnement qui les chauffe. Autrement dit, on suppose qu'il n'y a pas de fluctuations de température. Si cette hypothèse n'est pas vérifiée, alors on sous-estime la masse de poussière, car seule une fraction des grains se trouve aux alentours de la température moyenne (T_{eq}), à un moment donné. Ensuite, on suppose que les grains ont tous la même taille a . L'intensité monochromatique émise par un tel grain, à la longueur d'onde λ_0 , est telle que (équation B.14) :

$$4\pi \times I_\nu(a, \lambda_0) = Q_{\text{abs}}(a, \lambda_0) \times 4\pi B_\nu(T_{\text{eq}}, \lambda_0). \quad (\text{III.1})$$

Si la source si situe à la distance D , l'éclairement monochromatique, ϵ_ν , est tel que :

$$4\pi D^2 \times \epsilon_\nu(\lambda_0) = N_{\text{grain}} \pi a^2 \times 4\pi I_\nu(a, \lambda_0), \quad (\text{III.2})$$

où N_{grain} est le nombre de grains. Ce nombre de grains est relié à la masse de poussière, M_{grain} , par :

$$N_{\text{grain}} = \frac{M_{\text{grain}}}{\frac{4}{3}\pi a^3 \rho_{\text{grain}}}, \quad (\text{III.3})$$

où ρ_{grain} est la masse volumique du matériau. Les équations (III.2) et (III.3) donnent :

$$M_{\text{grain}} = \frac{4}{3} \frac{\epsilon_{\nu}(\lambda_0) D^2 \rho_{\text{grain}}}{B_{\nu}(T_{\text{eq}}, \lambda_0) \frac{Q_{\text{abs}}(a, \lambda_0)}{a}}. \quad (\text{III.4})$$

Aux longueurs d'onde submillimétriques, Q_{abs}/a est à peu près indépendant de la taille des grains (figure B.4) et est donné par l'équation (B.8) :

$$Q_{\text{abs}}(a, \lambda) = Q_0 \times \frac{a}{a_0} \times \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta}. \quad (\text{III.5})$$

Les paramètres β , a_0 et Q_0 dépendent du matériau constituant le grain. Les valeurs les plus utilisées de ces paramètres sont données par Hildebrand (1983) : $Q_0/a_0 \simeq 4000 \text{ m}^{-1}$, pour $\lambda_0 = 250 \mu\text{m}$. Les équations (III.4) et III.5 donnent finalement :

$$M_{\text{grain}} = \frac{4}{3} \frac{\epsilon_{\nu}(\lambda_{\text{obs}}) D^2 \rho_{\text{grain}}}{B_{\nu}(T_{\text{eq}}, \lambda_{\text{obs}}) \frac{Q_0}{a_0}} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{\beta}. \quad (\text{III.6})$$

La figure III.1 représente plusieurs solutions de l'équation (III.6), pour deux valeurs de β , et pour plusieurs bandes submillimétriques. Le résultat a été normalisé par le flux observé et par la distance de la source.

III.2 Extinction produite par un écran de poussière

La profondeur optique, à la longueur d'onde λ_{obs} , d'un écran de poussière peut s'écrire, pour une espèce de grain donnée :

$$\tau_{\text{obs}} = \int_{a^-}^{a^+} \kappa_{\text{ext}}(a, \lambda_{\text{obs}}) m(a) \mathcal{N}(a) da, \quad (\text{III.7})$$

où $\kappa_{\text{ext}}(a, \lambda_{\text{obs}})$ est l'opacité d'un grain de rayon a , à la longueur d'onde λ_{obs} , $m(a)$ est la masse d'un grain de rayon a , et $\mathcal{N}(a)$, le nombre de grains de rayons a , par unité de surface – la distribution de taille est implicitement contenue dans cette quantité. C'est une autre façon de voir l'équation (B.21). En supposant que les propriétés des grains sont constantes sur la ligne de visée, on peut exprimer l'équation (III.7) en fonction de quantités moyennes :

$$\tau_{\text{obs}} = \langle \kappa_{\text{ext}} \rangle (\lambda_{\text{obs}}) \times \langle m_{\text{grain}} \rangle \mathcal{N}_{\text{grain}}, \quad (\text{III.8})$$

où $\langle \kappa_{\text{ext}} \rangle (\lambda_{\text{obs}})$ est la moyenne de l'opacité sur la distribution de taille, $\langle m_{\text{grain}} \rangle$ est la masse moyenne d'un grain, et $\mathcal{N}_{\text{grain}}$, la densité de colonne des grains. La figure III.2 montre le comportement de $\langle \kappa_{\text{ext}} \rangle (\lambda)$, pour des graphites et des silicates, dans le cas de la distribution de Mathis *et al.* (1983).

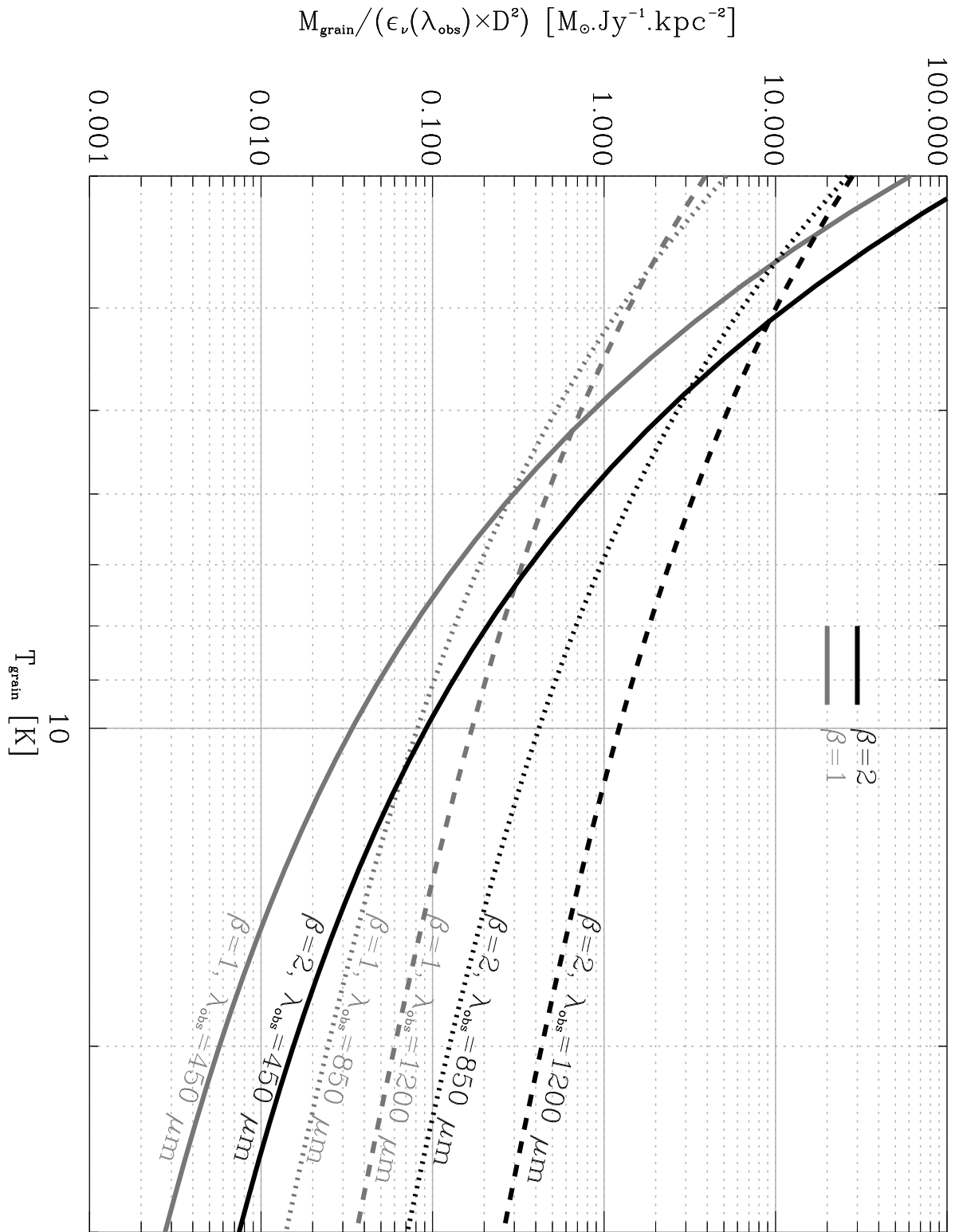


FIGURE III.1: **Évolution de la masse de poussière froide en fonction de sa température** pour deux valeurs de l'indice d'émissivité ($\beta = 1$ ou 2). Les flux sont pris à 450 , 850 et $1200 \mu\text{m}$. Notations : T_{grain} est la température du corps noir modifié ajusté aux observations, β , son l'indice d'émissivité, M_{grain} , la masse de poussière correspondante, $\epsilon_{\nu}(\lambda_{\text{obs}})$, l'éclairement monochromatique observé à la longueur d'onde λ_{obs} , et D , la distance de la source observée.

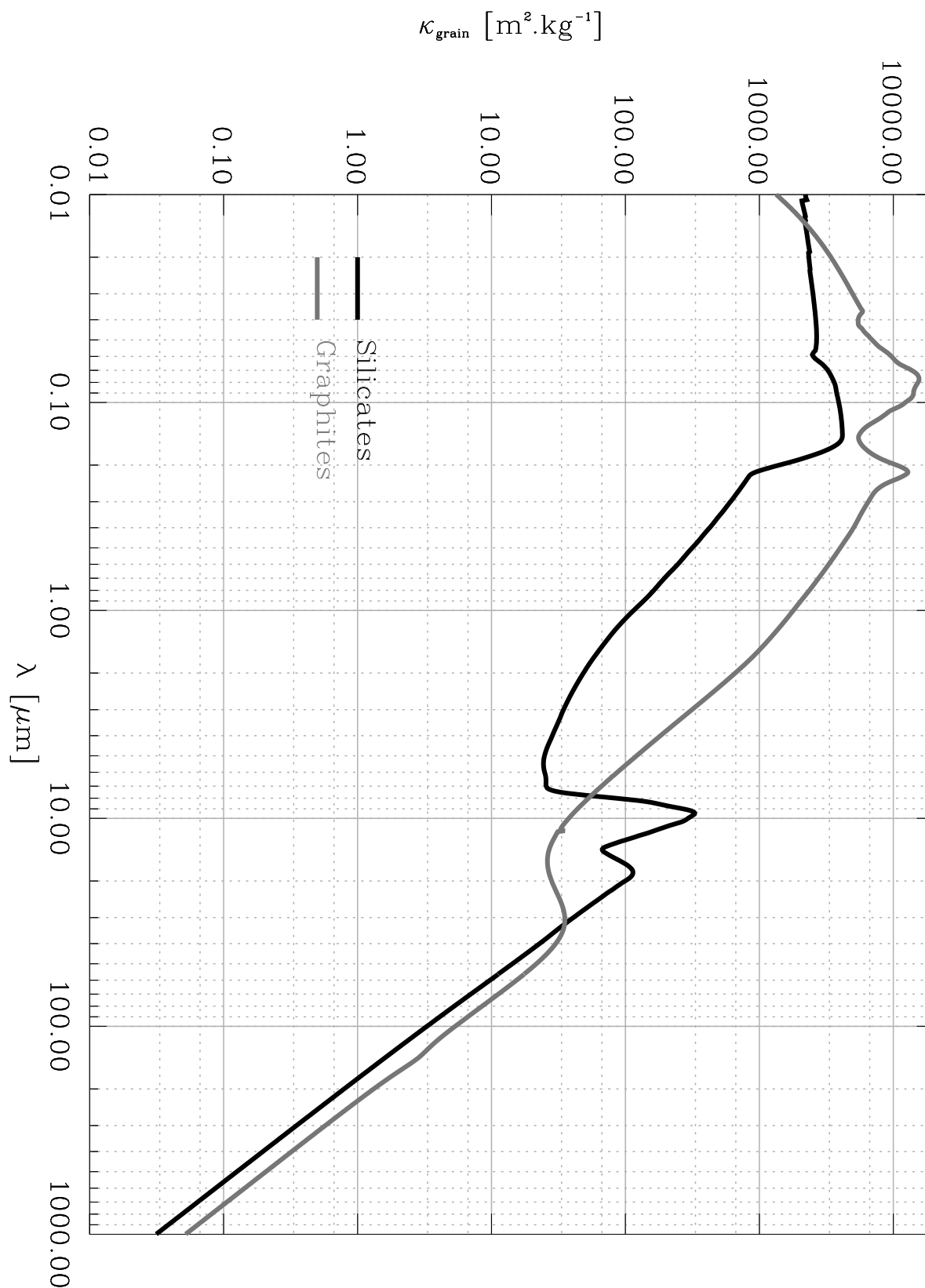


FIGURE III.2: Opacités de graphites et silicates pour la distribution de taille MRN (Mathis *et al.*, 1983), avec les propriétés optiques de Draine & Lee (1984). Notations : κ_{grain} est l'opacité des grains, et λ , la longueur d'onde.

Bibliographie

- ABERGEL, A., TEYSSIER, D., BERNARD, J. P., BOULANGER, F., COULAIS, A., FOSSE, D., FALGARONE, E., GERIN, M., PERAULT, M., PUGET, J.-L., NORDH, L., OLOFSSON, G., HULDTGREN, M., KAAS, A. A., ANDRÉ, P., BONTEMPS, S., CASALI, M. M., CESARSKY, C. J., COPET, E., DAVIES, J., MONTMERLE, T., PERSI, P., & SIBILLE, F. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 410:577–585. *ISOCAM and molecular observations of the edge of the Horsehead nebula.*
- AGLADZE, N. I., SIEVERS, A. J., JONES, S. A., BURLITCH, J. M., & BECKWITH, S. V. W. 1996, *The Astrophysical Journal*, 462:1026–1040. *Laboratory Results on Millimeter-Wave Absorption in Silicate Grain Materials at Cryogenic Temperatures.*
- ALLAMANDOLA, L. J., TIELENS, A. G. G. M., & BARKER, J. R. 1985, *Astrophysical Journal Letters*, 290:L25–L28. *Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way.*
- ALLAMANDOLA, L. J., TIELENS, A. G. G. M., & BARKER, J. R. 1989, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 71:733–775. *Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons - The infrared emission bands, the excitation/emission mechanism, and the astrophysical implications.*
- ALLEN, D. A., WRIGHT, A. E., & GOSS, W. M. 1976, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 177:91–97. *The dwarf emission galaxy He 2-10.*
- ARCHIBALD, E. N. 2000. *Calculating sky opacities : a re-analysis for SCUBA data.* Rapport technique, Joint Astronomy Centre, Hilo, Hawaii.
- ATHEY, A., BREGMAN, J., BREGMAN, J., TEMI, P., & SAUVAGE, M. 2002, *The Astrophysical Journal*, 571:272–281. *Mid-Infrared Observation of Mass Loss in Elliptical Galaxies.*
- BAAS, F., ISRAEL, F. P., & KOORNNEEF, J. 1994, *Astronomy and Astrophysics*, 284:403–410. *Molecules in the starburst galaxy Henize 2-10.*
- BAKES, E. L. O. & TIELENS, A. G. G. M. 1994, *The Astrophysical Journal*, 427:822–838. *The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons.*

- BECK, S. C., KELLY, D. M., & LACY, J. H. 1997, *The Astrophysical Journal*, 114:585–591. *The Infrared Nucleus of the Wolf-Rayet Galaxy Henize 2-10.*
- BEICHMAN, C. A. 1988, *Astrophysical Letters Communications*, 27:67–88. *The infrared universe revealed by IRAS.*
- BENNETT, C. H., BAY, M., HALPERN, M., HINSHAW, G., JACKSON, C., JAROSIK, N., KOGUT, A. J., LIMON, M., MEYER, S. S., PAGE, L., SPERGEL, D. N., TUCKER, G. S., WILKINSON, D. T., WOLLACK, E., & WRIGHT, E. L. 2003, *The Astrophysical Journal*, 583:1–23. *The Microwave Anisotropy Probe Mission.*
- BINGGELI, B. 1994. *A Note on the Definition and Nomenclature of Dwarf Galaxies*, dans « *Dwarf Galaxies* », MEYLAN, G. & PRUGNIEL, P. (editeurs), pages 13–17.
- BIVIANO, A. 1998. *The ISOCAM calibration error budget report*. Rapport technique, ESA/ISO Data Centre.
- BIVIANO, A., BLOMMAERT, J., LAURENT, O., OKUMURA, K., SIEBENMORGEN, R., ALTIERI, B., BOULADE, O., GALLAIS, P., METCALFE, L., & OTT, S. 1998a. *The ISOCAM flat field calibration report*. Rapport technique, ESA/ISO Data Centre.
- BIVIANO, A., SAUVAGE, M., GALLAIS, P., ROMAN, P., ALTIERI, B., BOULADE, O., GUEST, S., METCALFE, L., OKUMURA, K., & OTT, S. 1998b. *The ISOCAM dark current calibration report*. Rapport technique, ESA/ISO Data Centre.
- BLOMMAERT, J. 1998. *ISOCAM photometry report*. Rapport technique, ESA/ISO Data Centre.
- BOHLIN, R. C., SAVAGE, B. D., & DRAKE, J. F. 1978, *The Astrophysical Journal*, 224:132–142. *A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II.*
- BOHREN, C. F. & HUFFMAN, D. R. 1983. *Absorption and scattering of light by small particles*. New York : Wiley.
- BOT, C., BOULANGER, F., LAGACHE, G., CAMBRÉSY, L., & EGRET, D. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, à paraître. *Multi-wavelength analysis of the dust emission in the Small Magellanic Cloud.*
- BOULANGER, F., BOISSEL, P., CESARSKY, D., & RYTER, C. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 339:194–200. *The shape of the unidentified infra-red bands : analytical fit to ISOCAM spectra.*

- BOULANGER, F., COX, P., & JONES, A. P. 2000. *Dust in the interstellar medium*, dans « *Space Infrared Astronomy, today and tomorrow* », CASOLI, F., LEQUEUX, J., & DAVID, F. (editeurs), EDP Sciences/Springer-Verlag, page 253.
- BRAINE, J., DUC, P. A., LISENFELD, U., CHARMANDARIS, V., VALLEJO, O., LEON, S., & BRINKS, E. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 378:51–69. *Abundant molecular gas in tidal dwarf galaxies : On-going galaxy formation.*
- BROGUIÈRE, D., NERI, R., SIEVERS, A., & WIESEMAYER, H. 2002. *NIC. Bolometer Users Guide*. Rapport technique, IRAM.
- CAIRÓS, L. M., CAON, N., VÍLCHEZ, J. M., GONZÁLEZ-PÉREZ, J. N., & MUÑOZ TUÑÓN, C. 2001a, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 136:393–416. *Multiband Analysis of a Sample of Blue Compact Dwarf Galaxies. II. Spatially Resolved and Integrated Photometry.*
- CAIRÓS, L. M., VÍLCHEZ, J. M., GONZÁLEZ-PÉREZ, J. N., IGLESIAS-PÁRAMO, J., & CAON, N. 2001b, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 133:321–343. *Multiband Analysis of a Sample of Blue Compact Dwarf Galaxies. I. Surface Brightness Distribution, Morphology, and Structural Parameters.*
- CALZETTI, D., KINNEY, A. L., & STORCHI-BERGMANN, T. 1994, *The Astrophysical Journal*, 429:582–601. *Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies : The ultraviolet and optical extinction law.*
- CARREZ, P., DEMYK, K., CORDIER, P., GENGEMBRE, L., GRIMBLOT, J., D’HENDECOURT, L., JONES, A. P., & LEROUX, H. 2002, *Meteoritics and Planetary Science*, 37:1599–1614. *Low-energy helium ion irradiation-induced amorphization and chemical changes in olivine : Insights for silicate dust evolution in the interstellar medium.*
- CESARSKY, C. J., ABERGEL, A., AGNESE, P., ALTIERI, B., AUGERES, J. L., AUSSEL, H., BIVIANO, A., BLOMMAERT, J., BONNAL, J. F., BORTOLETTO, F., BOULADE, O., BOULANGER, F., CAZES, S., CESARSKY, D. A., CHEDIN, A., CLARET, A., COMBES, M., CRETOLLE, J., DAVIES, J. K., DESERT, F. X., ELBAZ, D., ENGELMANN, J. J., EPSTEIN, G., FRANCESCHINI, A., GALLAIS, P., GASTAUD, R., GORISSE, M., GUEST, S., HAWARDEN, T., IMBAULT, D., KLECZEWSKI, M., LACOMBE, F., LANDRIU, D., LAPEGUE, J., LENA, P., LONGAIR, M. S., MANDOLESI, R., METCALFE, L., MOSQUET, N., NORDH, L., OKUMURA, K., OTT, S., PERAULT, M., PERRIER, F., PERSI, P., PUGET, P., PURKINS, T., RIO, Y., ROBERT, T., ROUAN, D., ROY, A., SAINT-PE, O., SAM LONE, J., SARGENT, A., SAUVAGE, M., SIBILLE, F., SIEBENMORGEN, R., SIROU, F., SOUFFLOT, A., STARCK, J. L., TIPHENE, D., TRAN, D., VENTURA, G., VIGROUX, L., VIVARES, F., & WADE, R. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 315:L32–L37. *ISOCAM in flight.*
- CHANIAL, P. 2003, *Étude multi-longueurs d’onde des galaxies normales et à flambée de formation d’étoiles de l’univers local*, thèse de doctorat, Université Paris VII.

- CHARY, R. & ELBAZ, D. 2001, *The Astrophysical Journal*, 556:562–581. *Interpreting the Cosmic Infrared Background : Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate.*
- CIMATTI, A., POZZETTI, L., MIGNOLI, M., DADDI, E., MENCI, N., POLI, F., FONTANA, A., RENZINI, A., ZAMORANI, G., BROADHURST, T., CRISTIANI, S., D'ODORICO, S., GIALONGO, E., & GILMOZZI, R. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 391:L1–L5. *The K20 survey. IV. The redshift distribution of $K_s < 20$ galaxies : A test of galaxy formation models.*
- CLARET, A., DZITKO, H., ENGELMANN, J., & STARCK, J.-L. 1998. *Glitch effects in ISO-CAM detectors.* Rapport technique, ESA/ISO Data Centre.
- COMBES, F., BOISSÉ, P., MAZURE, A., & BLANCHARD, A. 1991. *Galaxies et cosmologie.* InterÉditions/CNRS Éditions.
- COMPIÈGNE, M., MADDEN, S. C., & GALLIANO, F. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, en préparation. *The efficiency of the photoelectric heating of PDRs in galaxies as probed by ISOCAM and ISOLWS spectra.*
- CONTURSI, A., LEQUEUX, J., CESARSKY, D., BOULANGER, F., RUBIO, M., HANUS, M., SAUVAGE, M., TRAN, D., BOSMA, A., MADDEN, S., & VIGROUX, L. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 362:310–324. *Mid-infrared imaging and spectrophotometry of N 66 in the SMC with ISOCAM.*
- CONTURSI, A., LEQUEUX, J., HANUS, M., HEYDARI-MALAYERI, M., BONOLI, C., BOSMA, A., BOULANGER, F., CESARSKY, D., MADDEN, S., SAUVAGE, M., TRAN, D., & VIGROUX, L. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 336:662–666. *Mid-IR mapping of the region of N 4 in the Large Magellanic Cloud with ISOCAM.*
- COULAIS, A. & ABERGEL, A. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 141:533–544. *Transient correction of the LW-ISOCAM data for low contrasted illumination.*
- CROWTHER, P. A., BECK, S. C., WILLIS, A. J., CONTI, P. S., MORRIS, P. W., & SUTHERLAND, R. S. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 304:654–668. *Properties of hot stars in the Wolf-Rayet galaxy NGC 5253 from ISO-SWS spectroscopy.*
- DE GRAAUW, T., HASER, L. N., BEINTEMA, D. A., ROELFSEMA, P. R., VAN AGTHOVEN, H., BARL, L., BAUER, O. H., BEKENKAMP, H. E. G., BOONSTRA, A.-J., BOXHOORN, D. R., COTE, J., DE GROENE, P., VAN DIJKHUIZEN, C., DRAPATZ, S., EVERS, J., FEUCHTGRUBER, H., FRERICKS, M., GENZEL, R., HAERENDEL, G., HERAS, A. M., VAN DER HUCHT, K. A., VAN DER HULST, T., HUYGEN, R., JACOBS, H., JAKOB, G., KAMPERMAN, T., KATTERLOHER, R. O., KESTER, D. J. M., KUNZE, D., KUSSENDRAGER, D., LAHUIS, F., LAMERS, H. J. G. L. M., LEECH, K., VAN DER LEI, S., VAN DER LINDEN, R., LUINGE, W., LUTZ, D., MELZNER, F., MORRIS, P. W., VAN NGUYEN, D.,

- PLOEGER, G., PRICE, S., SALAMA, A., SCHAEIDT, S. G., SIJM, N., SMOORENBURG, C., SPAKMAN, J., SPOON, H., STEINMAYER, M., STOECKER, J., VALENTIJN, E. A., VANDENBUSSCHE, B., VISSER, H., WAELEKENS, C., WATERS, L. B. F. M., WENSINK, J., WESSELIUS, P. R., WIEZORREK, E., WIEPRECHT, E., WIJNBERGEN, J. J., WILDEMAN, K. J., & YOUNG, E. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 315:L49–L54. *Observing with the ISO Short-Wavelength Spectrometer*.
- DE VAUCOULEURS, G. 1953, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 113:134–161. *On the distribution of mass and luminosity in elliptical galaxies*.
- DEMYK, K., CARREZ, P., LEROUX, H., CORDIER, P., JONES, A. P., BORG, J., QUIRICO, E., RAYNAL, P. I., & D’HENDECOURT, L. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 368:L38–L41. *Structural and chemical alteration of crystalline olivine under low energy He⁺ irradiation*.
- DÉSERT, F.-X., BOULANGER, F., & PUGET, J.-L. 1990, *Astronomy and Astrophysics*, 237:215–236. *Interstellar dust models for extinction and emission*.
- DÉSERT, F.-X., BOULANGER, F., & SHORE, S. N. 1986, *Astronomy and Astrophysics*, 160:295–300. *Grain temperature fluctuations - A key to infrared spectra*.
- DICKINSON, M., STERN, D., GIAVALISCO, M., FERGUSON, H. C., TSVETANOV, Z., CHORNOCK, R., CRISTIANI, S., DAWSON, S., DEY, A., FILIPPENKO, A. V., MOUSTAKAS, L. A., NONINO, M., PAPOVICH, C., RAVINDRANATH, S., RIESS, A., ROSATI, P., SPINRAD, H., & VANZELLA, E. 2004, *Astrophysical Journal Letters*, 600:L99–L102. *Color-selected Galaxies at $z \sim 6$ in the Great Observatories Origins Deep Survey*.
- DRAINE, B. T. 2003. *Astrophysics of dust in cold clouds*, dans « *The cold universe : Saas-Fee advanced course* », PFENNIGER, D. (editeur), volume 32, Springer-Verlag.
- DRAINE, B. T. & ANDERSON, N. 1985, *The Astrophysical Journal*, 292:494–499. *Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains*.
- DRAINE, B. T. & LEE, H. M. 1984, *The Astrophysical Journal*, 285:89–108. *Optical properties of interstellar graphite and silicate grains*.
- DRAINE, B. T. & LI, A. 2001, *The Astrophysical Journal*, 551:807–824. *Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains*.
- DUC, P. A. & MIRABEL, I. F. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 333:813–826. *Young tidal dwarf galaxies around the gas-rich disturbed lenticular NGC 5291*.
- DUDLEY, C. C. & WYNN-WILLIAMS, C. G. 1997, *The Astrophysical Journal*, 488:720–729. *The deep silicate absorption feature in IRAS 08572+3915 and other infrared galaxies*.

- DULEY, W. W. & WILLIAMS, D. A. 1981, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 196:269–274. *The infrared spectrum of interstellar dust - Surface functional groups on carbon.*
- DUNHAM, E. W. 1995. *KAO Mission Summary*, dans « *From Gas to Stars to Dust* », HAAS, M. R., DAVIDSON, J. A., & ERICKSON, E. F. (éditeurs), volume 73, *ASP conference series*, pages 679–680.
- DWEK, E. 1986, *The Astrophysical Journal*, 302:363–370. *Temperature fluctuations and infrared emission from dust particles in a hot gas.*
- DWEK, E. 1998, *The Astrophysical Journal*, 501:643–665. *The Evolution of the Elemental Abundances in the Gas and Dust Phases of the Galaxy.*
- DWEK, E. 2004. *Probing interstellar dust models through SAXS (Small Angle X-ray Scattering)*, dans « *Astrophysics of dust* », WITT, A. N., CLAYTON, G. C., & DRAINE, B. T. (éditeurs), *ASP conference series*.
- DWEK, E., ARENDT, R. G., FIXSEN, D., SODROSKI, T. J., ODEGARD, N., WEILAND, J. L., REACH, W. T., HAUSER, M. G., KELSALL, T. J., MOSELEY, S. H., SILVERBERG, R. F., SHAFER, R. A., BALLESTER, J., BAZELL, D., & ISAACMAN, R. B. 1997, *The Astrophysical Journal*, 475:565. *Detection and characterization of cold interstellar dust and polycyclic aromatic hydrocarbon emission, from COBE observations.*
- DWEK, E., ARENDT, R. G., HAUSER, M. G., FIXSEN, D., KELSALL, T. J., LEISAWITZ, D., PEI, Y. C., WRIGHT, E. L., MATHER, J. C., MOSELEY, S. H., ODEGARD, N., SHAFER, R. A., SILVERBERG, R. F., & WEILAND, J. L. 1998, *The Astrophysical Journal*, 508:106–122. *The COBE diffuse infrared background experiment search for the cosmic infrared background. IV. Cosmological implications.*
- DWEK, E., GALLIANO, F., MADDEN, S. C., & JONES, A. P. 2005, *The Astrophysical Journal*, en préparation. *Physical Characteristics of the Stellar and ISM Content of NGC 1569 from Multi-Wavelength Observations.*
- EVANS, A. 1994. *The dusty universe*. Praxis Publishing Ltd.
- FALGARONE, E. 2002. *Structure of molecular clouds*, dans « *Infrared and submillimeter space astronomy* », GIARD, M., BERNARD, J.-P., KLOTZ, A., & RISTORCELLI, I. (éditeurs), volume 4, *EAS publications series*, EDP Sciences, pages 87–98.
- FERLAND, G. J. 1996. *HAZY, a brief introduction to CLOUDY*. Rapport technique, University of Kentucky department of physics and astronomy.

- FIOC, M. & ROCCA-VOLMERANGE, B. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 326:950–962. *PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts.*
- FITZPATRICK, E. L. 1999, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111:63–75. *Correcting for the effects of interstellar extinction.*
- FITZPATRICK, E. L. & MASSA, D. 1988, *The Astrophysical Journal*, 328:734–746. *An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. II - The far-UV extinction.*
- FOUKS, B. I. & SCHUBERT, J. 1995. *Precise theoretical description of photoresponse for detectors of ISOPHOT's Si :Ga array*, dans « *Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy* », FOWLER, A. M. (editeur), volume 2475, *SPIE*, pages 487–498.
- GALLAIS, P., CHARMANDARIS, V., LE FLOC'H, E., MIRABEL, I. F., SAUVAGE, M., VI-GROUX, L., & LAURENT, O. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 414:845–855. *Dust enshrouded star-forming activity in Arp 299.*
- GALLIANO, F., MADDEN, S. C., JONES, A. P., WILSON, C. D., & BERNARD, J.-P. 2005a, *Astronomy and Astrophysics*, accepté. *ISM properties in low-metallicity environments III. The dust spectral energy distribution of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140.*
- GALLIANO, F., MADDEN, S. C., JONES, A. P., WILSON, C. D., BERNARD, J.-P., & LE PEINTRE, F. 2002. *The nature of the low-metallicity ISM of the dwarf galaxy NGC 1569*, dans « *Infrared and submillimeter space astronomy* », GIARD, M., BERNARD, J.-P., KLOTZ, A., & RISTORCELLI, I. (editeurs), volume 4, *EAS publications series*, EDP Sciences, pages 381–385.
- GALLIANO, F., MADDEN, S. C., JONES, A. P., WILSON, C. D., BERNARD, J.-P., & LE PEINTRE, F. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 407:159–176. *ISM properties in low-metallicity environments II. The dust spectral energy distribution of NGC 1569.*
- GALLIANO, F., MADDEN, S. C., PEETERS, E., ALLAMANDOLA, L. J., JONES, A. P., & TIELENS, A. G. G. M. 2005b, *Astronomy and Astrophysics*, en préparation. *Environmental effects on PAHs probed by mid-IR spectroscopy.*
- GASTAUD, R. & CHANIAL, P. 2000. *Technical note on the software CIR*. Rapport technique, DAPNIA/SEI-SAp, CEA/Saclay.
- GENZEL, R., LUTZ, D., MOORWOOD, A. F. M., RIGOLPOULOU, D., SPOON, H. W. W., STERNBERG, A., STURM, E., & TRAN, D. 2000. *The nature of Ultra-Luminous Infrared Galaxies*, dans « *ISO Survey of a Dusty Universe* », LEMKE, D., STICKEL, M., & WILKE, K. (editeurs), volume 548, *Lecture Notes in Physics*, page 199.

- GENZEL, R., LUTZ, D., STURM, E., EGAMI, E., KUNZE, D., MOORWOOD, A. F. M., RIGOLPOULOU, D., SPOON, H. W. W., STERNBERG, A., TACCONI-GARMAN, L. E., TACCONI, L., & THATTE, N. 1998, *The Astrophysical Journal*, 498:579–605. *What Powers Ultraluminous IRAS Galaxies ?*
- GISPERT, R., LAGACHE, G., & PUGET, J.-L. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 360:1–9. *Implications of the cosmic infrared background for light production and the star formation history in the Universe.*
- GORDON, K. D. & CLAYTON, G. C. 1998, *The Astrophysical Journal*, 500:816–824. *Starburst-like Dust Extinction in the Small Magellanic Cloud.*
- GREBEL, E. K. 2001. *Dwarf galaxies in the local group and in the local volume*, dans « *Dwarf Galaxies and their Environment* », DE BOER, K. S., DETTMAR, R.-J., & KLEIN, U. (editeurs), pages 45–52.
- GREVE, A., BECKER, R., JOHANSSON, L. E. B., & MCKEITH, C. D. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 312:391–396. *NGC 1569 : the molecular and ionized gas near the superluminous star clusters A and B.*
- GUHATHAKURTA, P. & DRAINE, B. T. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345:230–244. *Temperature fluctuations in interstellar grains. I - Computational method and sublimation of small grains.*
- HAUSER, M. G., KELSALL, T. J., MOSELEY, H., SILVERBERG, R. F., MURDOCK, T. L., MATHER, J. C., SMOOT, G. F., WEISS, R., & WRIGHT, E. L. 1990. *The Status of the DIRBE Instrument on the COBE*, dans « *Observatories in Earth Orbit and Beyond* », KONDO, Y. (editeur), volume 166, *ASSL IAU Colloq. 123*, page 19.
- HELOU, G., LU, N. Y., WERNER, M. W., MALHOTRA, S., & SILBERMANN, N. 2000, *Astrophysical Journal Letters*, 532:L21–L24. *The Mid-Infrared Spectra of Normal Galaxies.*
- HILDEBRAND, R. H. 1983, *Royal Astron. Soc. Quart. Jrn.*, 24:267–282. *The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission.*
- HOLLAND, W. S., ROBSON, E. I., GEAR, W. K., CUNNINGHAM, C. R., LIGHTFOOT, J. F., JENNESS, T., IVISON, R. J., STEVENS, J. A., ADE, P. A. R., GRIFFIN, M. J., DUNCAN, W. D., MURPHY, J. A., & NAYLOR, D. A. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 303:659–672. *SCUBA : a common-user submillimetre camera operating on the James Clerk Maxwell Telescope.*
- HOLLENBACH, D. & TIELENS, A. G. G. M. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71:173–230. *Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies.*

- HONY, S., VAN KERCKHOVEN, C., PEETERS, E., TIELENS, A. G. G. M., HUDGINS, D. M., & ALLAMANDOLA, L. J. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 370:1030–1043. *The CH out-of-plane bending modes of PAH molecules in astrophysical environments.*
- HOUCK, J. R., SCHNEIDER, D. P., DANIELSON, G. E., NEUGEBAUER, G., SOIFER, B. T., BEICHMAN, C. A., & LONSDALE, C. J. 1985, *Astrophysical Journal Letters*, 290:L5–L8. *Unidentified IRAS sources - Ultrahigh-luminosity galaxies.*
- HU, E. M., COWIE, L. L., & MCMAHON, R. G. 1998, *Astrophysical Journal Letters*, 502:L99–L103. *The Density of Ly alpha Emitters at Very High Redshift.*
- HUNTER, D. A. & GALLAGHER, J. S. III. 1989, *Science*, 243:1557–1563. *Star formation in irregular galaxies.*
- HUNTER, D. A. & SAGE, L. 1993, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 105:374–378. *CO observations of several amorphous and Magellanic irregular galaxies.*
- HÜTTEMEISTER, S. 2001. *Conversion problems : How (not) to determine molecular masses in dwarf galaxies*, dans « *Dwarf Galaxies and their Environment* », DE BOER, K. S., DETTMAR, R.-J., & KLEIN, U. (editeurs), pages 169–172.
- ISRAEL, F. P. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 328:471–482. *H₂ and its relation to CO in the LMC and other magellanic irregular galaxies.*
- ISRAEL, F. P. & DE BRUYN, A. G. 1988, *Astronomy and Astrophysics*, 198:109–115. *Synchrotron radiation losses in the post-starburst galaxy NGC 1569.*
- IVEZIĆ, Z. & ELITZUR, M. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 287:799–811. *Self-similarity and scaling behaviour of infrared emission from radiatively heated dust - I. Theory.*
- JENNESS, T. & LIGHTFOOT, J. F. 1998. *Reducing SCUBA data at the James Clerk Maxwell Telescope*, dans « *Astronomical Data Analysis Software and Systems VII* », ALBRECHT, R., HOOK, R. N., & A., B. H. (editeurs), volume 145, *ASP conference series*.
- JENNESS, T. & LIGHTFOOT, J. F. 1999. *SURF -SCUBA User Reduction Facility. User's Manual*. Rapport technique, Joint Astronomy Center, Hilo, Hawaii.
- JERJEN, H., BINGGELI, B., & FREEMAN, K. C. 2000, *The Astronomical Journal*, 119:593–608. *Surface BR Photometry of Newly Discovered Dwarf Elliptical Galaxies in the Nearby Sculptor and Centaurus A Groups.*

- JOBLIN, C., LÉGER, A., & MARTIN, P. 1992, *Astrophysical Journal Letters*, 393:L79–L82. *Contribution of polycyclic aromatic hydrocarbon molecules to the interstellar extinction curve.*
- JONES, A. P. 1997. *The lifecycle of interstellar dust*, dans « *From stardust to planetesimals* », PENDLETON, Y. J. & TIELENS, A. G. G. M. (editeurs), volume 122, *ASP conference series*, pages 97–105.
- JONES, A. P. 2004. *Dust destruction processes*, dans « *Astrophysics of dust* », WITT, A. N., CLAYTON, G. C., & DRAINE, B. T. (editeurs), *ASP conference series*.
- JONES, A. P. & D’HENDECOURT, L. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 355:1191–1200. *Interstellar nanodiamonds : the carriers of mid-infrared emission bands ?*
- JONES, A. P., D’HENDECOURT, L., SHUE, S. Y., CHANG, H. C., CHENG, H. C., & HILL, H. G. M. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, à paraître. *Interstellar nanodiamonds.*
- JONES, A. P., TIELENS, A. G. G. M., HOLLENBACH, D., & MCKEE, C. F. 1997. *The propagation and survival of interstellar grains*, dans « *Astrophysical implications of the laboratory study of presolar materials* », BERNATOWICZ, T. J. & ZINNER, E. (editeurs), *AIP Conference Proceedings*, pages 595–613.
- JONES, A. P., TIELENS, A. G. G. M., & HOLLENBACH, D. J. 1996, *The Astrophysical Journal*, 469:740–764. *Grain Shattering in Shocks : The Interstellar Grain Size Distribution.*
- KAUFMAN, M. J., WOLFIRE, M. G., HOLLENBACH, D. J., & LUHMAN, M. L. 1999, *The Astrophysical Journal*, 527:795–813. *Far-Infrared and Submillimeter Emission from Galactic and Extragalactic Photodissociation Regions.*
- KESSLER, M. F., STEINZ, J. A., ANDEREGG, M. E., CLAVEL, J., DRECHSEL, G., ESTARIA, P., FAELKER, J., RIEDINGER, J. R., ROBSON, A., TAYLOR, B. G., & XIMENEZ DE FERRAN, S. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 315:L27–L31. *The Infrared Space Observatory (ISO) mission.*
- KNAPP, G. R., GUHATHAKURTA, P., KIM, D., & JURA, M. A. 1989, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 70:329–387. *Interstellar matter in early-type galaxies. I - IRAS flux densities.*
- KOBULNICKY, H. A. & JOHNSON, K. E. 1999, *The Astrophysical Journal*, 527:154–166. *Signatures of the Youngest Starbursts : Optically Thick Thermal Bremsstrahlung Radio Sources in Henize 2-10.*

- KOBULNICKY, H. A., KENNICUTT, R. C., & PIZAGNO, J. L. 1999, *The Astrophysical Journal*, 514:544–557. *On Measuring Nebular Chemical Abundances in Distant Galaxies Using Global Emission-Line Spectra.*
- KOBULNICKY, H. A. & SKILLMAN, E. D. 1996, *The Astrophysical Journal*, 471:211–236. *Elemental Abundance Variations and Chemical Enrichment from Massive Stars in Starbursts. I. NGC 4214.*
- KOBULNICKY, H. A. & SKILLMAN, E. D. 1997, *The Astrophysical Journal*, 489:636–655. *Elemental Abundance Variations and Chemical Enrichment from Massive Stars in Starbursts. II. NGC 1569.*
- KOORNNEEF, J. & CODE, A. D. 1981, *The Astrophysical Journal*, 247:860–868. *Ultraviolet interstellar extinction in the large Magellanic Cloud using observations with the International Ultraviolet Explorer.*
- KREYSA, E., GEMÜND, H.-P., GROMKE, J., HASLAM, C. G. T., REICHERTZ, L., HALLER, E. E., BEEMAN, J. W., HANSEN, V., SIEVERS, A., & ZYLKA, R. 1999, *Infrared Physics & Technology*, 40:191. *Bolometer array development at the Max-Planck-Institut für Radioastronomie.*
- KRÜGEL, E. 2003. *The physics of interstellar dust.* Institute of Physics Publishing.
- KUNTH, D. 1999, *Astrophysics and Space Science*, 265:489–499. *Gas-rich Local Dwarf Star-Forming Galaxies and Their Connection With the Distant Universe.*
- KUNTH, D., LEQUEUX, J., SARGENT, W. L. W., & VIALLEFOND, F. 1994, *Astronomy and Astrophysics*, 282:709–716. *Is there primordial gas in I Zw 18?*
- KUNTH, D. & ÖSTLIN, G. 2000, *The Astronomy and Astrophysics Review*, pages 1–79. *The most metal-poor galaxies.*
- LAURENT, O. 1999, *Étude des galaxies à flambées de formation d'étoiles et à noyau actif dans l'infrarouge moyen avec ISOCAM*, thèse de doctorat, Université Paris XI.
- LAURENT, O., MIRABEL, I. F., CHARMANDARIS, V., GALLAIS, P., MADDEN, S. C., SAUVAGE, M., VIGROUX, L., & CESARSKY, C. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 359:887–899. *Mid-infrared diagnostics to distinguish AGNs from starbursts.*
- LE BOURLLOT, J., PINEAU DES FORÊTS, G., ROUEFF, E., & FLOWER, D. R. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 267:233–254. *Infrared and submillimetric emission lines from the envelopes of dark clouds.*

- LÉGER, A. & PUGET, J.-L. 1984, *Astronomy and Astrophysics*, 137:L5–L8. *Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust ?*
- LEGRAND, F., TENORIO-TAGLE, G., SILICH, S., KUNTH, D., & CERVIÑO, M. 2001, *The Astrophysical Journal*, 560:630–635. *On the Metallicity of Star-forming Dwarf Galaxies.*
- LEMKE, D., KLAAS, U., ABOLINS, J., ABRAHAM, P., ACOSTA-PULIDO, J., BOGUN, S., CASTANEDA, H., CORNWALL, L., DRURY, L., GABRIEL, C., GARZON, F., GEMUEND, H. P., GROEZINGER, U., GRUEN, E., HAAS, M., HAJDUK, C., HALL, G., HEINRICHSEN, I., HERBSTMEIER, U., HIRTH, G., JOSEPH, R., KINKEL, U., KIRCHES, S., KOEMPE, C., KRAETSCHMER, W., KREYSA, E., KRUEGER, H., KUNKEL, M., LAUREIJS, R., LUETZOW-WENTZKY, P., MATTILA, K., MUELLER, T., PACHER, T., PELZ, G., POPOW, E., RASMUSSEN, I., RODRIGUEZ ESPINOSA, J., RICHARDS, P., RUSSELL, S., SCHNOPPER, H., SCHUBERT, J., SCHULZ, B., TELESCO, C., TILGNER, C., TUFFS, R., VOELK, H., WALKER, H., WELLS, M., & WOLF, J. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 315:L64–L70. *ISOPHOT - capabilities and performance.*
- LÉNA, P. 1996. *Méthodes physiques de l'observation.* InterÉditions/CNRS Éditions.
- LEQUEUX, J. 2002. *Le milieu interstellaire.* EDP Sciences/CNRS Éditions.
- LI, A. & DRAINE, B. T. 2001, *The Astrophysical Journal*, 554:778–802. *Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium.*
- LI, A. & GREENBERG, J. M. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 323:566–584. *A unified model of interstellar dust.*
- LISENFELD, U. & FERRARA, A. 1998, *The Astrophysical Journal*, 496:145–154. *Dust-to-Gas Ratio and Metal Abundance in Dwarf Galaxies.*
- LISENFELD, U., ISRAEL, F. P., STIL, J. M., & SIEVERS, A. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 382:860–871. *(Sub)millimetre emission from NGC 1569 : An abundance of very small grains.*
- LUHMAN, M. L., SATYAPAL, S., FISCHER, J., WOLFIRE, M. G., STURM, E., DUDLEY, C. C., LUTZ, D., & GENZEL, R. 2003, *The Astrophysical Journal*, 594:758–775. *The [C II] 158 Micron Line Deficit in Ultraluminous Infrared Galaxies Revisited.*
- LUTZ, D., FEUCHTGRUBER, H., GENZEL, R., KUNZE, D., RIGOLPOULOU, 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. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 315:L269–L272. *SWS observations of the Galactic center.*

- LYNDEN-BELL, D. & LYNDEN-BELL, R. M. 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 275:429–442. *Ghostly streams from the formation of the Galaxy's halo.*
- MAC LOW, M. & FERRARA, A. 1999, *The Astrophysical Journal*, 513:142–155. *Starburst-driven Mass Loss from Dwarf Galaxies : Efficiency and Metal Ejection.*
- MADDEN, S. C. 2000, *New Astronomy Reviews*, 44:249–256. *Effects of massive star formation on the ISM of dwarf Galaxies.*
- MADDEN, S. C., GALLIANO, F., JONES, A. P., & SAUVAGE, M. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, soumis. *ISM properties in low-metallicity environments I. Mid-IR spectroscopy of dwarf galaxies.*
- MADDEN, S. C., GENZEL, R., HERRMANN, F., POGLITSCH, A., GEIS, N., TOWNES, C. H., & STACEY, G. J. 1992, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 24:1268. *Probing the interstellar medium in galaxies with [C II] images.*
- MADDEN, S. C., VIGROUX, L., & SAUVAGE, M. 1997. *Mid Infrared Observations of Early-Type Galaxies*, dans « *Extragalactic Astronomy in the Infrared* », MAMON, G. A., THUAN, T. X., , & TRAN THANH VAN, J. (editeurs), éditions Frontières, page 229.
- MAIOLINO, R., JUAREZ, Y., MUJICA, R., NAGAR, N. M., & OLIVA, E. 2003, *Astrophysical Journal Letters*, 596:L155–L158. *Early Star Formation Traced by the Highest Redshift Quasars.*
- MAIOLINO, R., MARCONI, A., & OLIVA, E. 2001a, *Astronomy and Astrophysics*, 365:37–48. *Dust in active nuclei. II. Powder or gravel?*
- MAIOLINO, R., MARCONI, A., SALVATI, M., RISALITI, G., SEVERGNINI, P., OLIVA, E., LA FRANCA, F., & VANZI, L. 2001b, *Astronomy and Astrophysics*, 365:28–36. *Dust in active nuclei. I. Evidence for “anomalous” properties.*
- MARTIN, C. L., KOBULNICKY, H. A., & HECKMAN, T. M. 2002, *The Astrophysical Journal*, 574:663–692. *The Metal Content of Dwarf Starburst Winds : Results from Chandra Observations of NGC 1569.*
- MAS-HESSE, J. M. & KUNTH, D. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 349:765–795. *A comprehensive study of intense star formation bursts in irregular and compact galaxies.*
- MAS-HESSE, J. M., KUNTH, D., TENORIO-TAGLE, G., LEITHERER, C., TERLEVICH, R. J., & TERLEVICH, E. 2003, *The Astrophysical Journal*, 598:858–877. *Ly α Emission in Starbursts : Implications for Galaxies at High Redshift.*

- MATEO, M. L. 1998, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 36:435–506. *Dwarf Galaxies of the Local Group*.
- MATHER, J. C., CHENG, E. S., COTTINGHAM, D. A., EPLEE, R. E., FIXSEN, D., HEWAGAMA, T., ISAACMAN, R. B., JENSEN, K. A., MEYER, S. S., NOERDLINGER, P. D., READ, S. M., ROSEN, L. P., SHAFER, R. A., WRIGHT, E. L., BENNETT, C. H., BOGGESS, N. W., HAUSER, M. G., KELSALL, T. J., MOSELEY, S. H., SILVERBERG, R. F., SMOOT, G. F., WEISS, R., & WILKINSON, D. T. 1994, *The Astrophysical Journal*, 420:439–444. *Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument*.
- MATHER, J. C., CHENG, E. S., EPLEE, R. E., ISAACMAN, R. B., MEYER, S. S., SHAFER, R. A., WEISS, R., WRIGHT, E. L., BENNETT, C. H., BOGGESS, N. W., DWEK, E., GULKIS, S., HAUSER, M. G., JANSSEN, M. A., KELSALL, T. J., LUBIN, P. M., MOSELEY, S. H., MURDOCK, T. L., SILVERBERG, R. F., SMOOT, G. F., & WILKINSON, D. T. 1990, *Astrophysical Journal Letters*, 354:L37–L40. *A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite*.
- MATHIS, J. S. 1990, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 28:37–70. *Interstellar dust and extinction*.
- MATHIS, J. S., MEZGER, P. G., & PANAGIA, N. 1983, *Astronomy and Astrophysics*, 128:212–229. *Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds*.
- MATHIS, J. S., RUMPL, W., & NORDSIECK, K. H. 1977, *The Astrophysical Journal*, 217:425–433. *The size distribution of interstellar grains*.
- MATTHEWS, H. E. 2003. *The James Clerk Maxwell Telescope : A Guide for the Prospective User*. Rapport technique, Joint Astronomy Centre, Hilo, Hawaii.
- McKEE, C. F. & OSTRICKER, J. P. 1977, *The Astrophysical Journal*, 218:148–169. *A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate*.
- MEIER, D. S., TURNER, J. L., CROSWAITHE, L. P., & BECK, S. C. 2001, *The Astronomical Journal*, 121:740–752. *Warm Molecular Gas in Dwarf Starburst Galaxies : CO(3-2) Observations*.
- MENNELLA, V., BRUCATO, J. R., COLANGELI, L., PALUMBO, P., ROTUNDI, A., & BUSOLETTI, E. 1998, *The Astrophysical Journal*, 496:1058–1066. *Temperature Dependence of the Absorption Coefficient of Cosmic Analog Grains in the Wavelength Range 20 Microns to 2 Millimeters*.

- MESSENGER, S., KELLER, L. P., STADERMANN, F. J., WALKER, R. M., & ZINNER, E. 2003, *Science*, 300:105–108. *Samples of Stars Beyond the Solar System : Silicate Grains in Interplanetary Dust*.
- MEURER, G. R., HECKMAN, T., LEITHERER, C., KINNEY, A., ROBERT, C., & GARNETT, D. R. 1995, *The Astronomical Journal*, 110:2665–2691. *Starbursts and Star Clusters in the Ultraviolet*.
- MOTTA, V., MEDIAVILLA, E., MUNÓZ, J. A., FALCO, E., KOCHANÉK, C. S., ARRIBAS, S., GARCÍA-LORENZO, B., OSCOZ, A., & SERRA-RICART, M. 2002, *The Astrophysical Journal*, 574:719–725. *Detection of the 2175 Å Extinction Feature at $z = 0.83$* .
- MOTTE, F. 1998, *Structure des cœurs denses proto-stellaires : Étude en continuum millimétrique*, thèse de doctorat, Université Paris XI.
- NANDY, K., MORGAN, D. H., WILLIS, A. J., WILSON, R., & GONDHALEKAR, P. M. 1981, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 196:955–966. *Interstellar extinction in the Large Magellanic Cloud*.
- OKUMURA, K. 2000. *ISOCAM field distortion report*. Rapport technique, ESA/ISO Data Centre.
- OSTERBROCK, D. E. 1989. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. University Science Books.
- ÖSTLIN, G., AMRAM, P., BERGVALL, N., MASEGOSA, J., BOULESTEIX, J., & MÁRQUEZ, I. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 374:800–823. *Dynamics of blue compact galaxies, as revealed by their H α velocity fields. II. Mass models and the starburst triggering mechanism*.
- OTT, S., GASTAUD, R., ALI, B., DELANEY, M., MIVILLE-DESCHÊNES, M.-A., OKUMURA, K., SAUVAGE, M., & GUEST, S. 2001. *CIA V5.0—the Legacy Package for ISOCAM Interactive Analysis*, dans « *Astronomical Data Analysis Software and Systems X* », HARNDEN, F. R. J., PRIMINI, F. A., & PAYNE, H. E. (éditeurs), volume 238, *ASP conference series*, pages 170–173.
- PAGEL, B. E. J. 1997. *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*. Cambridge University Press.
- PEACOCK, J. A. 1999. *Cosmological physics*. Cambridge University Press.
- PEETERS, E. 2002, *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and dust in regions of star formation*, thèse de doctorat, Rijksuniversiteit Groningen.

- PEETERS, E., MARTÍN-HERNÁNDEZ, N. L., DAMOUR, F., COX, P., ROELFSEMA, P. R., BALUTEAU, J.-P., TIELENS, A. G. G. M., CHURCHWELL, E., KESSLER, M. F., MATHIS, J. S., MORISSET, C., & SCHAEERER, D. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 381:571–605. *ISO spectroscopy of compact H II regions in the Galaxy. I. The catalogue.*
- PEI, Y. C. 1992, *The Astrophysical Journal*, 395:130–139. *Interstellar dust from the Milky Way to the Magellanic Clouds.*
- PETTINI, M., SHAPLEY, A. E., STEIDEL, C. C., CUBY, J., DICKINSON, M., MOORWOOD, A. F. M., ADELBERGER, K. L., & GIAVALISCO, M. 2001, *The Astrophysical Journal*, 554:981–1000. *The Rest-Frame Optical Spectra of Lyman Break Galaxies : Star Formation, Extinction, Abundances, and Kinematics.*
- PLANTE, S. & SAUVAGE, M. 2002, *The Astronomical Journal*, 124:1995–2005. *The Embedded Super-Star Cluster of SBS 0335-052.*
- PRESS, W. H. & SCHECHTER, P. 1974, *The Astrophysical Journal*, 187:425–438. *Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation.*
- PREVOT, M. L., LEQUEUX, J., PREVOT, L., MAURICE, E., & ROCCA-VOLMERANGE, B. 1984, *Astronomy and Astrophysics*, 132:389–392. *The typical interstellar extinction in the Small Magellanic Cloud.*
- PUGET, J.-L., LÉGER, A., & BOULANGER, F. 1985, *Astronomy and Astrophysics*, 142:L19–L22. *Contribution of large polycyclic aromatic molecules to the infrared emission of the interstellar medium.*
- REACH, W. T., ABERGEL, A., BOULANGER, F., DÉSSERT, F.-X., PERAULT, M., BERNARD, J.-P., BLOMMAERT, J., CESARSKY, C., CESARSKY, D., METCALFE, L., PUGET, J.-L., SIBILLE, F., & VIGROUX, L. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 315:L381–L384. *Mid-Infrared spectrum of the zodiacal light.*
- REACH, W. T., BOULANGER, F., CONTURSI, A., & LEQUEUX, J. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 361:895–900. *Detection of mid-infrared aromatic hydrocarbon emission features from the Small Magellanic Cloud.*
- ROHLFS, K. & WILSON, T. L. 1996. *Tools of radio astronomy.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, réédition.
- ROSENTHAL, D., BERTOLDI, F., & DRAPATZ, S. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 356:705–723. *ISO-SWS observations of OMC-1 : H₂ and fine structure lines.*

- ROUSSEL, H. 2001, *Émission en infrarouge moyen des poussières dans les galaxies spirales : liens avec la formation d'étoiles et avec la dynamique des galaxies barrées*, thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- ROUSSEL, H., SAUVAGE, M., VIGROUX, L., & BOSMA, A. 2001a, *Astronomy and Astrophysics*, 372:427–437. *The relationship between star formation rates and mid-infrared emission in galactic disks.*
- ROUSSEL, H., VIGROUX, L., BOSMA, A., SAUVAGE, M., BONOLI, C., GALLAIS, P., HAWARDEN, T., LEQUEUX, J., MADDEN, S., & MAZZEI, P. 2001b, *Astronomy and Astrophysics*, 369:473–509. *An atlas of mid-infrared dust emission in spiral galaxies.*
- RYBICKI, G. B. & LIGHTMAN, A. P. 1979. *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons, Inc.
- SAGE, L. J., SALZER, J. J., LOOSE, H.-H., & HENKEL, C. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 265:19–31. *Star formation and molecular clouds in blue compact galaxies.*
- SAIKIA, D. J., PEDLAR, A., UNGER, S. W., & AXON, D. J. 1994, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 270:46–64. *Radio Continuum Observations of the Central Regions of Sersic / Pastoriza Galaxies.*
- SANDELL, G. 1997. *The SCUBA mapping cookbook. A first step to proper map reduction*. Rapport technique, Joint Astronomy Centre, Hilo, Hawaii.
- SANDERS, D. B. & MIRABEL, I. F. 1996, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34:749–792. *Luminous Infrared Galaxies.*
- SAVAGE, B. D. & MATHIS, J. S. 1979, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 17:73–111. *Observed properties of interstellar dust.*
- SAVAGE, B. D. & SEMBACH, K. R. 1996, *The Astrophysical Journal*, 470:893–909. *Interstellar Gas-Phase Abundances and Physical Conditions toward Two Distant High-Latitude Halo Stars.*
- SEATON, M. J. 1979, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 187:73–76. *Interstellar extinction in the UV.*
- SERRA, G., GIARD, M., BERNARD, J.-P., STEPNIK, B., & RISTORCELLI, I. 2001, *C.R. Acad. Sci. Ser. IV*, 1:1215–1222. *PRONAOS : a two-meter submillimeter telescope to observe the cold Universe from the stratosphere.*

- SIEBENMORGEN, R., BLOMMAERT, J., SAUVAGE, M., & STARCK, J.-L. 2000. *The ISO Handbook III. CAM – The ISO camera*. Rapport technique, ESA/ISO Data Centre.
- SILK, J. 2004. *Some current issues in galaxy formation*. à paraître.
- SKILLMAN, E. D., KENNICUTT, R. C., & HODGE, P. W. 1989, *The Astrophysical Journal*, 347:875–882. *Oxygen abundances in nearby dwarf irregular galaxies*.
- SKRUTSKIE, M. F., SCHNEIDER, S. E., STIENING, R., STROM, S. E., WEINBERG, M. D., BEICHMAN, C., CHESTER, T., CUTRI, R., LONSDALE, C., ELIAS, J., ELSTON, R., CAPPS, R., CARPENTER, J., HUCHRA, J., LIEBERT, J., MONET, D., PRICE, S., & SEITZER, P. 1997. *The Two Micron All Sky Survey (2MASS) : Overview and Status*, dans « *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys* », GARZON, F. (editeur), volume 210, *ASSL*, pages 25–32.
- SMITH, R. K. & DWEK, E. 1998, *The Astrophysical Journal*, 503:831–842. *Soft X-Ray Scattering and Halos from Dust*.
- SMOOT, G. F., BENNETT, C. H., KOGUT, A. J., WRIGHT, E. L., AYMEN, J., BOGGESS, N. W., CHENG, E. S., DE AMICI, G., GULKIS, S., HAUSER, M. G., HINSHAW, G., LINEWEAVER, C. H., LOEWENSTEIN, K., JACKSON, P. D., JANSSEN, M. A., KAITA, E., KELSALL, T. J., KEEGSTRA, P., LUBIN, P. M., MATHER, J. C., MEYER, S. S., MOSELEY, S. H., MURDOCK, T. L., ROKKE, L., SILVERBERG, R. F., TENORIO, L., WEISS, R., & WILKINSON, D. T. 1992, *Astrophysical Journal Letters*, 396:L1–L5. *Structure in the COBE DMR first year maps*.
- SNOW, T. P. & WITT, A. N. 1996, *Astrophysical Journal Letters*, 468:L65–L68. *Interstellar Depletions Updated : Where All the Atoms Went*.
- SOFIA, U. J. & MEYER, D. M. 2001, *Astrophysical Journal Letters*, 554:L221–L224. *Interstellar Abundance Standards Revisited*.
- SRAMEK, R. A. & WEEDMAN, D. W. 1986, *The Astrophysical Journal*, 302:640–649. *Radio observations of starburst galaxies*.
- STACEY, G. J., GEIS, N., GENZEL, R., LUGTEN, J. B., POGLITSCH, A., STERNBERG, A., & TOWNES, C. H. 1991, *The Astrophysical Journal*, 373:423–444. *The 158 micron forbidden C II line - A measure of global star formation activity in galaxies*.
- STARCK, J.-L. 2001. *The multiresolution analysis software*. Rapport technique, DAPNIA/SEISAp, CEA/Saclay.

- STARCK, J.-L., ABERGEL, A., AUSSEL, H., SAUVAGE, M., GASTAUD, R., CLARET, A., DÉSSERT, F.-X., DELATTRE, C., & PANTIN, E. 1999, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 134:135–148. *ISOCAM data processing*.
- STARCK, J.-L., MURTAGH, F., & BIJAOU, A. 1998. *Image processing and data analysis : the multiscale approach*. Cambridge University Press.
- STEPNIK, B. 2001, *Émission submillimétrique du milieu interstellaire : coagulation des grains*, thèse de doctorat, Université Paris VI.
- STIL, J. M. & ISRAEL, F. P. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 337:64–68. *A low-mass HI companion of NGC 1569 ?*
- STIL, J. M. & ISRAEL, F. P. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 392:473–487. *HI distribution and kinematics of NGC 1569*.
- SUMMERS, L. K., STEVENS, I. R., STRICKLAND, D. K., & HECKMAN, T. M. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342:690–708. *Chandra observation of NGC 4449 : analysis of the X-ray emission from a dwarf starburst galaxy*.
- SUMMERS, L. K., STEVENS, I. R., STRICKLAND, D. K., & HECKMAN, T. M. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 351:1–17. *Chandra and XMM-Newton observations of NGC 5253 : analysis of the X-ray emission from a dwarf starburst galaxy*.
- TAKEUCHI, T. T., HIRASHITA, H., ISHII, T. T., HUNT, L. K., & FERRARA, A. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 343:839–850. *Infrared spectral energy distribution model for extremely young galaxies*.
- TAUBER, J. A. 2000. *The Planck mission*, dans « *The extragalactic background and its cosmological implications* », HARWIT, M. & HAUSER, M. G. (éditeurs), volume 204, *IAU symposium*.
- TAYLOR, C. L., HÜTTEMEISTER, S., KLEIN, U., & GREVE, A. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 349:424–434. *Giant molecular clouds in the dwarf galaxy NGC 1569*.
- TAYLOR, C. L., KOBULNICKY, H. A., & SKILLMAN, E. D. 1998, *The Astrophysical Journal*, 116:2746–2756. *CO emission in low-luminosity, HI-rich galaxies*.
- THUAN, T. X., SAUVAGE, M., & MADDEN, S. 1999, *The Astrophysical Journal*, 516:783–787. *Dust in an Extremely Metal-Poor Galaxy : Mid-infrared Observations of SBS 0335-052*.

- TIELENS, A. G. G. M. 1995. *The interstellar medium*, dans « *Astronomical Society of the Pacific, Airborne astronomy symposium on the Galactic ecosystem : From gas to stars to dust* », HAAS, M. R., DAVIDSON, J. A., & ERICKSON, E. F. (editeurs), volume 73, *ASP conference series*, pages 3–22.
- TIELENS, A. G. G. M. & HOLLENBACH, D. 1985a, *The Astrophysical Journal*, 291:722–754. *Photodissociation Regions. I. Basic model.*
- TIELENS, A. G. G. M. & HOLLENBACH, D. 1985b, *The Astrophysical Journal*, 291:747–754. *Photodissociation Regions. II. A Model for the Orion Photodissociation Region.*
- TOLSTOY, E. 2001. *Observational evidence for galaxy evolution in the local group*, dans « *Dwarf Galaxies and their Environment* », DE BOER, K. S., DETTMAR, R.-J., & KLEIN, U. (editeurs), pages 61–66.
- VACCA, W. D. & CONTI, P. S. 1992, *The Astrophysical Journal*, 401:543–558. *Optical spectrophotometry of Wolf-Rayet galaxies.*
- VALENCIC, L. A., CLAYTON, G. C., GORDON, K. D., & SMITH, T. L. 2003, *The Astrophysical Journal*, 598:369–374. *Small Magellanic Cloud-Type Interstellar Dust in the Milky Way.*
- VAN DE HULST, H. C. 1981. *Light scattering by small particles*. Dover Publications, Inc., réédition.
- VAN DISHOECK, E. F. & BLACK, J. H. 1988, *The Astrophysical Journal*, 334:771–802. *The photodissociation and chemistry of interstellar CO.*
- VAN ZEE, L., HAYNES, M. P., SALZER, J. J., & BROEILS, A. H. 1997, *The Astronomical Journal*, 113:1618–1637. *A Comparative Study of Star Formation Thresholds in Gas-Rich Low Surface Brightness Dwarf Galaxies.*
- VANZI, L., RIEKE, G. H., MARTIN, C. L., & SHIELDS, J. C. 1996, *The Astrophysical Journal*, 466:150–157. *The History of Star Formation in II Zw 40.*
- VANZI, L. & SAUVAGE, M. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 415:509–520. *Dust and super star clusters in NGC 5253.*
- VÁROSI, F. & DWEK, E. 1999, *The Astrophysical Journal*, 523:265–305. *Analytical Approximations for Calculating the Escape and Absorption of Radiation in Clumpy Dusty Environments.*

- VERMEIJ, R., PEETERS, E., TIELENS, A. G. G. M., & VAN DER HULST, J. M. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 382:1042–1051. *The PAH emission spectra of Large Magellanic Cloud H II regions.*
- VERSTRAETE, L., PECH, C., MOUTOU, C., SELLGREN, K., WRIGHT, C. M., GIARD, M., LÉGER, A., TIMMERMANN, R., & DAPRATZ, S. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 372:981–997. *The Aromatic Infrared Bands as seen by ISO-SWS : Probing the PAH model.*
- WEINGARTNER, J. C. & DRAINE, B. T. 2001, *The Astrophysical Journal*, 548:296–309. *Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud.*
- WHITTET, D. C. B. 2003. *Dust in the Galactic environment.* Bristol : Institute of Physics (IOP) Publishing.
- WILD, W. 1999. *A handbook for the IRAM 30m telescope.* Rapport technique, IRAM, Pico-veleta, Spain.
- WILSON, C. D. 1995, *Astrophysical Journal Letters*, 448:L97–L100. *The Metallicity Dependence of the CO-to-H₂ Conversion Factor from Observations of Local Group Galaxies.*
- WISCOMBE, W. J. 1980, *Applied Optics*, 19:1505–1509. *Improved Mie scattering algorithms.*
- WYNN-WILLIAMS, C. G. & BECKLIN, E. E. 1986, *The Astrophysical Journal*, 308:620–626. *Infrared and radio emission from II ZW40 and other blue dwarf galaxies.*
- XILOURIS, E. M., MADDEN, S. C., GALLIANO, F., SAUVAGE, M., & VIGROUX, L. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 416:41–55. *Dust emission in early-type galaxies : the mid-infrared view.*
- ZUBKO, V., DWEK, E., & ARENDT, R. G. 2004, *Astrophysical Journal Supplement Series*, à paraître. *New Interstellar Dust Models Consistent with Extinction, Emission, and Abundance Constraints.*

Documentation électronique

Plusieurs serveurs peuvent être utilisés, pour consulter les références citées dans cette bibliographie :

- la base de données ADS – « *NASA Astrophysics Data System* » – à l’adresse http://cdsads.u-strasbg.fr/toc_service.html ;
- astro-ph, à l’adresse <http://babbage.sissa.it/archive/astro-ph> ;
- les rapports techniques relatifs à ISOCAM peuvent être trouvés sur le site http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/CAM_top.html ;

- la documentation relative à SCUBA se trouve sur http://www.jach.hawaii.edu/JACpublic/JCMT/User_documentation/user_documentation.html ;
- la documentation relative au radiotélescope de 30 mètres de l'IRAM et à MAMBO se trouve sur <http://www.iram.fr/> ;
- la documentation relative au SEST se trouve sur <http://www.la.eso.org/lasilla/Telescopes/SEST/SEST.html>.

The english speaker corner (*in English*)

The non french readers can find here the translation of the keywords of this thesis. Words like “*galaxie*” or “*région*” are very similar to the english syntax. I did not include them in the following table, for clarity.

General

ajustement/ajuster	<i>fit/to fit</i>
amas	<i>cluster</i>
ciel	<i>sky</i>
champ	<i>field</i>
champ de rayonnement	<i>radiation field</i>
chaud/chaude	<i>hot</i>
corps noir	<i>black body</i>
diffusion	<i>scattering</i>
échantillon	<i>sample</i>
étoile	<i>star</i>
faible métallicité	<i>low metallicity</i>
flambée de formation d'étoiles	<i>starburst</i>
formation d'étoiles	<i>star formation</i>
fond infrarouge extragalactique	<i>CIB</i>
froid/froide	<i>cold</i>
galaxie naine de marée	<i>tidal dwarf galaxy</i>
gros grains	<i>big grains</i>
infrarouge	<i>infrared</i>
infrarouge lointain	<i>far infrared</i>
infrarouge moyen	<i>mid infrared</i>
infrarouge proche	<i>near infrared</i>
jeune	<i>young</i>
longueur d'onde	<i>wavelength</i>
milieu interstellaire	<i>interstellar medium</i>
naine	<i>dwarf</i>
noyau actif	<i>active nucleus</i>
nuage	<i>cloud</i>
petits grains	<i>small grains</i>
poussière/poussiéreuse	<i>dust/dusty</i>
raie	<i>line</i>
rayon	<i>radius</i>
rayonnement	<i>radiation</i>
rayonnement fossile	<i>CMB</i>
section efficace	<i>cross section</i>

taille	<i>size</i>
tiède	<i>warm</i>
très petits grains	<i>very small grains</i>
vieux/vieille	<i>old</i>
Voie Lactée	<i>Milky-Way</i>

Technical

avant-plan	<i>foreground</i>
bruit/bruité	<i>noise/noisy</i>
champ plat	<i>flat</i>
courant d'obscurité	<i>dark</i>
éclairage monochromatique	<i>flux density in Jansky</i>
effet de mémoire	<i>transient</i>
fond	<i>background</i>
mise au point	<i>focus</i>
ouverture	<i>aperture</i>
rayon cosmique	<i>glitch</i>

Figures

bas	<i>bottom</i>
droite	<i>right</i>
échelle	<i>range</i>
gauche	<i>left</i>
gris	<i>grey</i>
haut	<i>top</i>
noir	<i>black</i>
pointillés	<i>dotted line</i>
tirets	<i>dashed line</i>
trait plein	<i>solid line</i>

Moreover, some sections – like the publications – are written in English. They are highlighted, in the table of contents, by: *in English*.

Remerciements

D'un certain point de vue, j'aurai passé trois ans et des poussières à observer, réduire les données, les reréduire, les modéliser, analyser les sorties des modèles, remodeliser, douter, croire comprendre, re-douter, puis peaufiner mes résultats – c'est à dire reprendre les étapes précédentes depuis le début... Ce genre de processus itératif ne s'accomplit bien évidemment pas dans l'isolement. C'est pourquoi, du plateau de Saclay, aux volcans Hawaïens, en passant par la Sierra Nevada et le Maryland, de nombreuses personnes ont eu un rôle déterminant.

Toute ma reconnaissance va d'abord à Suzanne Madden, sans qui ce travail n'aurait pas vu le jour. Une complicité fortuite s'est développée peu à peu, dans notre collaboration. Je remercie Suzanne de m'avoir encadré pendant ces trois années, pour le soutien moral qu'elle m'a apporté, pour ses conseils scientifiques et astropolitiques, pour les personnes qu'elle m'a fait rencontrer, et pour avoir *dégalliciser* mon anglais. Je remercie également Anthony Jones, pour les nombreuses discussions et interactions que nous avons eues. De plus, Ant a mis à ma disposition son bureau, lors de ma période post-thèse/pré-post-doc, au cours de laquelle j'étais intermittent de la recherche sans laboratoire fixe.

J'exprime ma gratitude à Eli Dwek, pour m'avoir invité travailler pendant un mois au NASA Goddard Space Flight Center, et pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je dois aussi beaucoup à François Boulanger pour les échanges stimulants que nous avons eus, et pour m'avoir permis d'obtenir des vacances à l'IAS, à la fin de ma thèse. Je tiens à remercier Daniel Kunth, Jay Gallagher et Guillaume Pineau des Forêts, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour avoir constitué un jury de thèse perspicace et diversifié. Je suis reconnaissant envers Laurent Vigroux, pour avoir soutenu ma candidature à une bourse CFR, et à Pierre-Olivier Lagage pour m'avoir permis de prolonger mon contrat.

J'ai beaucoup apprécié de collaborer avec Christine Wilson, sur les observations SCUBA, avec Jean-Philippe Bernard et Francine Le Peintre, sur le modèle de poussières, et avec Xander Tielens, Els Peeters et Lou Allamandola, sur les propriétés des PAHs. Merci également à Marc Sauvage, David Elbaz, Pierre-Alain Duc, *Μανόλης Ξυλούρης*, pour les discussions scientifiques que nous avons eues, et René Gastaud, Jean-Luc Stark et Pascal Gallais, pour leur aide sur de nombreux problèmes techniques. J'ai profité de discussions occasionnelles avec Albrecht Poglitsch, Guillermo Tenorio-Tagle, David Hollenbach, Bertrand Stepnik, Pierre Cox, Alain Abergel, Laurent Verstraete, Leonardo Vanzì, Alexandre Réfrégier et Frédérique Motte.

Je remercie les thésards et autres chercheurs du labo que j'ai fréquentés, dans les couloirs, ou à la cantine : Pierre Chaniel, Koryo Okumura, Mathieu Compiègne, Yaël Fuchs, Stéphane Corbel, Claude Chapuis, Jérôme Rodriguez, Hélène Roussel, Myha Vuong, Jeroen Bouman, Gabriel Pratt, Pierre Lesaffre, Arnaud Belloche et Delphine Marcillac ; et puis ceux qui étaient hors des murs, à Paname, sur la pelouse Meudonaise, ou dans la salle de musique du Hyappe : Baptiste, Cyril, Jérémy, Mathilde, Philippe, Thomas, Damien, Gabriel, Laurent et Maria.

D'ailleurs, en y réfléchissant bien, une thèse, c'est un peu comme un blues... un blues en douze trimestres. Allégoriquement, les quatre premières mesures-trimestres ne comportent pas vraiment de surprises, on peut prendre son temps pour placer son jeu, s'essayer à quelques

dissonances, jouer en question-réponse avec ses accompagnateurs. Bref, c'est de l'improvisation assez libre. Mais voilà que les quatres mesures suivantes commencent par un emprunt, qui oblige à se positionner dans le temps, et à penser déjà à la fin. C'est véritablement lors de la descente des quatre derniers trimestres, que l'emballement des changements d'accords fait voler en éclat l'illusion modale du début. Au cas où on ne l'aurait pas encore compris, la thèse devient ici résolument tonale. Il faut surfer sur l'harmonie, et essayer de finir en beauté, tout sollicité que l'on est par sa section rythmique et son auditoire. Quant à la soutenance, c'est l'accord de dominante qui relance la grille, pour un nouveau chorus en postdoc.