



HAL
open science

Les galaxies infrarouges : distribution spatiale, contributions au fond extragalactique et distributions spectrales d'énergie.

Nicolas Bavouzet

► **To cite this version:**

Nicolas Bavouzet. Les galaxies infrarouges : distribution spatiale, contributions au fond extragalactique et distributions spectrales d'énergie.. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00363975

HAL Id: tel-00363975

<https://theses.hal.science/tel-00363975v1>

Submitted on 24 Feb 2009

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

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

Thèse de Doctorat

Spécialité : Astrophysique

Présentée par

Nicolas BAVOUZET

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris Sud 11

Sujet de la thèse :

Les galaxies infrarouges : distribution spatiale, contributions au fond extragalactique et distributions spectrales d'énergie

Thèse soutenue le 12 septembre devant le jury composé de

M. Alain ABERGEL

Président

Mme. Véronique BUAT

Examinatrice

M. Henry Mc CRACKEN

Invité

M. Hervé DOLE

Co-directeur de thèse

M. Bruno GUIDERDONI

Rapporteur

M. George HELOU

Rapporteur

M. Jean-Loup PUGET

Directeur de thèse

Remerciements

Je voudrais en premier lieu remercier Hervé Dole, qui m'a encadré pendant ces trois années de thèse. Il a toujours été d'une très grande disponibilité et d'un très grand soutien. Chaque fois que je venais le voir, je quittais son bureau avec le sourire et de nouvelles idées ! Si j'ai pris tant de plaisir pendant ces trois ans, c'est en grande partie grâce à lui et à son dynamisme. Merci aussi à Jean-Loup Puget d'avoir accepté de diriger ma thèse et d'avoir suivi mes travaux. J'ai apprécié pouvoir discuter avec lui de l'avancement de mon travail et toujours énormément appris à ses côtés.

Merci aussi à Alain Abergel, Véronique Buat, Bruno Guiderdoni, George Helou et Henry Mc Cracken pour avoir accepté de faire partie de mon jury et plus particulièrement à Bruno et George qui ont rapporté ce manuscrit.

Au cours de ces trois ans, j'ai énormément apprécié de travailler avec Guilaine Lagache. J'ai été impressionné par son efficacité et j'ai aimé sa spontanéité et sa sincérité. J'ai aussi beaucoup appris aux côtés d'Alexandre Beelen aussi bien du point de vue scientifique qu'au niveau de la rigueur de programmation. Merci à eux deux pour toutes les discussions agréables et enrichissantes que nous avons eues ensemble.

Que soit ici aussi chaleureusement remerciée l'équipe Milieu Interstellaire et Cosmologie de l'IAS au sein de laquelle j'ai travaillé. Je me suis senti très à l'aise dans cette équipe et je remercie chacun de ses membres pour avoir un jour ou l'autre répondu à une de mes questions. Un merci particulier à Mathieu Langer pour m'avoir permis d'assister à son cours de M2 de Cosmologie (duquel je me suis largement inspiré pour écrire l'introduction de ce manuscrit) et pour avoir justement relu mon premier chapitre et répondu à mes questions un peu tordues ! Merci aussi plus particulièrement à Nabila Aghanim, Karina Caputi, Nestor Fernández, Delphine Marcillac et Nicolas Ponthieu.

Pendant ces trois ans j'ai eu l'occasion de collaborer avec de nombreuses personnes et plus spécialement avec les personnes de l'«équipe» D-SIGALE. Chacunes de nos réunions et de nos discussions ont été prolifiques et je les en remercie. Je tiens aussi à remercier Alain Omont et Jacqueline Bergeron avec qui j'ai eu l'occasion de travailler.

J'ai eu la chance et le plaisir d'encadrer, de plus ou moins près, plusieurs stagiaires et

je leur suis reconnaissant de m'avoir accordé leur confiance malgré mon «jeune» âge. Leurs questions m'ont beaucoup apporté et les fruits de leur travail nous ont été très utiles. Merci à Aurèle Duval, Julien Annaloro, Mathilde Jauzac et Matthieu Bethermin.

Merci aussi à tout le laboratoire, à son service administratif et au service informatique pour leur disponibilité et leur gentillesse.

J'ai également eu le plaisir de partager d'agréables moments avec les thésards de l'IAS au cours des repas et goûters que nous avons pris ensemble. Merci à eux pour leur bonne (enfin pas toujours d'ailleurs...) humeur ! Un merci tout particulier à Nathalie et Faustine avec qui j'ai partagé mon bureau pour les sympathiques moments que nous y avons passés. Merci aussi tout particulièrement à Mathieu pour les petites pauses prises dans notre bureau et pour les enseignements que nous avons fait ensemble : j'y ai pris beaucoup de plaisir.

Je tiens également à remercier mes amis de longue (voire très longue) date pour toutes les soirées, journées, week-ends que nous avons passés ensemble : Benjamin B., Julien D. et Grainne, Camille et Pierre S., Pierre M., Camille B. et Adrien M., Laure M. et Laurent, Antoine et Blandine I., Soline et Benoît B., Armelle B., Vincent G., Andrew C., Benoît G., Julien A. et Gaëlle, Alan E., Mathieu G., Mathieu G. (l'autre !), Fabien V..

Merci enfin à ma famille et plus spécialement à mes parents, mon frère et ma soeur pour leur soutien et leurs encouragements tout au long de mes études. Et bien évidemment un immense merci à Fanny et Alexis pour leur présence quotidienne et pour la bonne humeur qu'ils font régner à la maison.

Table des matières

I	D'un Univers homogène à un Univers structuré	3
I.1	Un Univers en expansion	4
I.1.1	Description géométrique de l'Univers	4
I.1.2	Equations de Friedmann	6
I.1.3	Paramètres cosmologiques	7
I.1.4	Les différentes phases de l'Univers	8
I.1.5	Distances en cosmologie	10
I.2	Formation des structures	11
I.2.1	Instabilité de Jeans dans un Univers statique	12
I.2.2	Instabilité de Jeans dans un Univers en expansion	14
I.2.3	Un modèle simple pour les modes super-horizons	17
I.2.4	Spectre de puissance de la matière noire	18
I.2.5	Formation des galaxies	22
I.3	Description statistique des propriétés des galaxies	24
I.3.1	Fonction de corrélation	24
I.3.2	Fonction de corrélation angulaire	26
I.3.3	Fonction de luminosité	29
I.3.4	Comptages de sources	31
I.4	Les galaxies infrarouges	35
I.4.1	Origine et mécanismes d'émission dans l'infrarouge	35
I.4.2	Présentation générale des galaxies infrarouges	38
I.4.3	Le fond diffus infrarouge	42

I.5	Le télescope spatial Spitzer	44
I.5.1	Description générale	44
I.5.2	Présentation des instruments	45
II	Outils pour l'analyse des données spatiales	49
II.1	Construction de mosaïques	49
II.1.1	Reprojection	50
II.1.2	Rejet des rayons cosmiques	51
II.1.3	Combinaison des différentes images	53
II.2	Techniques de photométrie	54
II.2.1	Photométrie d'ouverture	54
II.2.2	Ajustement de PSF	60
II.2.3	Correction de couleur	62
II.3	Le stacking	63
II.3.1	Principe	63
II.3.2	Estimation des erreurs avec le bootstrap	66
III	Corrélation spatiale des galaxies infrarouges	71
III.1	Introduction	72
III.2	Anisotropies du fond diffus infrarouge	75
III.2.1	Formalisme	75
III.2.2	Résultats	76
III.3	Une nouvelle méthode pour estimer $\omega(\theta)$	78
III.3.1	Principe	78
III.3.2	Comparaison à d'autres estimateurs	79
III.3.3	Limitations et améliorations possibles	80
III.4	Implications pour le stacking	81
III.4.1	Lien entre le stacking et la corrélation spatiale des sources	82
III.4.2	Ordre de grandeur des effets de la corrélation	83
III.4.3	Validation sur des simulations	84

III.4.4	Perspectives	87
III.5	Résultats et comparaisons	88
III.5.1	Corrélation des sources sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$	88
III.5.2	Corrélation des sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$	89
IV	Contributions au Fond Diffus Infrarouge	91
IV.1	Problématique	92
IV.2	Construction de l'échantillon	94
IV.2.1	Construction du catalogue à $3.6 \mu\text{m}$	94
IV.2.2	Identification des sources $3.6 \mu\text{m}$ à $24 \mu\text{m}$	97
IV.3	Contribution au fond à 3.6 et $24 \mu\text{m}$ par tranches de couleurs	99
IV.3.1	Comptages de sources à $3.6 \mu\text{m}$	99
IV.3.2	La couleur $S_{24}/S_{3.6}$	101
IV.3.3	Comparaison des contributions au fond infrarouge à 3.6 et $24 \mu\text{m}$	103
IV.4	Contribution au CIB à 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$ par tranches de $S_{3.6}$	106
IV.4.1	Valeurs du CIB	106
IV.4.2	Stacking et correction des effets de corrélation	108
IV.4.3	Contributions au fond infrarouge	114
V	Etude de SEDs de galaxies infrarouges	119
V.1	Estimation de la luminosité totale infrarouge des galaxies	120
V.1.1	Introduction	120
V.1.2	Construction du catalogue de sources	124
V.1.3	Corrélations et estimation de L_{IR}	131
V.1.4	Application à l'Univers lointain	135
V.1.5	Evolution avec le redshift ?	136
V.1.6	Lien avec la population des galaxies submillimétriques	137
V.2	Etude détaillée des SEDs de quelques galaxies	137
V.2.1	Présentation des données	139
V.2.2	Analyse	146

V.3	Observation sub-millimétrique d'un proto-amas à $z = 2.38$	154
VI	Conclusion et perspectives	159
VI.1	Corrélation spatiale des galaxies infrarouges	159
VI.2	Le fond diffus infrarouge	160
VI.3	Les distributions spectrales d'énergie	160
VI.4	Perspectives	161
A	Publications	163
A.1	Papier I	165
A.2	Papier II	181
A.3	Papier III	203
A.4	Papier IV	209

Introduction

L'astrophysique est une science un peu particulière, sans doute parce qu'elle n'a d'autre but que de satisfaire notre curiosité et notre envie de comprendre l'Univers dans lequel nous sommes. Elle a de ce fait, aux yeux du grand public, un statut privilégié. Elle est source de rêverie et d'interrogations parfois à la limite de la philosophie. Pour le chercheur aussi, c'est une science un peu à part puisque celui-ci doit le plus souvent se contenter d'observer le ciel, certes avec des moyens de plus en plus performants, mais ne peut que très rarement effectuer des expériences. Il peut encore moins manipuler les galaxies ou les étoiles ! Les échelles de temps, d'espace ou d'énergie que l'on rencontre dans l'Univers sont très éloignées et beaucoup plus variées que celles auxquelles on a accès sur Terre. En quelque sorte, le travail d'un astrophysicien consiste à analyser dans leurs moindres détails les photons et les quelques particules qui nous arrivent du ciel. Ceux-ci ont parfois été émis il y a bien longtemps et nous donnent alors accès à des informations précieuses sur l'état de l'Univers il y a des milliards d'années. C'est grâce à cette analyse fine et à la modélisation des phénomènes physiques en jeu que nous pourrions répondre aux nombreuses questions que l'on se pose et en particulier à l'une d'entre elles : la formation et l'évolution des galaxies.

Les découvertes en astrophysique sont intimement liées aux avancées technologiques qui permettent de concevoir des instruments et des détecteurs de plus en plus performants. William Herschel fut le premier à découvrir les rayons infrarouges en 1800. Un siècle plus tard, seuls quelques objets (la Lune, Jupiter, Saturne et quelques étoiles) avaient pu être détectés dans l'infrarouge. C'est avec la seconde guerre mondiale, et le développement à des fins militaires de détecteurs, que l'astronomie infrarouge prit réellement son essor. L'observation systématique du ciel dans l'infrarouge à $2.2 \mu\text{m}$ révéla alors quelques surprises. On découvrit par exemple des disques de poussières autour de certaines étoiles. A part dans quelques gammes restreintes de longueurs d'onde, il n'est pas possible d'observer le ciel dans l'infrarouge depuis la surface de la Terre. C'est pourquoi dans les années 60 et 70, les astrophysiciens ont commencé à faire des observations depuis des ballons, des avions ou des fusées. Dans les années 80, avec le développement des techniques spatiales, il a été possible d'envoyer dans l'espace un satellite, IRAS, qui a observé tout le ciel dans l'infrarouge. Depuis, de nombreux satellites se sont succédés : COBE, ISO, IRIS, Spitzer, Akari. La relève est déjà assurée avec les satellites Herschel et Planck qui seront lancés en 2009 et JWST qui sera

vraisemblablement lancé en 2013.

Ces observations ont, entre autre, révélé des objets jusqu'alors inconnus : les galaxies infrarouges. Ces galaxies émettent une grande partie de leur énergie dans l'infrarouge et cette émission est due aux poussières qu'elles contiennent. Ces poussières rayonnent dans l'infrarouge car elles sont chauffées par des étoiles en formation ou par les phénomènes d'accrétion autour d'un trou noir supermassif. On pense que ces galaxies, qu'on observe alors qu'elles sont encore très jeunes (la moitié de l'âge de l'Univers), sont les progéniteurs des galaxies qu'on observe aujourd'hui dans l'Univers local. Leur étude est donc essentielle pour comprendre comment se sont formées et comment évoluent les galaxies. De plus ces galaxies infrarouges sont les principales contributrices au fond diffus infrarouge. Ce fond diffus, essentiellement homogène, contient toute l'histoire de la formation des galaxies. Son étude est donc, elle aussi, de première importance.

Je présenterai tout d'abord au chapitre I, l'état actuel des connaissances sur la formation des grandes structures de l'Univers et celle des galaxies. Il sera ensuite question au chapitre II, des techniques utilisées au cours de cette thèse pour le traitement et l'analyse des données. Le chapitre III sera l'occasion d'étudier la corrélation spatiale des galaxies infrarouges. Nous y présenterons en particulier une nouvelle méthode pour estimer la fonction de corrélation angulaire et nous verrons aussi comment les phénomènes de corrélation entre les sources peuvent affecter les résultats de la méthode d'empilement. Nous étudierons au chapitre IV, la contribution des galaxies infrarouges au fond diffus à 3.6, 24, 70 et 160 μm en fonction, d'une part, de leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$ et, d'autre part, de leur flux à 3.6 μm . Le chapitre V sera consacré à l'étude des distributions spectrales d'énergie des galaxies infrarouges et, en particulier, à l'étude des corrélations entre les luminosités monochromatiques infrarouges et la luminosité totale infrarouge. Enfin, nous résumerons dans la conclusion les principaux résultats obtenus au cours de cette thèse et ouvrirons des perspectives pour la poursuite de ce travail.

Chapitre I

D'un Univers homogène à un Univers structuré

Sommaire

I.1	Un Univers en expansion	4
I.1.1	Description géométrique de l'Univers	4
I.1.2	Equations de Friedmann	6
I.1.3	Paramètres cosmologiques	7
I.1.4	Les différentes phases de l'Univers	8
I.1.5	Distances en cosmologie	10
I.2	Formation des structures	11
I.2.1	Instabilité de Jeans dans un Univers statique	12
I.2.2	Instabilité de Jeans dans un Univers en expansion	14
I.2.2.a	Etablissement de l'équation différentielle	14
I.2.2.b	Croissance des fluctuations pour les modes sous-horizons	16
I.2.3	Un modèle simple pour les modes super-horizons	17
I.2.4	Spectre de puissance de la matière noire	18
I.2.5	Formation des galaxies	22
I.3	Description statistique des propriétés des galaxies	24
I.3.1	Fonction de corrélation	24
I.3.2	Fonction de corrélation angulaire	26
I.3.3	Fonction de luminosité	29
I.3.4	Comptages de sources	31
I.4	Les galaxies infrarouges	35
I.4.1	Origine et mécanismes d'émission dans l'infrarouge	35
I.4.2	Présentation générale des galaxies infrarouges	38
I.4.3	Le fond diffus infrarouge	42

I.5	Le télescope spatial Spitzer	44
I.5.1	Description générale	44
I.5.2	Présentation des instruments	45

L'Univers dans lequel nous sommes et que nous cherchons à comprendre n'a pas toujours été tel qu'il nous apparaît aujourd'hui. En effet, à la fois l'espace lui-même et son contenu sont en constante évolution. L'objet de cette thèse est d'aider à mieux comprendre la formation et l'évolution des galaxies. La formation de ces dernières est intimement liée à celle des grandes structures de matière noire dans l'Univers. Après avoir présenté le cadre cosmologique adopté, nous aborderons la question de la formation des structures et des galaxies. Nous introduirons ensuite plusieurs outils statistiques qui nous serviront aussi bien pour décrire les grandes structures qu'à étudier l'évolution des galaxies. Nous présenterons alors les galaxies infrarouges que nous avons étudiées plus particulièrement et verrons pourquoi leur étude est particulièrement instructive. Enfin, nous présenterons le satellite spatial Spitzer dont provenait l'essentiel des données utilisées au cours de cette thèse.

I.1 Un Univers en expansion

I.1.1 Description géométrique de l'Univers

- **Hypothèses cosmologiques**

La représentation que l'on se fait aujourd'hui de l'Univers repose sur le principe cosmologique qui postule que l'Univers est, aux grandes échelles, homogène et isotrope, autrement dit que nous n'occupons pas une place privilégiée dans l'Univers. De nombreuses observations confortent aujourd'hui cette hypothèse : le rayonnement diffus cosmologique est presque parfaitement homogène (les inhomogénéités de températures $\Delta T/T$ sont de l'ordre de 10^{-5}). La distribution des galaxies et des quasars dans le ciel montre également que l'Univers est isotrope et qu'aux grandes échelles il est homogène (voir par exemple les résultats du relevé 2dFQSO, Croom et al. 2005).

Ce principe implique que la métrique de l'Univers (c'est-à-dire la description de sa géométrie spatio-temporelle) est la suivante :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (I.1)$$

où ds représente un intervalle spatio-temporel infinitésimal. r , θ et ϕ sont les coordonnées sphériques comobiles (qui sont sans unité) et t est le temps propre cosmologique (ie. lié au fluide). c est la vitesse de la lumière. Le facteur d'échelle $a(t)$ est une fonction qui devra être déterminée et qui décrit l'expansion (ou la contraction) de l'Univers. Cette grandeur est

homogène à une longueur. Enfin, le paramètre de courbure k ne peut prendre que les valeurs -1 (géométrie hyperbolique), 0 (géométrie euclidienne) et $+1$ (géométrie elliptique). Cette métrique est dite de Friedmann-Robertson-Walker (FRW). On peut également écrire cette métrique sous la forme :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.2)$$

où $g_{\mu\nu}$ est à proprement parler la métrique et les x^i sont les coordonnées ($x^0 = t$, $x^1 = r$, $x^2 = \theta$ et $x^3 = \phi$).

On suppose d'autre part que la théorie de la relativité générale décrit correctement la dynamique de l'espace-temps, c'est-à-dire que la courbure de l'Univers est reliée à son contenu via les équations d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où $G_{\mu\nu}$ est le tenseur d'Einstein qui décrit la géométrie de l'Univers, $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci, R la courbure scalaire. $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie impulsion qui décrit le contenu de l'Univers.

• Quelques définitions

Le redshift z est défini par $z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e}$ où λ_0 est la longueur d'onde observée¹ et λ_e la longueur d'onde à laquelle le rayonnement a été émis. On peut montrer que le redshift est relié au facteur d'échelle par :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \quad (1.4)$$

Le redshift permet donc de situer un objet dans l'histoire de l'Univers. C'est une grandeur bien plus commode à mesurer que le temps propre ou le facteur d'échelle car elle est directement reliée à des observables.

On définit enfin la quantité $H(t)$ par :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.5)$$

où le point représente une dérivée par rapport au temps propre t . La constante de Hubble $H_0 = H(t_0)$ est la valeur de cette quantité au temps $t = t_0$ (c'est-à-dire aujourd'hui) :

$$H_0 = \frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)} \quad (1.6)$$

1. L'indice \sqcup_0 signifie que la valeur est prise à $t = t_0$, c'est-à-dire aujourd'hui. Nous utiliserons cette notation tout au long de ce chapitre.

I.1.2 Equations de Friedmann

En combinant les équations d'Einstein et la métrique FRW, on obtient les équations de Friedmann :

$$\begin{cases} \dot{a}^2 + kc^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho a^2 \\ \ddot{a} = \frac{-4\pi G}{3c^2} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) a \end{cases} \quad (1.7)$$

dans lesquelles apparaissent la densité d'énergie ρ et la pression P . Ces équations relient l'expansion de l'Univers à son contenu.

On supposera dans la suite que l'Univers contient trois fluides :

- du rayonnement
- de la matière non relativiste (matière noire et matière baryonique ordinaire). La matière noire représente $\sim 90\%$ en masse de la matière non relativiste. Sa nature est à l'heure actuelle inconnue et aucune détection directe n'a encore jamais été faite.
- de l'énergie sombre (ou énergie noire). On appelle ainsi toute forme d'énergie qui permet de rendre compte de l'expansion accélérée de l'Univers. La nature de cette énergie sombre est à l'heure actuelle inconnue, même si diverses hypothèses sont envisagées : constante cosmologique, quintessence...

La densité d'énergie et la pression qui apparaissent dans les équations de Friedmann (1.7) sont donc en réalité une somme sur tous les composants de l'Univers. Mais nous verrons par la suite, qu'à un instant donné, l'Univers est généralement dominé par une de ces trois formes d'énergie.

Il est également possible d'écrire les équations de Friedmann en faisant apparaître la constante cosmologique Λ , mais on peut alors se ramener au cas précédent en posant $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ et $P_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2$. La constante cosmologique est ainsi considérée comme une forme d'énergie. Nous supposerons que l'énergie sombre se trouve sous cette forme.

Les équations de Friedmann relient trois inconnues : $H(t)$, ρ et P . Il est donc nécessaire d'introduire une troisième équation, dite équation de fermeture ou équation d'état :

$$P = w\rho c^2 \quad (1.8)$$

dans laquelle le paramètre w dépend du contenu dominant de l'Univers. Pour la matière non relativiste (matière noire et matière baryonique), on aura $w = 0$ (en effet, la pression est négligeable devant l'énergie de masse). Pour le rayonnement on a $w = 1/3$ (statistique d'un gaz de photons) et pour une constante cosmologique, on a $w = -1$ (voir ci-dessus).

En ajoutant la première équation de Friedmann multipliée par $2a\dot{a}$ à la seconde multipliée par \dot{a} , on obtient :

$$(2\ddot{a}a + \dot{a}^2 + kc^2)\dot{a} = -8\pi G \frac{P}{c^4} a^2 \dot{a} \quad (1.9)$$

Le premier terme de cette relation peut aussi s'écrire $\frac{d}{dt}(a(\dot{a}^2 + kc^2))$, ou encore $\frac{d}{dt}\left(\frac{8\pi G}{3c^2}\rho a^3\right)$ en réinjectant la seconde équation de Friedmann. L'équation 1.9 devient alors :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{8\pi G}{3c^2}\rho a^3\right) = -8\pi G\frac{P}{c^4}a^2\dot{a} \quad (1.10)$$

qui donne finalement l'équation de conservation suivante :

$$d(\rho c^2 a^3) + 3Pa^2 da = 0 \quad (1.11)$$

Dans cette dernière relation, $d(\rho c^2 a^3)$ représente la variation d'énergie totale et $3Pa^2 da$ est le travail des forces de pression.

1.1.3 Paramètres cosmologiques

L'équation 1.11 illustre le fait que l'expansion de l'Univers dépend de son contenu puisqu'elle fait à la fois intervenir ρ et P qui sont elles-mêmes reliées par une équation d'état. Dans cette partie, nous allons calculer l'évolution de la densité de chacun des composants dans l'Univers en réécrivant les équations de Friedmann en fonction des paramètres cosmologiques.

L'équation 1.11 peut se mettre sous la forme :

$$a^3 d\rho + 3\rho a^2 da + 3\frac{P}{c^2}a^2 da = 0 \quad (1.12)$$

ce qui donne, en introduisant l'équation d'état (1.8) :

$$a^3 d\rho + 3(1+w)a^2 da = 0 \quad (1.13)$$

ou encore, en multipliant par a^{3w} et en supposant w constant,

$$d(\rho a^{3(1+w)}) = 0 \quad (1.14)$$

d'où :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(1+w)} = \rho_0 (1+z)^{3(1+w)} \quad (1.15)$$

Cette dernière relation illustre bien que la densité de chacune des composantes de l'Univers évolue différemment lorsque celui-ci se dilate. En particulier, on remarquera que la matière ordinaire ($w = 0$), évolue bien comme on en a l'habitude, à savoir $\rho \propto a^{-3}$, ce qui n'est pas le cas des autres composants comme les photons ou la constante cosmologique.

Faisons maintenant apparaître les densités ρ_i des trois composantes principales de l'Univers et plaçons nous dans le cas d'un Univers plat² ($k = 0$), la première équation de Friedmann devient :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \sum_i \rho_i \quad (1.16)$$

2. ce qui semble à l'heure actuelle l'hypothèse la plus probable. Voir par exemple les résultats du ballon Boomerang'98 (De Bernardis et al. 2000) ou plus récemment ceux de WMAP5 (Hinshaw et al. 2009).

d'où

$$H^2(z) = \frac{H_0^2}{\rho_{0c}} \sum_i \rho_i(z) \quad (I.17)$$

avec $\rho_{0c} = \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G}$, la densité critique actuelle de l'Univers. Cette densité est dite critique car elle correspond à la densité que doit avoir l'Univers pour être plat. Si la densité totale est supérieure à cette valeur critique l'Univers est dit fermé ; au contraire, si la densité est inférieure à cette valeur critique, il est dit ouvert.

On peut également définir pour chaque composante une grandeur sans dimension, appelée paramètre de densité : $\Omega_i(z) = \frac{8\pi G \rho_i}{3c^2 H(z)^2}$, qui vaut aujourd'hui $\Omega_{i0} = \frac{\rho_{i0}}{\rho_{0c}}$. L'équation I.17 s'écrit alors :

$$\sum_i \Omega_i(z) = 1 \quad (I.18)$$

Les Ω_i représentent donc la contribution de chaque composante au contenu total de l'Univers.

Il vient ensuite, en introduisant l'équation I.15 :

$$\left(\frac{H(z)}{H_0}\right)^2 = \sum_i \frac{\rho_{i0}}{\rho_{0c}} (1+z)^{3(1+w_i)} = \sum_i \Omega_{i0} (1+z)^{3(1+w_i)} \quad (I.19)$$

Cette équation relie le paramètre de Hubble, c'est-à-dire la loi d'évolution temporelle du facteur d'échelle, au contenu de l'Univers.

Les dernières mesures de ces paramètres cosmologiques sont données dans la table I.1.

Nom	Valeur
Constante de Hubble H_0	70.1 ± 1.3 km/s/Mpc
Densité de matière Ω_{m0}	0.279 ± 0.013
Densité de photons $\Omega_{\gamma 0}$	$(5.02 \pm 0.19) \times 10^{-5}$
Densité d'énergie sombre $\Omega_{\Lambda 0}$	0.721 ± 0.015
Densité critique ρ_{0c}	$(8.30 \pm 0.31) \times 10^{-10}$ J/m ³

Table I.1 – Valeurs de différents paramètres cosmologiques obtenues en combinant les résultats de WMAP-5 avec les mesures de distances effectuées sur les supernovae de type Ia et les oscillations acoustiques baryoniques (BAO) (Komatsu et al. 2009)

I.1.4 Les différentes phases de l'Univers

Les équations précédentes montrent que chacune des composantes de l'Univers va évoluer différemment au cours de l'expansion de l'Univers et cette évolution dépend du paramètre w de l'équation d'état. La figure I.1 montre l'évolution des facteurs de densité Ω_i avec le redshift. On voit clairement qu'au cours de son histoire, l'Univers a connu différentes phases :

une première, jusqu'à $z_{\gamma m} = 5600$, où il était dominé par le rayonnement, une seconde, entre $z_{\gamma m} = 5600$ et $z_{m\Lambda} = 0.37$ où la matière dominait et enfin la phase actuelle, depuis $z_{m\Lambda} = 0.37$ dominée par une constante cosmologique.

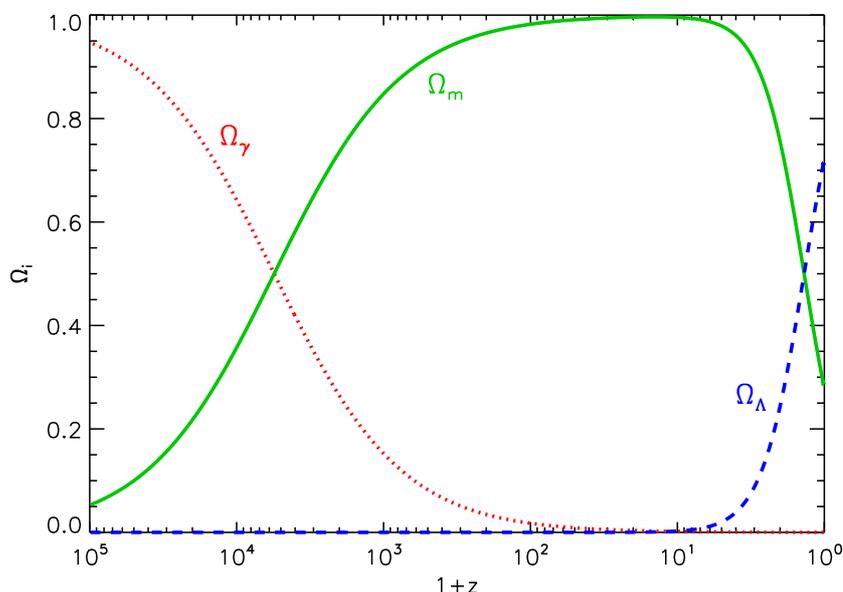


Figure 1.1 – Evolution des facteurs de densité Ω_i de chacune des composantes de l'Univers (photons : ligne pointillée rouge ; matière : ligne continue verte ; constante cosmologique : ligne tiret bleue). Calculé avec $\Omega_{\gamma 0} = 5 \times 10^{-5}$, $\Omega_{m0} = 0.28$, $\Omega_{\Lambda 0} = 0.72$, $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$ et dans le cadre d'un Univers plat.

D'autre part, au cours de son expansion, l'Univers va se refroidir, de la même façon qu'un gaz parfait se refroidit lorsqu'on le dilate. Après la phase d'inflation, la température de l'Univers est encore suffisamment élevée pour que les protons et les électrons ne puissent pas s'associer en atomes d'hydrogène. De plus, les photons interagissent avec les électrons par diffusion Compton et on a alors, à cette époque, équilibre entre la matière et le rayonnement.

On distingue deux transitions importantes dans l'histoire de l'Univers qui sont la recombinaison et le découplage. La première correspond au moment où la température est suffisamment faible pour que les électrons et les protons puissent se lier pour former des atomes d'hydrogène. On considère généralement que la recombinaison correspond au temps où 90% des électrons se sont recombinés avec les protons. Cette recombinaison a lieu vers $z_{\text{rec}} = 1200 - 1400$. Le découplage correspond quant à lui au moment où les photons ne sont plus liés aux électrons. Ceci a lieu lorsque le libre parcours moyen des photons devient plus grand que la taille de l'horizon. Le découplage est légèrement postérieur à la recombinaison et a lieu vers $z_{\text{dec}} = 1100 - 1200$. Ces deux transitions ne sont pas simultanées car les photons interagissent encore avec les électrons, mais plus faiblement, même lorsque ceux-ci sont liés à des protons.

Après le découplage, le gaz de photons, qui était en équilibre avec la matière, se retrouve

libre et n'interagit quasiment plus avec la matière : ce sont ces photons qui forment actuellement le Fond Diffus Cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background). Ce rayonnement millimétrique, détecté pour la première fois par Penzias et Wilson en 1964, est un des piliers observationnels de la théorie du Big-Bang. L'étude des inhomogénéités de ce rayonnement nous donne des informations, à la fois sur la valeur des différentes constantes cosmologiques, mais aussi sur les conditions physiques dans l'Univers primordial.

I.1.5 Distances en cosmologie

La mesure de distances en cosmologie n'est pas quelque chose de facile à cause de l'expansion de l'Univers qui modifie constamment les distances et parce qu'un observateur qui regarde des objets lointains les voit dans le passé. On distingue différentes distances que nous allons définir dans cette partie. Pour plus de détails, on pourra par exemple consulter Hogg (1999) ou Wright (2006).

- **Distance physique ou distance propre d_{phys}**

C'est la distance parcourue par un photon pendant un intervalle de temps dt . On a donc :

$$d_{\text{phys}} = \int c dt = \int c \frac{da}{\dot{a}} \quad (1.20)$$

C'est celle que l'on mesurerait en mettant bout à bout un grand nombre de règles. Une telle mesure est impossible à faire en pratique car elle doit être faite de façon instantanée, ce qui n'est pas possible pour les grandes distances.

- **Distance comobile d**

C'est la distance entre les coordonnées comobiles d'une source à un redshift z_1 et les coordonnées comobiles de l'observateur situé au redshift z_2 . Si la source et l'observateur sont immobiles et suivent uniquement l'expansion de l'Univers, cette distance reste constante ; autrement dit, cette distance n'est pas affectée par l'expansion de l'Univers, contrairement à la distance propre.

On la mesure en suivant le trajet d'un photon, pour lequel on a $ds = 0$, ce qui conduit à $c dt = a(t) dr$ (en utilisant l'équation I.1). La distance comobile s'écrit alors :

$$d = \int dr = \int \frac{dd_{\text{phys}}}{a} = \int \frac{1}{a} \frac{c da}{\dot{a}} \quad (1.21)$$

En faisant apparaître le paramètre de Hubble et en remarquant que $dz = -\frac{da}{a^2}$, on obtient :

$$d = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (1.22)$$

que l'on peut calculer en utilisant l'expression de $H(z)$ déterminée précédemment (équation I.19).

- **Distance de luminosité d_L**

Cette distance est définie de façon à ce que la loi de diminution du flux bolométrique S_{bol} en $1/r^2$ soit préservée par rapport à la forme euclidienne : $S_{\text{bol}} = \frac{L_{\text{bol}}}{4\pi d_L^2}$ où L_{bol} est la luminosité bolométrique. Il est possible d'exprimer la distance de luminosité en fonction de la distance comobile :

$$d_L = (1 + z)d \quad (1.23)$$

- **Distance angulaire d_A**

Cette distance est définie de façon à ce que la relation entre la distance qui sépare l'observateur d'un objet et l'angle sous lequel il voit cet objet soit préservée (par rapport à la forme euclidienne). Ainsi la taille physique d'un objet situé à un redshift z et vu dans le ciel sous un angle $\Delta\theta$ sera $d_A(z) \Delta\theta$.

La distance angulaire et la distance comobile sont reliées de la façon suivante :

$$d_A = \frac{d}{1 + z} \quad (1.24)$$

Cette distance a la particularité de ne pas croître indéfiniment avec le redshift et de rester à peu près constante pour $z \gtrsim 1$. Ceci signifie que deux objets de même taille physique situés à des redshifts différents (mais supérieurs à 1) seront vus sous le même angle (environ 1 arcsec pour 5 kpc).

- **Volume comobile V_c**

Le volume comobile est le volume à l'intérieur duquel le nombre d'objets immobiles reste constant, malgré l'expansion de l'Univers. Une région du ciel vue sous un angle solide Ω et située entre les redshifts z_1 et z_2 couvre un volume comobile égal à :

$$V_c = \int_{z_1}^{z_2} ((1 + z)^2 d_A^2 \Omega) \times \left(c \frac{dz}{H(z)} \right) \quad (1.25)$$

I.2 Formation des structures

L'observation de l'Univers local montre que l'Univers est localement très structuré : les galaxies, qui ont un rayon de l'ordre de 0.1–1 Mpc, se regroupent en amas de 2 à 10 Mpc de diamètre, qui eux-mêmes se trouvent le long de filaments de 50–80 Mpc de longueur. De plus, plus les structures considérées sont de faible taille et plus celles-ci ont un contraste de densité élevé.

Dans cette partie, nous présentons un modèle de formation de ces structures dont nous comparerons les prédictions, en particulier le spectre de puissance de la taille des structures formées, aux observations.

I.2.1 Instabilité de Jeans dans un Univers statique

L'étude de la formation des structures passe par la compréhension de la fragmentation d'un nuage de gaz initialement homogène. Cette question a été étudiée par l'anglais James Jeans au début du XX^{ème} siècle.

Dans ce paragraphe, on considère un nuage de matière (noire, si on étudie la formation des grandes structures de l'Univers ou baryonique si on s'intéresse à la formation des étoiles) homogène soumis à son propre champ de gravitation et nous allons étudier l'évolution d'une perturbation de son champ de densité. Nous nous restreignons ici à l'étude dans le cadre d'un Univers statique, qui est celui initialement étudié par Jeans et qui permet de bien appréhender les différents phénomènes physiques en jeu. Nous aborderons dans la partie suivante le cas plus général d'un nuage dans un Univers en expansion.

On note respectivement ρ , \vec{v} , P et ϕ les champs de densité, vitesse, pression et gravité au sein de ce nuage. On suppose, d'autre part, que les perturbations évoluent de façon adiabatique réversible (c'est-à-dire isentropique) ; c'est-à-dire que l'on néglige tous les termes dissipatifs comme la diffusion thermique ou la viscosité au sein du nuage.

Ces grandeurs sont reliées par les équations suivantes :

– l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.26)$$

– l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (1.27)$$

– l'équation de Poisson pour le champ de gravité :

$$\Delta \phi = 4\pi G \rho \quad (1.28)$$

La pression est en outre reliée à la densité et à l'entropie : $P = P(\rho, S)$. On introduira également dans la suite du calcul la vitesse du son adiabatique $c_S = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S}$.

Ce système d'équations admet une solution statique $\rho = \rho_0$, $\vec{v} = \vec{0}$ (pas de mouvement d'ensemble du nuage) et $P = P_0$. On supposera dans ce cas que $\Delta \phi_0 = 0$ bien que cela contredise l'équation de Poisson (c'est l'«astuce» utilisée par Jeans). On cherche comment vont évoluer de petites perturbations de cette solution statique : on cherche donc des solutions

du type $\rho = \rho_0 + \rho_1$, $\vec{v} = \vec{v}_1$, $P = P_0 + P_1$ et $\phi = \phi_0 + \phi_1$ où ρ_1 , \vec{v}_1 , P_1 et ϕ_1 sont des termes du premier ordre.

En introduisant ces quantités dans les équations précédentes et en éliminant les termes du second ordre, on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 = 0 \\ \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -\vec{\nabla} \phi_1 - \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} P_1 \\ \Delta \phi_1 = 4\pi G \rho_1 \end{cases} \quad (1.29)$$

En combinant la dérivée par rapport au temps de la première équation du système 1.29 à la divergence de la seconde équation de ce même système, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = 4\pi G \rho_0 \rho_1 + \nabla^2 P_1 \quad (1.30)$$

De plus, comme les perturbations considérées sont isentropiques, on peut écrire :

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S d\rho + \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_\rho dS = c_S^2 d\rho \quad (1.31)$$

Ce qui donne finalement l'équation différentielle régissant l'évolution de la surdensité $\delta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0}$:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} = 4\pi G \rho_0 \delta + c_S^2 \nabla^2 \delta \quad (1.32)$$

On peut décomposer la solution de cette équation en ondes planes : $\delta(\vec{r}, t) = \delta_{0k} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$, ce qui conduit à l'équation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = c_S^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 = c_S^2 (k^2 - k_J^2) \quad (1.33)$$

avec $k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{c_S^2}$.

On distingue alors deux cas :

- si $k > k_J$, alors $\omega^2 > 0$ et l'équation 1.32 admet des solutions oscillantes (des ondes de compression ou ondes sonores). Cela correspond à une solution stable. Physiquement, la pression est suffisamment rapide pour contrebalancer les effets de la gravité.
- si $k < k_J$, alors $\omega^2 < 0$ et on obtient alors des solutions instables : la surdensité δ diverge. On a effondrement de la matière sous l'effet de la gravité. La pression n'a pas le temps d'empêcher la structure de se former. C'est ce qu'on appelle l'instabilité de Jeans.

Une longueur critique, appelée longueur de Jeans, apparaît alors naturellement : $\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = c_S \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_0}}$. Toute surdensité de taille supérieure à λ_J va s'effondrer sur elle-même.

Il existe une interprétation physique simple du fait qu'il existe une longueur critique qui sépare les échelles stables et instables. Le temps d'effondrement gravitationnel, qui est le temps mis par une structure de densité ρ_0 pour s'effondrer sur elle-même, est $\tau_{\text{grav}} \sim (G\rho_0)^{-1/2}$. Cet effondrement gravitationnel est en compétition avec la pression : le temps de réponse du gaz à une perturbation de taille λ est le temps mis par les ondes sonores pour parcourir cette distance : $\tau_{\text{sonore}} = \lambda c_S^{-1}$. Ainsi, si $\tau_{\text{sonore}} > \tau_{\text{grav}}$, c'est-à-dire si $\lambda > c_S(G\rho_0)^{-1/2}$, la pression n'a pas le temps de s'opposer à l'effondrement gravitationnel et la surdensité, initialement faible, va être amplifiée. A l'inverse, si $\tau_{\text{sonore}} < \tau_{\text{grav}}$, les ondes sonores sont suffisamment rapides pour réagir aux surdensités locales engendrées par la gravitation et permettent de maintenir une densité quasi-uniforme dans le gaz.

On peut enfin faire apparaître une masse critique, appelée masse de Jeans, qui est la masse contenue dans une sphère de densité ρ_0 et de rayon de l'ordre de λ_J : $M_J = \frac{c_S^3}{G^{3/2}\rho_0^{1/2}}$. Toute masse $M > M_J$ s'effondrera alors sur elle-même sous l'effet de la gravitation.

I.2.2 Instabilité de Jeans dans un Univers en expansion

Le calcul présenté dans le paragraphe précédent ne tient pas compte de l'expansion de l'Univers qui s'ajoute à la pression pour contrebalancer l'effondrement gravitationnel. Dans cette partie, nous allons prendre en compte l'expansion de l'Univers et la traiter dans un cadre newtonien. Nous allons également tenir compte des différentes composantes de l'Univers (photons, matière non relativiste et énergie noire) : pour cela, nous considérerons que toute forme d'énergie gravite. Dans ce qui suit, ρ n'est plus une masse volumique, mais une densité d'énergie (en réalité une somme sur les différentes composantes d'énergie de l'Univers) mais on l'exprimera toujours en kg/m^3 . C'est une densité physique c'est-à-dire qu'elle s'exprime par unité de volume physique. A cela s'ajoute également une contribution de la pression P .

I.2.2.a Etablissement de l'équation différentielle

Chaque particule de fluide est repérée par sa coordonnée physique $\vec{r}(t)$ qui est liée à sa coordonnée comobile \vec{q} par la relation : $\vec{r}(t) = a(t)\vec{q}$ où $a(t)$ est le facteur d'échelle décrivant l'expansion de l'Univers et introduit au paragraphe I.1.1.

Dans ce cadre, l'équation d'Euler, qui n'est rien d'autre que l'équation de conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{\vec{\nabla}P}{\rho + \frac{P}{c^2}} \quad (1.34)$$

L'équation de Poisson, qui découle des équations de Friedmann (I.7), devient quant à elle :

$$\Delta\phi = 4\pi G \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) \quad (I.35)$$

L'équation de conservation de l'énergie (ou de la masse) s'écrit :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho\vec{v}) + \frac{P}{c^2}\vec{\nabla}\vec{v} = 0 \quad (I.36)$$

Dans ces trois équations, les dérivées spatiales sont des dérivées par rapport aux coordonnées physiques. Ce système d'équation admet une solution que l'on notera $\rho_0(t)$, $P_0(t)$, ϕ_0 et $\vec{v}_0(t)$ et qui vaut :

$$\rho_0(t) = \frac{\rho_0(t_0)}{a^{3(1+w)}} \quad ; \quad \vec{v}_0 = H(t)\vec{r} = \dot{a}\vec{q} \quad ; \quad \Delta\phi_0 = \frac{4\pi G\rho_0(t)}{3}(1+3w)\vec{r} \quad (I.37)$$

On étudie comment évoluent des perturbations de densité vis-à-vis de cette solution en posant :

$$\begin{cases} \rho = \rho_0(t) (1 + \delta(\vec{r}, t)) \\ P = P_0(t) (1 + \delta P(\vec{r}, t)) \\ \vec{v} = \vec{v}_0(t) + \vec{v}_1(\vec{r}, t) \end{cases} \quad (I.38)$$

L'origine de ces fluctuations initiales sera discutée ultérieurement (paragraphe I.2.4).

En injectant ces expressions dans les équations de conservation précédentes et en ne conservant que les termes du premier ordre, on obtient un système de trois équations³. En combinant ces trois équations et en introduisant, d'une part l'équation d'état dans laquelle on supposera le paramètre w constant, et d'autre part l'hypothèse que les perturbations sont adiabatiques réversibles (c'est-à-dire isentropiques), on obtient l'équation différentielle suivante⁴ :

$$\begin{aligned} \ddot{\delta} + 2H\left(1 - 3\left(w - \frac{c_S^2}{c^2}\right)\right)\dot{\delta} - 6H^2\left(w - \frac{c_S^2}{c^2}\right)\left(1 - 3\left(w - \frac{c_S^2}{c^2}\right)\right)\delta = \\ \underbrace{4\pi G(1+w)\left(1 + 3\frac{c_S^2}{c^2}\right)\rho_0}_{\text{somme sur tous les constituants}}\delta + \frac{c_S^2}{a^2}\Delta\delta \end{aligned} \quad (I.39)$$

Il est ici plus commode de passer cette équation dans l'espace de Fourier afin d'étudier les modes. On pose : $\delta(\vec{r}, t) \propto \iiint \delta_k(t) e^{i\vec{k}\vec{q}} d^3\vec{k}$ (\vec{k} est ici associé aux échelles comobiles) et on obtient :

$$\begin{aligned} \ddot{\delta}_k + 2H\left(1 - 3\left(w - \frac{c_S^2}{c^2}\right)\right)\dot{\delta}_k + \\ \left(\frac{c_S^2 k^2}{a^2} - 6H^2\left(w - \frac{c_S^2}{c^2}\right)\left(1 - 3\left(w - \frac{c_S^2}{c^2}\right)\right) - 4\pi G(1+w)\left(1 + 3\frac{c_S^2}{c^2}\right)\rho_0\right)\delta_k = 0 \end{aligned} \quad (I.40)$$

3. Il faut également préalablement passer ces trois équations en coordonnées comobiles en remplaçant respectivement les opérateurs : $\frac{\partial}{\partial t}$ et $\vec{\nabla}$ par $\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\dot{a}}{a}\vec{\nabla}_q$ et $a^{-1}\vec{\nabla}_q$

4. Cette équation différentielle est vraie pour chacun des fluides

On remarquera que l'expansion de l'Univers, qui se manifeste ici par le biais du paramètre de Hubble $H(t)$, apparaît comme un terme d'amortissement dans l'équation précédente. On s'attendait en effet à ce que cette expansion ralentisse la croissance des surdensités.

I.2.2.b Croissance des fluctuations pour les modes sous-horizons

L'équation précédente qui gouverne l'évolution des surdensités dépend à la fois du paramètre de Hubble $H(t)$ et du paramètre w . Or nous avons vu précédemment que l'Univers a successivement été dominé par le rayonnement, puis par la matière et depuis récemment par une composante d'énergie sombre. L'évolution des surdensités va donc dépendre de la phase dans laquelle l'Univers se trouve, à savoir par quel fluide il est dominé. C'est ce que nous allons présenter ici.

De plus, on ne considérera que les modes sous-horizons. En effet le traitement newtonien que nous avons présenté n'est plus valable pour des perturbations dont la taille est supérieure à ou de l'ordre de celle de l'horizon. Nous présenterons dans la section suivante un modèle simpliste qui permet cependant d'étudier les modes de taille supérieure à celle de l'horizon.

• Cas d'un Univers dominé par le rayonnement

Dans ce cas, on a $w = 1/3 = c_s^2/c^2$ et l'équation 1.40 devient :

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k + \left(\frac{k^2 c^2}{3a^2} - \frac{32}{3}\pi G\rho_0 \right) \delta_k = 0 \quad (1.41)$$

Pour des échelles physiques inférieures à la taille de l'horizon, qui est essentiellement $d_H \sim cH^{-1} = c \left(\frac{8\pi G\rho_0}{3} \right)^{-1/2}$, on a : $k_{\text{phys}} = \frac{k}{a} > 2\pi \frac{H}{c}$. On montre alors que le coefficient $\frac{k^2 c^2}{3a^2} - \frac{32}{3}\pi G\rho_0$ est positif pour toutes les échelles sous-horizon, ce qui signifie que toutes ces échelles sont stables : l'Univers se dilate plus vite que ne pourraient croître les surdensités par instabilité gravitationnelle. Ainsi les surdensités initiales seront gelées (leur amplitude reste constante).

• Cas d'un Univers dominé par la matière

Il faut ici distinguer deux phases qui sont séparées par le découplage de la matière et du rayonnement.

★ **Avant le découplage**, la pression de la matière non baryonique est déterminée par celle des photons (à cause du couplage) et l'expansion de l'Univers est déterminée par la matière non relativiste. L'équation 1.40 s'écrit donc, pour la matière baryonique,

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k + \left(\frac{c^2 k^2}{3a^2} - 4\pi G\rho_0 \right) \delta_k = 0 \quad (1.42)$$

De même que l'équation I.41, cette équation n'admet que des solutions stables. Les surdensités de matière baryonique sont alors figées.

Contrairement à la matière baryonique, la matière noire ne subit pas la pression des photons. Dans ce cas, l'équation I.40 s'écrit :

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k - 4\pi G\rho_0\delta_k = 0 \quad (I.43)$$

Or dans la phase dominée par la matière, on peut écrire $H(t)^2 = H_0^2\Omega_{m0}(1+z)^3$ (équation I.19). L'évolution du facteur d'échelle $a(t)$ est donc régie par l'équation suivante $\dot{a} = H_0\sqrt{\Omega_{m0}}a_0^{3/2}a^{-1/2}$ qui s'intègre en $a(t) = a_0\left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}$ avec $t_0 = \frac{2}{3}H_0^{-1}\Omega_{m0}^{-1/2}$. On obtient $H(t) = \frac{2}{3}t^{-1}$. L'équation I.43 s'écrit alors :

$$\ddot{\delta}_k + \frac{4}{3t}\dot{\delta}_k - \frac{2}{3t^2}\delta_k = 0 \quad (I.44)$$

On cherche les solutions du type $\delta_k(t) \propto t^n$ et on obtient deux solutions possibles $n = -1$ ou $n = 2/3$. La première solution correspond à une solution stable et la seconde à une solution instable. Pour la solution instable, on a alors $\delta_k \propto a$ et ceci est vrai pour toutes les échelles spatiales k . Les surdensités de matière noire croissent donc pendant cette phase dominée par la matière.

★ **Après le découplage**, la pression de la matière baryonique n'est plus gouvernée par les photons et celle-ci suit alors le même comportement que la matière noire. De plus, le raisonnement effectué ci-dessus pour la croissance des surdensités de matière noire est encore valable après le découplage. Après le découplage, les surdensités de matière non relativiste (que ce soit la matière noire ou la matière baryonique) croissent donc comme $\delta_k \propto a$.

• Cas d'un Univers dominé par une constante cosmologique

On étudie ici l'évolution des surdensités de *matière* lorsque l'Univers est dominé par une constante cosmologique. Dans ce cas, l'équation I.40 devient :

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k = 0 \quad (I.45)$$

qui n'admet que des solutions stables. Aucune instabilité gravitationnelle de taille plus petite que celle de l'horizon ne peut donc se développer pendant cette phase.

I.2.3 Un modèle simple pour les modes super-horizons

Le calcul présenté dans la section précédente n'est plus valable pour des perturbations de grande taille (de l'ordre de ou supérieure à celle de l'horizon) puisque dans ce cas, les effets

de temps de propagation de la gravitation ne sont plus négligeables. Nous présentons ici un modèle simple qui permet de traiter l'évolution des modes super-horizons.

Considérons un Univers plat, homogène et uniforme de densité $\rho_0(t)$. On place à l'intérieur de cet Univers une surdensité sphérique de densité $\rho_1(t)$ très légèrement supérieure à $\rho_0(t)$. Cette surdensité peut-être elle-même considérée comme un univers homogène et uniforme à courbure positive (c'est-à-dire fermé). Comme les densités des deux univers sont voisines, on peut raisonnablement supposer que le taux d'expansion de ces deux Univers est le même : on le notera $H(t) = \frac{\dot{a}}{a}$.

La dynamique de ces deux Univers peut être décrite par les équations de Friedmann (I.7) dans lesquelles on ne tient pas compte des termes de pression, puisqu'on étudie ici des modes super-horizon : en effet pour les modes de taille supérieure à celle de l'horizon sonore la pression ne peut jouer aucun rôle puisqu'une onde sonore n'a pas le temps de se propager sur de telles échelles (il n'y a pas de lien de causalité entre deux points éloignés l'un de l'autre d'une distance supérieure à la taille de l'horizon). On obtient alors les équations suivantes :

$$\begin{cases} H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_0 \\ H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_1 - \frac{1}{a^2} \end{cases} \quad (I.46)$$

Nous pouvons alors estimer la valeur de la surdensité :

$$\delta \equiv \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \frac{3}{8\pi G\rho_0 a^2} \quad (I.47)$$

qui évolue différemment selon le fluide qui domine l'Univers.

L'équation I.15 donne l'évolution de la densité ρ_0 en fonction du facteur d'échelle $a(t)$. Pour un Univers dominé par :

- le rayonnement, on a : $\rho \propto a^{-4}$, d'où $\delta \propto a^2$
- la matière, on a : $\rho \propto a^{-3}$, d'où $\delta \propto a$. On remarquera qu'on retrouve le même résultat que pour les modes sous-horizons. En effet le raisonnement effectué ici est toujours valable pour un Univers dominé par la matière dans lequel la pression est négligeable.
- une composante d'énergie sombre, ρ est constante et alors $\delta \propto a^{-2}$.

Dans les phases dominées par le rayonnement ou la matière, tous les modes super-horizons sont donc instables. En effet la pression qui ne peut pas intervenir sur de si grandes échelles ne s'oppose plus à l'effondrement. Seule l'expansion de l'Univers s'y oppose désormais mais celle-ci n'est suffisamment rapide que dans la phase dominée par l'énergie noire.

I.2.4 Spectre de puissance de la matière noire

Dans les deux sections précédentes, nous avons établi les lois d'évolution des surdensités en fonction du facteur d'échelle et distingué les modes sous-horizons, des modes super-horizons.

Nous avons également montré que cette évolution dépend du fluide (rayonnement, matière non relativiste ou énergie noire) qui domine l'Univers.

Afin de compléter cette étude, il est maintenant nécessaire de déterminer la loi d'évolution de la taille de l'horizon $d_H \sim cH^{-1}$. Or nous avons déjà établi la relation entre le paramètre de Hubble $H(t)$ et le contenu de l'Univers (équation I.19). La taille de l'horizon varie donc comme $d_H \propto a^{\frac{3}{2}(1+w)}$. Dans ce qui précède, nous avons considéré la taille comobile des perturbations plutôt que leur taille physique qui varie au cours du temps à cause de l'expansion de l'Univers. Il sera donc plus commode d'utiliser, par la suite, la taille comobile de l'horizon : $d_{cH} = \frac{d_H}{a} \propto a^{\frac{1}{2}(1+3w)}$.

On en déduit finalement l'évolution de d_{cH} au cours du temps : pendant la phase dominée par le rayonnement, on a $d_{cH} \propto a$; pendant la phase dominée par la matière, on a $d_{cH} \propto a^{1/2}$, et enfin, depuis que l'énergie noire domine, on $d_{cH} \propto a^{-1}$. L'évolution de la taille comobile de l'horizon est représentée figure I.2.

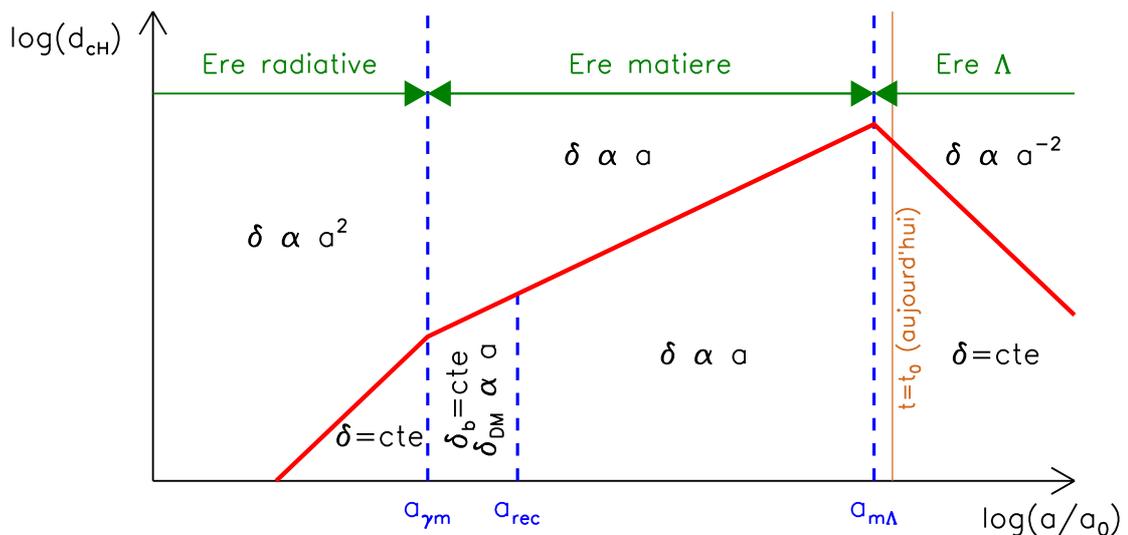


Figure I.2 – Résumé des lois d'évolution de la surdensité δ pour les modes sous-horizons (en dessous de la courbe rouge) et les modes super-horizons (au-dessus de la courbe rouge). On distingue également trois phases dans l'évolution de l'Univers (voir section I.1.4) : une première dominée par le rayonnement, une seconde par la matière et la phase actuelle dominée par une constante cosmologique. La courbe rouge représente l'évolution de la taille comobile de l'horizon.

On a vu précédemment qu'il était commode d'introduire la transformée de Fourier de la surdensité δ , puisqu'une perturbation quelconque peut se décomposer en une somme d'ondes planes (caractérisées par le nombre d'onde k) qui évoluent indépendamment les unes des

autres⁵. On a :

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \iiint \delta_{\vec{k}}(t) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{k} \quad (1.48)$$

où chaque $\delta_{\vec{k}}$ peut se mettre sous la forme $\delta_{\vec{k}} = |\delta_{\vec{k}}| e^{i\phi_{\vec{k}}}$. Si on considère un grand nombre d'Univers (ou un grand nombre de sous-parties d'un même Univers, selon le principe d'ergodicité), on obtiendra des $\delta_{\vec{k}}$ différents. Si les phases varient de façon aléatoire et que le champ de surdensité est gaussien alors celui-ci est entièrement caractérisé par sa moyenne et sa variance. Sa moyenne est nulle et sa variance vaut :

$$\sigma^2 = \langle \delta(\vec{r}) \delta(\vec{r}') \rangle_{\vec{r}} \quad (1.49a)$$

$$= \frac{1}{V} \iiint \delta(\vec{r}) \delta^*(\vec{r}') d^3\vec{r} \quad (1.49b)$$

$$= \frac{1}{V(2\pi)^3} \iiint |\delta_{\vec{k}}|^2 d^3\vec{k} \quad (1.49c)$$

$$= \frac{1}{V2\pi^2} \int k^2 |\delta_k|^2 dk \quad (1.49d)$$

Le spectre de puissance $P(k)$ est défini par : $P(k) \equiv |\delta_k|^2$. Ce spectre de puissance représente la contribution des ondes de nombre d'onde k à la variance, c'est-à-dire aux inhomogénéités de densité.

L'inflation est un modèle cosmologique qui offre une solution au problème de l'horizon et à celui de la platitude. À l'issue de cette phase d'inflation, où l'Univers est en expansion accélérée, la densité d'énergie n'est pas parfaitement homogène (amplification des fluctuations quantiques primordiales). Les modèles simples d'inflation prédisent un spectre de puissance initial de la forme suivante : $P(k) = Ak^{n_s}$, où n_s est l'indice spectral généralement proche de 1. Des mesures récentes donnent $n_s = 0.96_{-0.13}^{+0.14}$ (Komatsu et al. 2009). On supposera dans la suite que $n_s = 1$ (spectre de Harrison-Zel'dovich).

On souhaite finalement établir le spectre de puissance actuel des surdensités de matière noire. Pour cela, on va montrer, à partir des résultats précédents, comment évolue le spectre de puissance des fluctuations de densité au cours du temps. Cette évolution est illustrée figure 1.3.

Initialement, alors que l'Univers est dominé par le rayonnement, l'horizon a une taille infiniment petite et tous les modes sont super-horizon : ils croissent donc comme a^2 . Tous les modes tels que $k > k_\gamma$ avec $k_\gamma = \frac{2\pi H_0 \sqrt{\Omega_{\gamma 0}} a_0^2}{c a_{\gamma m}}$ passeront sous l'horizon pendant l'ère radiative, et seront alors figés. Dans l'expression précédente, $a_{\gamma m}$ est le facteur d'échelle au moment de l'égalité matière-rayonnement (à $z = z_{\gamma m}$, voir paragraphe 1.1.4). Considérons un mode $k > k_\gamma$. Le facteur d'échelle a_h au moment où ce mode passe sous l'horizon (que l'on

5. cette indépendance n'est vérifiée que tant que l'on reste dans le régime linéaire de croissance des perturbations, c'est-à-dire $\delta < 1$.

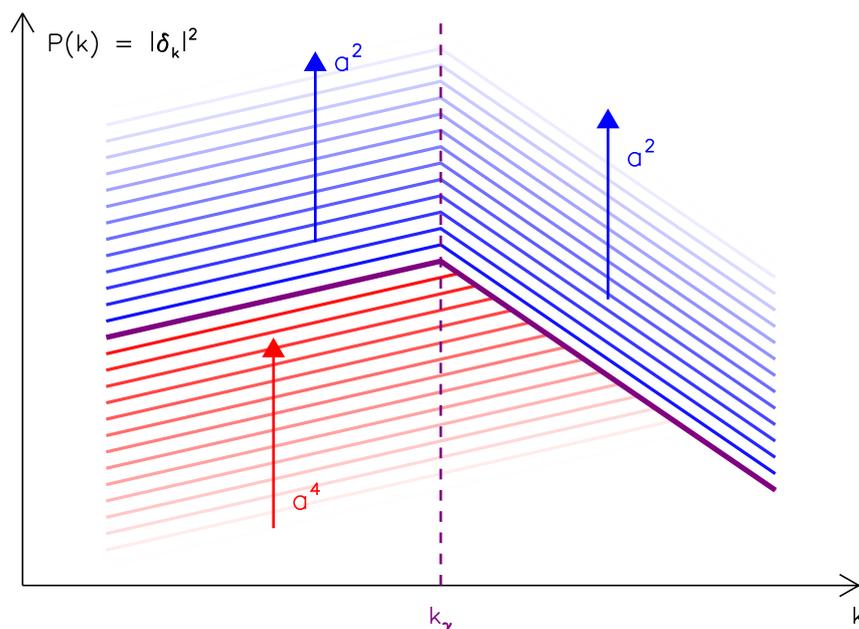


Figure I.3 – Evolution du spectre de puissance de la matière noire au cours du temps. En rouge, l'évolution au cours de la phase dominée par le rayonnement et en bleu, l'évolution au cours de la période dominée par la matière. En violet, on a le spectre de puissance au moment de l'égalité matière-rayonnement.

notera t_h) vaut $a_h = \frac{k_\gamma a_\gamma}{k}$. La surdensité à cet instant vaut alors $\delta_k(t = t_h) = \delta_k(t = 0) a_h^2$. Cette surdensité restera ensuite constante jusqu'à l'égalité matière-rayonnement. Le spectre de puissance vaut donc : $P(k, t = t_h) = P(k, t = 0) a_h^4 \propto k \times \frac{1}{k^4}$. Les modes qui restent toujours au-dessus de l'horizon ($k < k_\gamma$) croissent tous de la même façon ce qui n'affecte pas le spectre de puissance. Le spectre de puissance au moment de l'égalité matière-rayonnement est donc :

$$P(k) \propto \begin{cases} Ak & \text{si } k < k_\gamma \\ Ak^{-3} & \text{si } k > k_\gamma \end{cases} \quad (1.50)$$

Ensuite, la forme du spectre de puissance de la matière noire reste inchangée puisque, dans la phase où l'Univers est dominé par la matière, tous les modes évoluent de la même façon.

Le spectre de puissance de la matière noire déduit des observations des différentes structures de l'Univers est donné figure I.4. Il a bien la forme prédite ci-dessus. Le modèle précédent prédit également que le changement de pente a lieu pour $k = k_\gamma$ qui vaut numériquement $k_\gamma \sim 0.08 h \text{ Mpc}^{-1}$ qui est en bon accord avec les observations.

Le bon accord entre les observations et les prédictions de la théorie de formation des structures présentée dans ce chapitre nous conforte quant à la validité de cette théorie. Mais nous n'avons présenté ici que la phase de croissance linéaire des perturbations initiales. Cette phase est suivie d'une phase de croissance non linéaire de ces perturbations : en effet les

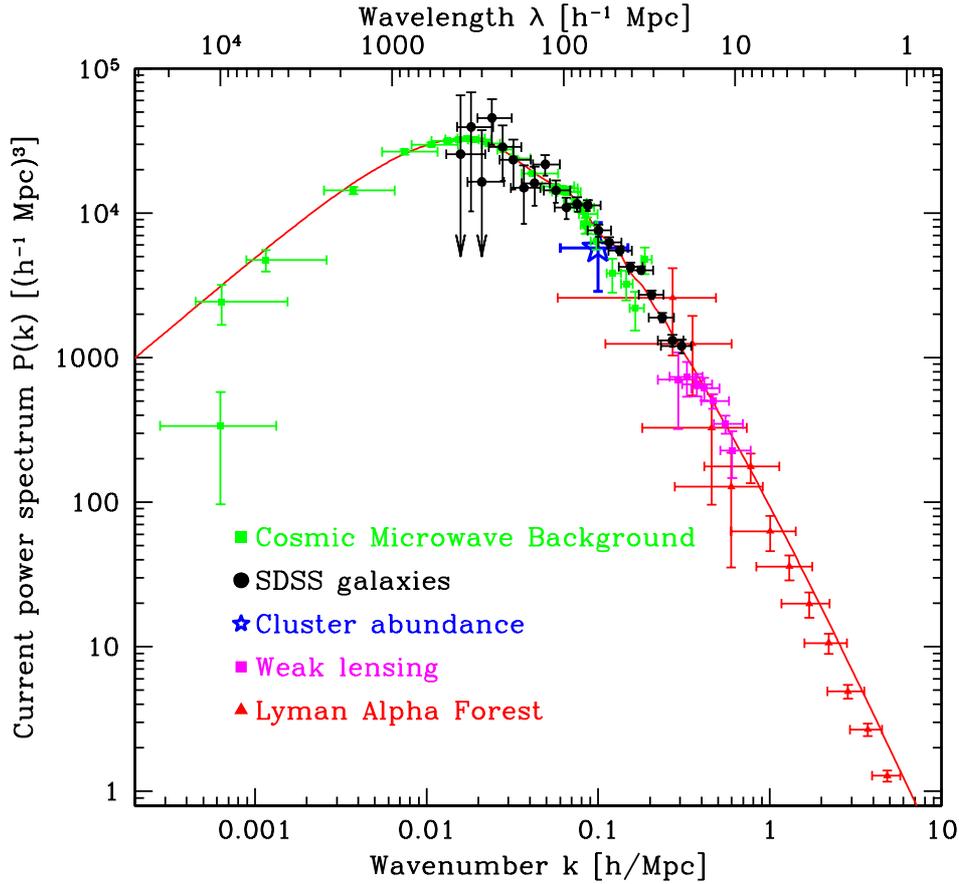


Figure 1.4 – Spectre de puissance observé de la matière noire. D'après Tegmark et al. (2004).

équations établies précédemment ne sont valables que tant que $\delta \lesssim 1$. Nous ne traiterons donc pas le régime $\delta \gg 1$, qui nécessite l'utilisation de simulations numériques, vue la complexité des équations à résoudre. Les grandes structures de matière noire ainsi formées créent des puits de potentiel dans lesquels s'effondre à son tour la matière baryonique pour former les galaxies que l'on observe aujourd'hui.

I.2.5 Formation des galaxies

Nous avons expliqué dans les paragraphes précédents comment les inhomogénéités initiales de la distribution spatiale de matière noire étaient amplifiées et comment les premières structures se sont formées. Pendant l'ère radiative, on a donc apparition de puits de potentiel créés par la matière noire. La matière baryonique suit, quant à elle, une distribution quasi-uniforme (les surdensités ont été gelées dans leur croissance). En effet celle-ci, parce qu'elle est ionisée, est liée aux photons qui interagissent avec les protons et les électrons par effet Compton et ne peut donc pas s'effondrer. En revanche, après la recombinaison, la matière baryonique devient essentiellement neutre et n'interagit donc plus avec les photons. Elle peut alors s'effondrer dans les puits de potentiel de la matière noire déjà créés et creusés.

La matière baryonique est composée de gaz (75% d'hydrogène et 25% d'hélium formé lors de la nucléosynthèse primordiale). Ce gaz tombe dans les puits de potentiel et continue de s'effondrer sur lui-même car il se refroidit (par transitions radiatives, par rayonnement free-free, par collision...) (contrairement à la matière noire qui interagit très peu et ne se «refroidit» donc pas). Lorsque la densité de ce gaz est suffisante, la formation stellaire s'amorce. La description fine de cette physique est complexe puisqu'elle fait intervenir de nombreux processus : transfert de rayonnement dans les nuages, instabilités thermo-hydrodynamiques, physique de la poussière (quand elle existe). . .

Avec les puissants calculateurs dont on dispose aujourd'hui, il est possible de simuler numériquement la formation des galaxies et des grandes structures en partant d'un Univers initialement quasi-homogène. Il est cependant difficile dans ces simulations de décrire de façon détaillée tous les processus physiques en jeu car ceux-ci font intervenir des échelles de taille et de temps très variées. Il faudrait en particulier un nombre de particules beaucoup trop grand pour les calculateurs actuels pour décrire convenablement la physique aux toutes petites échelles (celles des étoiles). On introduit alors certaines lois empiriques ou des paramètres ad-hoc dans ces simulations, afin de rendre compte malgré tout de ces processus aux petites échelles (formation stellaire, feedback des AGNs...). Une des plus grandes simulations jamais réalisées à l'heure actuelle est la *Millenium Simulation* (Springel et al. 2005). Cette dernière décrit l'évolution de 10^{10} particules dans une région cubique de $500h^{-1}$ Mpc de côté avec une résolution spatiale de $5h^{-1}$ kpc. Quelques images de cette simulation sont montrées figure 1.5. On remarquera en particulier l'agencement hiérarchique des structures. Plus récemment, le projet Horizon a permis de suivre l'évolution d'une boîte cubique de $2h^{-1}$ Gpc de côté découpée en 70 milliards de particules sur 13.7 Gyr !

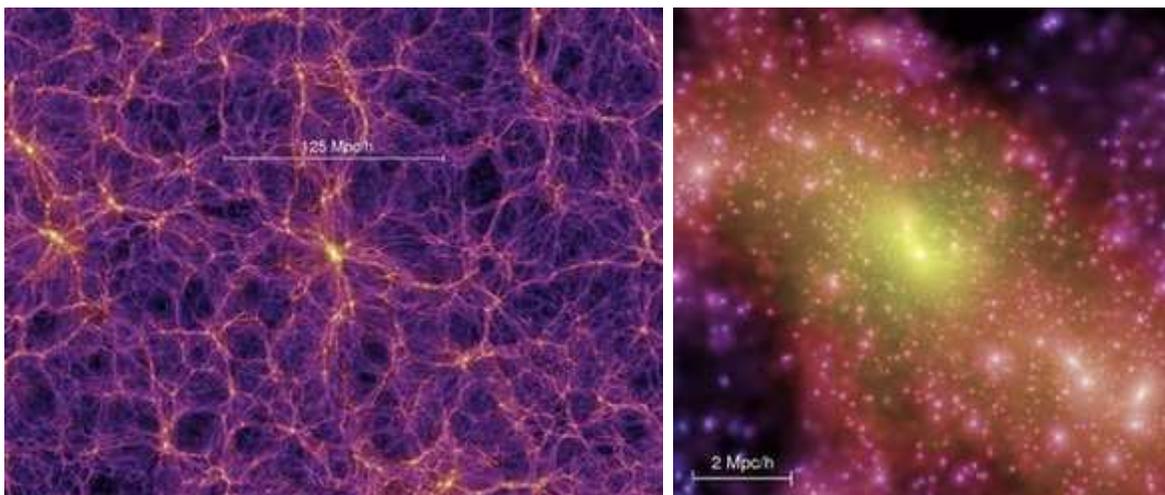


Figure 1.5 – Carte de densité de matière noire à $z = 0$ obtenue par la simulation Millenium (à gauche : sur une grand échelle ; à droite : à l'échelle d'un riche amas de galaxies). D'après Springel et al. (2005).

La formation des galaxies n'est malgré tout pas bien comprise. Il existe en effet plusieurs

modèles pour expliquer la formation des grandes galaxies. Soit celles-ci se sont formées en une seule fois par l'effondrement d'un gigantesque nuage de gaz, soit elles se sont formées à partir de la fusion d'un grand nombre de petites galaxies. D'autre part, le rôle de certains phénomènes, comme les AGNs, les vents galactiques engendrés par les sursauts de formation stellaire, sont encore mal compris. **C'est dans ce contexte de la compréhension de la formation des galaxies que se situe mon travail de thèse.**

I.3 Description statistique des propriétés des galaxies

Nous allons présenter, dans cette partie, quelques outils statistiques sur les galaxies qui permettent d'une part, en considérant les galaxies comme des traceurs des structures de matière noire, d'étudier la formation des grandes structures et de vérifier la théorie présentée dans la partie précédente. Nous définirons également des grandeurs qui permettent d'étudier les galaxies plus en détails en considérant cette fois leur émission.

I.3.1 Fonction de corrélation

- **Définitions**

Considérons un ensemble de galaxies distribuées selon un champ de densité $\rho(\vec{r})$. Si ces galaxies étaient réparties uniformément ($\rho(\vec{r}) = \rho_0$), la probabilité de trouver une galaxie dans un volume dV_1 et une seconde galaxie dans un volume dV_2 serait : $dP = \rho_0^2 dV_1 dV_2$ et ceci quelle que soit la distance entre ces deux volumes. Mais, dans le cas où $\rho(\vec{r})$ n'est pas uniforme, ceci n'est plus vérifié et on écrit alors la probabilité de trouver une galaxie dans un volume dV_1 et une seconde dans un volume dV_2 séparés d'une distance \vec{r} :

$$dP(\vec{r}) = \bar{\rho}^2 (1 + \xi(\vec{r})) dV_1 dV_2 \quad (I.51)$$

où $\bar{\rho}$ est la densité moyenne et ξ est la fonction de corrélation à deux points, définie par cette relation. Une fonction de corrélation nulle correspond à une distribution aléatoire des sources. La fonction $\xi(\vec{r})$ représente en quelque sorte l'écart à une répartition uniforme des sources.

- **Lien avec le spectre de puissance**

La probabilité de trouver une source dans un volume dV_1 dont la position est repérée par le vecteur \vec{r}_1 est $\rho(\vec{r}_1) dV_1$. Il en est de même pour la probabilité de trouver une source dans un volume dV_2 repéré par le vecteur \vec{r}_2 . La probabilité de trouver une source dans dV_1 et une autre source en dV_2 s'écrit donc simplement :

$$dP(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \rho(\vec{r}_1) dV_1 \cdot \rho(\vec{r}_2) dV_2 \quad (I.52)$$

En introduisant la surdensité $\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}$, on obtient :

$$dP(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \bar{\rho}^2 (1 + \delta(\vec{r}_1))(1 + \delta(\vec{r}_1 + (\vec{r}_2 - \vec{r}_1))) dV_1 dV_2 \quad (1.53)$$

En moyennant sur tous les vecteurs \vec{r}_1 , on obtient la probabilité de trouver deux sources dans des volumes dV_1 et dV_2 séparés par $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$:

$$dP(\vec{r}) = \bar{\rho}^2 \left(1 + \left\langle \delta(\vec{r}_1) \delta(\vec{r}_1 + \vec{r}) \right\rangle_{\vec{r}_1} \right) dV_1 dV_2 \quad (1.54)$$

En comparant cette dernière relation à la définition de ξ (équation 1.51), on obtient : $\xi(\vec{r}) = \left\langle \delta(\vec{r}_1) \delta(\vec{r}_1 + \vec{r}) \right\rangle_{\vec{r}_1}$. La fonction de corrélation ξ des traceurs de la matière est donc la fonction d'autocorrélation de la matière. On peut montrer que cette fonction d'autocorrélation est reliée au spectre de puissance via la transformée de Fourier :

$$\xi(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint P(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{k} \quad (1.55)$$

Il est ainsi possible de déduire le spectre de puissance $P(k)$ de la mesure de la fonction de corrélation ξ .

De plus, en ajoutant l'hypothèse que l'Univers est isotrope, on a :

$$\xi(r) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty P(k) \frac{\sin(kr)}{kr} k^2 dk \quad (1.56)$$

Sur une gamme restreinte d'échelles spatiales, on approxime souvent la fonction de corrélation des galaxies par une loi de puissance :

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma} \quad (1.57)$$

avec $\gamma \simeq 1.8$ et $r_0 \simeq 5 h^{-1} \text{Mpc}$ pour des échelles inférieures à $10 h^{-1} \text{Mpc}$. Les deux paramètres r_0 et γ sont généralement ceux utilisés pour caractériser la corrélation des galaxies : en particulier, plus r_0 sera grand et plus les galaxies seront corrélées.

Si on suppose que le spectre de puissance est représenté par une loi de puissance du type $P(k) \propto k^{-\alpha}$, on a :

$$\xi(r) \propto \frac{1}{r} \int_0^\infty k^{1-\alpha} \sin(kr) dk \quad (1.58)$$

qui s'intègre (si $1 < \alpha < 3$) pour donner :

$$\xi(r) \propto \frac{r^{\alpha-2}}{r} = r^{\alpha-3} \quad (1.59)$$

Ainsi, une fonction de corrélation des galaxies en loi de puissance avec $\gamma = 1.8$ correspond à un spectre de puissance également représenté par une loi de puissance d'exposant $\alpha = 1.2$. Cet exposant est en bon accord avec les observations du spectre de puissance de la matière noire, aux échelles des galaxies (voir par exemple la pente de la droite que forment les points noirs du relevé SDSS sur la figure 1.4).

1.3.2 Fonction de corrélation angulaire

• Définitions

Le calcul de la fonction de corrélation $\xi(r)$ requiert la connaissance des redshifts des galaxies, afin de pouvoir reconstruire la répartition des galaxies dans un espace à trois dimensions. Malheureusement, l'obtention de redshifts spectroscopiques⁶ pour un grand nombre de galaxies, est très coûteuse en temps d'observation et se limite en général à des redshifts $z \lesssim 1.5$. On doit donc se contenter la plupart du temps d'une information projetée sur la sphère céleste.

Pour cette raison, on définit, de la même façon que $\xi(r)$, une fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ par :

$$dP = \rho_0^2(1 + \omega(\theta))d\Omega_1d\Omega_2 \quad (1.60)$$

où dP est la probabilité de trouver une galaxie dans un angle solide $d\Omega_1$ et une seconde galaxie dans un angle solide $d\Omega_2$ séparés d'un angle θ et où ρ_0 est cette fois la densité moyenne surfacique (nombre de sources par stéradian).

On peut aussi définir une fonction de cross-corrélation $\chi_{AB}(\theta)$ entre deux populations A et B en écrivant la probabilité de trouver une galaxie A dans l'angle solide $d\Omega_1$ et une galaxie B dans l'angle solide $d\Omega_2$ sous la forme :

$$dP = \rho_A\rho_B(1 + \chi_{AB}(\theta))d\Omega_1d\Omega_2 \quad (1.61)$$

où ρ_A et ρ_B sont les densités surfaciques des deux populations et θ l'angle séparant les deux angles solides. Toutes les propriétés qui sont présentées dans cette partie pour $\omega(\theta)$ sont aussi valables pour $\chi_{AB}(\theta)$. Cette fonction de cross-corrélation n'est pas beaucoup utilisée dans la littérature mais nous en aurons besoin au chapitre II.

• Equation de Limber

Nous allons présenter ici comment on peut relier la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ à la fonction de corrélation $\xi(r)$.

Considérons deux directions de l'espace repérées par les vecteurs \vec{r}_1 et \vec{r}_2 . On note θ l'angle formé par ces deux vecteurs et $r_{12} = \|\vec{r}_1 - \vec{r}_2\|$.

La probabilité de trouver une galaxie dans un angle solide $d\Omega_1$ et une seconde galaxie dans un angle solide $d\Omega_2$ peut s'écrire, en intégrant le long des deux lignes de visée 1 et 2 (voir figure 1.6) :

$$dP = \bar{\rho}^2 \int_1 \int_2 (1 + \xi(r_{12}))dV_1dV_2 = \bar{\rho}^2 \int_0^\infty \int_0^\infty (1 + \xi(r_{12}))r_1^2d\Omega_1dr_1r_2^2d\Omega_2dr_2 \quad (1.62)$$

6. les redshifts photométriques n'ayant pas une précision suffisante pour étudier $\xi(r)$

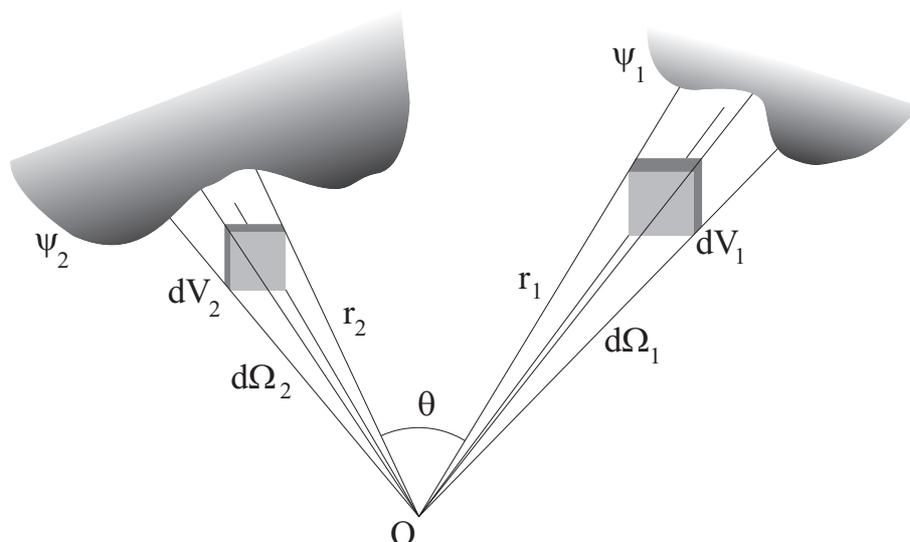


Figure I.6 – Illustration du passage de la fonction de corrélation $\xi(r)$ à la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$. D'après H. Dole (cours du M2 NPAC).

Or la densité moyenne surfacique ρ_0 est reliée à la densité moyenne volumique $\bar{\rho}$ par $\rho_0 = \int_0^\infty \bar{\rho} r^2 dr$. On obtient alors :

$$dP = \rho_0^2 d\Omega_1 d\Omega_2 + \bar{\rho}^2 d\Omega_1 d\Omega_2 \int_0^\infty \int_0^\infty \xi(r_{12}) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2 \quad (1.63)$$

En comparant à la définition de $\omega(\theta)$, on a :

$$\omega(\theta) = \frac{\bar{\rho}^2}{\rho_0^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \xi(r_{12}) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2 \quad (1.64)$$

Dans le calcul précédent, on a intégré entre 0 et $+\infty$ or, en pratique, on n'observe qu'une portion finie de l'Univers à cause de la sensibilité finie des détecteurs. On fait donc intervenir une fonction de sélection $\psi(r)$ qui vaut 1 si toutes les galaxies situées au rayon r sont détectées et 0 si aucune de ces galaxies n'est détectée. La valeur de cette fonction est donc comprise entre 0 et 1. A priori ψ dépend aussi de la luminosité des sources.

Le lien entre $\omega(\theta)$ et $\xi(r)$ peut finalement s'écrire :

$$\omega(\theta) = \frac{1}{\left(\int_0^\infty \psi(r) r^2 dr\right)^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \xi(r_{12}) \psi(r_1) \psi(r_2) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2 \quad (1.65)$$

Cette équation est l'équation de Limber (Limber 1953).

Il est alors possible de calculer $\omega(\theta)$ dans le cas où $\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}$. On obtient (Peebles 1980) :

$$\omega(\theta) = A\theta^{1-\gamma} \quad (1.66)$$

On a également supposé dans tout ce qui précède que la densité des galaxies ne dépendait pas du redshift z et que ces dernières étaient toutes identiques. En pratique ce n'est pas le cas, et le lien entre $\omega(\theta)$ et $\xi(r)$ fait intervenir la distribution en redshift $N(z)$ des sources ainsi que la géométrie de l'Univers. Enfin la longueur de corrélation r_0 peut dépendre du redshift : $r_0(z) = r_0(1+z)^{1-\frac{3+\epsilon}{\gamma}}$ où le paramètre ϵ est généralement compris entre $\epsilon = 0$ (la fonction de corrélation est fixe dans les coordonnées physiques) et $\epsilon = 3 - \gamma \simeq -1.2$ (la fonction de corrélation est fixe dans les coordonnées comobiles) (Efstathiou et al. 1991). On obtient alors la valeur du paramètre A (Efstathiou et al. 1991, par exemple) :

$$A = r_0^\gamma \sqrt{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)} \frac{\int_0^\infty g(z) \left(\frac{dN}{dz}\right)^2 dz}{\left(\int_0^\infty \left(\frac{dN}{dz}\right) dz\right)^2} \quad (1.67)$$

où

$$g(z) = \left(\frac{dz}{dr}\right) r^{1-\gamma} (1+z)^{-3+\epsilon-\gamma} \quad (1.68)$$

avec r la distance physique le long de la ligne de visée.

• Méthodes de calcul

Il existe de nombreuses méthodes pour estimer la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ d'un catalogue de N sources.

La plus simple consiste à comparer le nombre de paires de galaxies DD(θ) séparées d'une distance θ au sein du catalogue réel au nombre de paires de galaxies RR(θ) séparés de θ dans des catalogues simulés dans lesquels les sources sont réparties uniformément de façon aléatoire :

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta)}{RR(\theta)} - 1 \quad (1.69)$$

Ceci est réalisé pour un grand nombre de catalogues simulés (en pratique, au moins 10).

Cependant cet estimateur n'est pas très robuste dans le cas d'échantillons petits et à cause des problèmes de bord. L'estimateur de Landy & Szalay (1993) est plus souvent utilisé :

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)} \quad (1.70)$$

où DR(θ) est le nombre de paires entre les galaxies du vrai catalogue et les galaxies des catalogues simulés séparées par un angle θ . Il existe également d'autres estimateurs (Hamilton 1993; Infante 1994). Pour tous ces estimateurs, le temps de calcul est proportionnel au nombre de distances à calculer, c'est-à-dire au nombre de paires de galaxies qui vaut $\sim N^2/2$; le temps de calcul peut donc rapidement devenir important.

De plus, à cause de la couverture spatiale finie de l'échantillon, on introduit un biais dans la normalisation de la fonction de corrélation angulaire. En effet, celle-ci devrait vérifier :

$\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \omega(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi = 0$. Or notre méthode de calcul impose $\int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \omega(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi = 0$ où θ_{\max} est l'échelle de taille maximale couverte par notre échantillon. Il est donc nécessaire d'appliquer une correction, dite intégrale (ou *integral constraints*). Cette correction sera d'autant plus grande que la surface couverte par l'échantillon sera petite. On pourra par exemple consulter l'article de Roche et al. (2002) qui explique comme cette correction peut être calculée.

On mesure parfois la corrélation des galaxies avec d'autres outils que la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ introduite précédemment. On peut par exemple utiliser le spectre de puissance angulaire caractérisé par les C_l . Ces C_l sont reliés à $\omega(\theta)$ par (Peebles 1980) :

$$\omega(\theta) = \frac{1}{4\pi\rho_0^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) C_l P_l(\cos\theta) \quad (1.71)$$

où les P_l sont les polynômes de Legendre et qui peut être inversée en :

$$C_l = 2\pi\rho_0^2 \int_{-1}^1 \omega(\theta) P_l(\cos\theta) d\theta \quad (1.72)$$

Les C_l sont en particulier plus adaptés à l'étude des grandes échelles spatiales (ce qui correspond à des petites valeurs de l).

• Biais des galaxies par rapport à la matière noire

Dans tout ce qui précède, on a implicitement supposé que les galaxies traçaient parfaitement la distribution sous-jacente de matière noire. En réalité ce n'est pas le cas. On sait par exemple que les amas de galaxies sont plus corrélés que les galaxies. Kaiser (1984) ont donc défini un paramètre b appelé le biais qui caractérise la différence entre la distribution spatiale de matière noire et celle de la matière lumineuse :

$$\xi_{\text{objets}} = b^2 \xi_{\text{matière noire}} \quad (1.73)$$

où ξ_{objets} et $\xi_{\text{matière noire}}$ sont respectivement les fonctions de corrélation spatiale à deux points des objets étudiés et de la matière noire. Ce biais est dit linéaire car il ne dépend de rien. On peut toutefois imaginer qu'il dépende du redshift, de la morphologie ou encore de la luminosité des objets étudiés. En réalité ce paramètre ad hoc cache notre incompréhension de la physique fine de la formation des galaxies et des structures. On pourra consulter la revue de Lahav & Suto (2004) pour plus de détails.

I.3.3 Fonction de luminosité

Dans tout ce qui précède, on ne s'est intéressé qu'à caractériser la position relative des sources les unes par rapport aux autres. Dans ce qui suit, nous allons présenter de nouveaux outils qui tiennent compte de la luminosité (ou du flux) des objets observés.

La fonction de luminosité caractérise la distribution en luminosité des galaxies dans un volume donné. Il peut s'agir ici aussi bien de luminosité bolométrique⁷ ou de luminosité monochromatique⁸. On note dN le nombre de galaxies dans un volume comobile⁹ dV dont la luminosité est comprise entre L et $L + dL$. La fonction de luminosité est alors définie par :

$$dN = \phi(L)dLdV \quad (1.74)$$

Les observations montrent que les fonctions de luminosité des galaxies sont généralement bien modélisées par des fonctions de Schechter (Schechter 1976) :

$$\phi(L) = \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) \quad (1.75)$$

où ϕ^* est une densité volumique caractéristique et L^* une luminosité caractéristique. Pour les faibles luminosités ($L \ll L^*$), on a : $\phi(L) \propto L^\alpha$. Le paramètre α caractérise donc la pente de la *faint-end* dans un diagramme log-log. Un exemple de fonction de Schechter est représenté sur la figure 1.7 : on remarque que ϕ^* et L^* caractérisent la position du coude de la fonction de luminosité. On remarque enfin que le nombre de galaxies brillantes diminue très rapidement.

Pour construire une fonction de luminosité, il est nécessaire que toutes les galaxies de l'échantillon soit grosso-modo à la même distance pour pouvoir estimer correctement le volume. Ceci requiert donc la connaissance du redshift de ces galaxies (dans ce cas, un redshift photométrique est souvent suffisant).

A partir de la fonction de luminosité, il est possible d'estimer la densité de luminosité ρ_L . La luminosité par unité de volume émise par toutes les galaxies dont la luminosité est comprise entre L et $L + dL$ est $L \frac{dN}{dV}$. On a alors :

$$\rho_L = \int_0^\infty \phi(L)LdL \quad (1.76a)$$

$$= \phi^* L^* \int_0^\infty \left(\frac{L}{L^*} \right)^{1+\alpha} \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) d \left(\frac{L}{L^*} \right) \quad (1.76b)$$

$$= \phi^* L^* \Gamma(2 + \alpha) \quad (1.76c)$$

La densité de luminosité dépend donc essentiellement de ϕ^* et L^* et est dominée par les galaxies de luminosité de l'ordre de L^* . En effet l'intégrale $\Gamma(2 + \alpha) = \int_0^\infty t^{1+\alpha} e^{-t} dt$ est dominée par les termes voisins de $1 + \alpha$.

7. En toute rigueur la luminosité bolométrique est la puissance émise sur tout le domaine spectral, c'est-à-dire depuis les rayons X jusqu'au domaine radio. Cependant, en pratique, nous verrons qu'une partie de l'émission domine généralement les autres et nous appellerons abusivement luminosité bolométrique, la luminosité sur un domaine spectral plus restreint, comme l'infrarouge ou l'optique.

8. En toute rigueur, la luminosité monochromatique est la luminosité à une longueur d'onde donnée, mais nous appellerons abusivement luminosité monochromatique, la puissance reçue à travers un filtre à bande large.

9. Il est important de considérer des volumes comobiles, plutôt que des volumes propres, afin de distinguer l'évolution des galaxies de l'évolution de l'Univers.

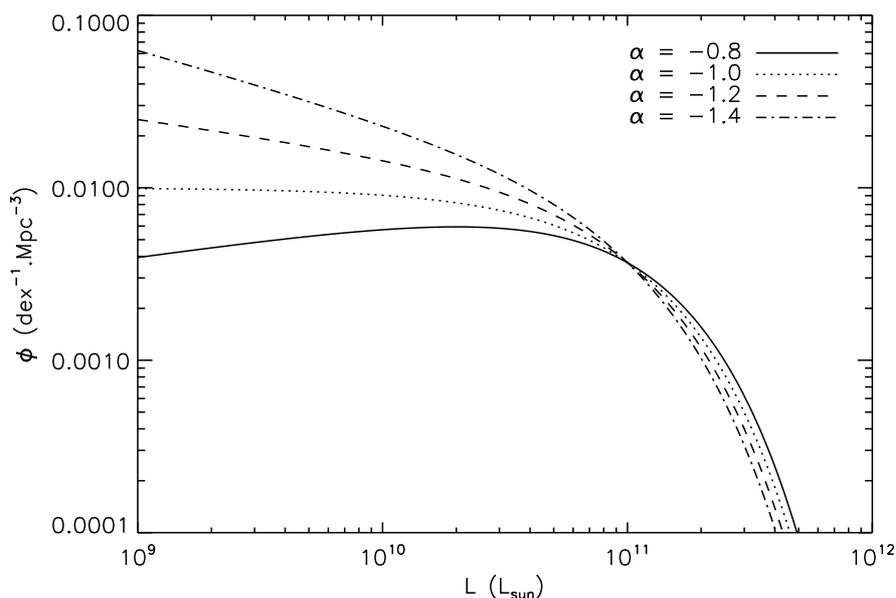


Figure 1.7 – Représentation de la fonction de luminosité de Schechter avec $\phi^* = 10^{-2} \text{Mpc}^{-3}$, $L^* = 10^{11} L_{\odot}$ et différentes valeurs du paramètre α . On remarquera ici que la LF est tracée «par dex», c'est-à-dire par intervalle logarithmique de luminosité. Cela revient à multiplier par L car $d(\log(L)) = dL/L$.

Enfin, on peut noter qu'il existe d'autres modélisations pour la fonction de luminosité. On utilise parfois la forme «en double exponentielle» suivante :

$$\phi(L) = \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^{\alpha} \exp \left(\frac{-1}{2\sigma^2} \log^2 \left(1 + \frac{L}{L^*} \right) \right) \quad (1.77)$$

qui s'approxime par une loi de puissance si $L \gg L^*$. La figure 1.8 montre la fonction de luminosité en double exponentielle pour trois valeurs différentes du paramètre σ et pour la même valeur de L^* . On remarque que le coude de la fonction de luminosité varie avec σ . Ainsi L^* ne trace plus exactement la position du coude. Il y a une dégénérescence entre les valeurs de L^* et de σ . Les galaxies qui dominent l'intégrale sont les galaxies de luminosité $L \simeq xL^*$ où x vérifie l'équation suivante :

$$\log(1+x) = \sigma^2 (\alpha + 1) \ln(10) \left(\frac{x+1}{x} \right) \quad (1.78)$$

I.3.4 Comptages de sources

La statistique la plus naturelle consiste à classer toutes les sources d'une région donnée selon leur flux. C'est ce qu'on appelle les comptages de sources. On distingue deux types de comptages : les comptages intégraux et les comptages différentiels.

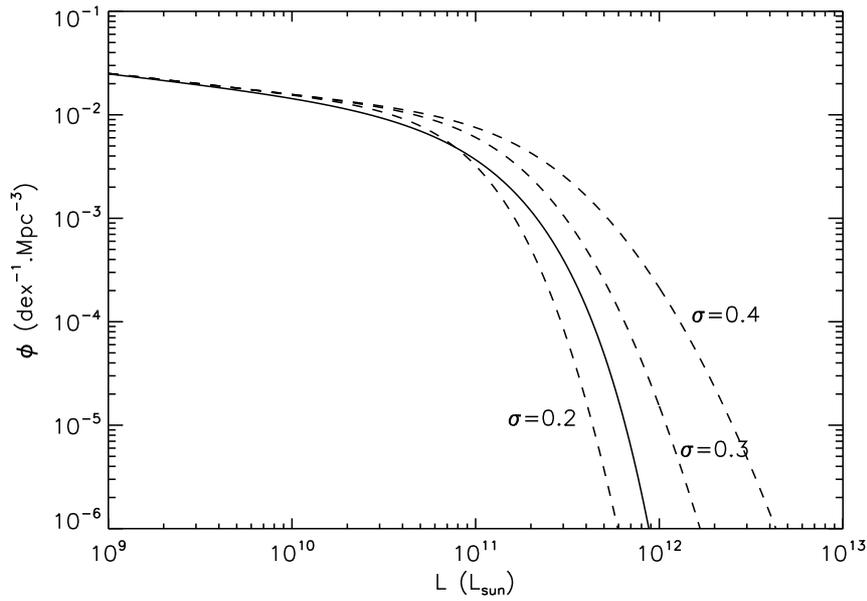


Figure 1.8 – Comparaison de la fonction de luminosité de Schechter (trait plein) avec la forme en double exponentielle pour différentes valeurs du paramètre σ (trait pointillé). On a pris $\phi^* = 10^{-2} \text{Mpc}^{-3}$, $L^* = 10^{11} L_{\odot}$ et $\alpha = -1.2$ dans les deux cas.

• Cas d'un Univers euclidien

Considérons des sources identiques de luminosité L_{ν} réparties de façon uniforme dans l'espace supposé euclidien ce qui est une bonne approximation pour l'Univers local. On note $n(r)$ la densité volumique qui peut éventuellement dépendre de la distance r . Un observateur situé en O reçoit pour chaque source, située à une distance r , un flux $S_{\nu} = \frac{L_{\nu}}{4\pi r^2}$. Or la densité surfacique de sources situées à une distance r , c'est-à-dire dans une coquille de rayon r et d'épaisseur dr est $dN = \frac{1}{4\pi} n(r) 4\pi r^2 dr$. Le nombre de sources par intervalle de flux et par stéradian est donc $\frac{dN}{dS_{\nu}} = \frac{nr^2 dr}{dS_{\nu}}$. Or comme toutes les sources sont identiques, la relation entre le flux S_{ν} et le rayon est simple : $r = \sqrt{\frac{L_{\nu}}{4\pi S_{\nu}}}$, d'où $\frac{dr}{dS_{\nu}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L_{\nu}}{4\pi}} S_{\nu}^{-3/2}$.

On obtient finalement l'expression des comptages différentiels :

$$\frac{dN_{\nu}}{dS_{\nu}} = \frac{1}{2} n(S_{\nu}) \left(\frac{L_{\nu}}{4\pi S_{\nu}} \right)^{3/2} S_{\nu}^{-1} \propto S_{\nu}^{-5/2} \quad (1.79)$$

où la densité n dépend du flux. On remarque que, dans un Univers euclidien, ceux-ci évoluent comme $S_{\nu}^{-5/2}$; c'est pourquoi on représente plutôt $S_{\nu}^{5/2} \frac{dN}{dS_{\nu}}$ afin de séparer cette évolution «géométrique» d'une éventuelle évolution physique.

Les comptages intégraux représentent le nombre de sources par unité d'angle solide ayant

un flux supérieur à S_ν . Ils s'expriment de la façon suivante :

$$N(S > S_\nu) = \int_{S_\nu}^{\infty} \left(\frac{dN}{dS} \right) dS \quad (1.80)$$

qui devient, si on suppose la densité n constante :

$$N(S > S_\nu) = \frac{1}{3} n \left(\frac{L_\nu}{4\pi S_\nu} \right)^{3/2} \propto S_\nu^{-3/2} \quad (1.81)$$

• Influence de la fonction de luminosité

En pratique, les sources ne sont pas toutes identiques et elles sont distribuées en luminosité selon la fonction de luminosité. De plus cette fonction de luminosité peut évoluer avec le redshift. Il convient alors de sommer les fonctions établies précédemment pour chaque tranche de luminosité.

• Influence de la cosmologie

En pratique l'approximation euclidienne n'est valable que pour l'univers local et il faut alors faire intervenir l'expansion de l'Univers pour traiter le cas général. Cette dernière, en plus d'affecter la courbure de l'Univers, va également modifier la relation entre la luminosité et le flux reçu à cause du décalage vers le rouge (le signal est reçu par l'observateur à une longueur d'onde plus grande que celle à laquelle il a été émis par la source). La forme du spectre des galaxies va donc influencer les comptages de sources. Enfin les galaxies distantes, qui sont donc plus jeunes, sont potentiellement différentes puisque moins évoluées, que les galaxies locales. Un troisième effet, dit d'évolution, vient donc s'ajouter aux deux précédents.

Nous allons expliciter ceci dans ce qui suit. On note ν la fréquence à laquelle le signal est reçu (c'est-à-dire la fréquence sur laquelle est centrée le filtre à travers lequel l'observation est faite) et $\nu' = \nu(1+z)$ la fréquence à laquelle le signal a été émis. Dans un Univers en expansion, il faut également faire intervenir la distance de luminosité d_L qui a été définie au paragraphe I.1.5. Le flux est alors relié à la luminosité par la relation suivante :

$$S_\nu = \frac{(1+z)L_{\nu'}(z)}{4\pi d_L^2} \quad (1.82)$$

que l'on peut décomposer de la sorte :

$$S_\nu = \frac{1+z}{4\pi d_L^2} K_\nu(z) E_\nu(z) L_\nu(z=0) \quad (1.83)$$

où l'on voit alors apparaître deux des effets discutés précédemment :

- la K-correction : $K_\nu(z) = \frac{L_{\nu'}(z=0)}{L_\nu(z=0)}$ qui dépend de la forme du spectre.
- la E-correction : $E_\nu(z) = \frac{L_{\nu'}(z)}{L_{\nu'}(z=0)}$ qui traduit l'évolution du spectre des galaxies.

Le troisième effet, du à la géométrie de l'Univers apparaît à travers la distance lumineuse, qui ne dépend linéairement du redshift que dans l'Univers local.

Comme précédemment, on considère une coquille située entre les redshifts z et $z + dz$. Le volume physique de cette coquille vaut $dV_{\text{phys}} = (1+z)^{-3} 4\pi d_A^2 \frac{dd_L}{dz} dz$. Le nombre total de sources situées dans cette coquille est $dN_{\text{tot}, z} = n(z)(1+z)^3 dV_{\text{phys}}$ où $n(z)$ est la densité comobile de sources au redshift z . Or les sources qui sont dans cette coquille ne sont pas toutes identiques. Leur distribution en luminosité est donnée par la fonction de luminosité. On s'intéresse aux sources qui seront détectées par un observateur situé à $z = 0$ avec un flux compris entre S_ν et $S_\nu + dS_\nu$. Cela correspond, parmi les sources situées au redshift z à celles qui sont dans la tranche de luminosité $L_{\nu'}$, $L_{\nu'} + dL_{\nu'}$ où $L_{\nu'}$ et S_ν sont reliés par l'équation 1.82. Le nombre de sources situées dans cette coquille et ayant un flux compris entre S_ν et $S_\nu + dS_\nu$ est donc :

$$dN_z = \phi(z, L_{\nu'}) dL_{\nu'} (1+z)^3 dV_{\text{phys}} \quad (1.84)$$

L'observateur détecte des sources de flux S_ν dans chaque tranche de redshift. On obtient donc les comptages différentiels, qui représentent le nombre de sources observées par unité d'angle solide et par intervalle de flux, en intégrant sur tous les redshifts :

$$\frac{dN}{dS_\nu} = \int \phi(z, L_{\nu'}) \frac{dL_{\nu'}}{dS_\nu} d_A^2 \frac{dd_L}{dz} dz \quad (1.85)$$

• Lien avec le rayonnement de fond et ses fluctuations

Une autre grandeur intéressante à étudier est la brillance totale reçue par un utilisateur à une longueur d'onde donnée. Nous donnerons plus de détails sur l'origine physique de tels rayonnements de fond au paragraphe 1.4.3 et au chapitre IV. Nous détaillerons également comment l'étude de ces rayonnements aide à comprendre la formation et l'évolution des galaxies.

Cette brillance de fond est la puissance surfacique totale par unité d'angle solide reçue par un observateur à une longueur d'onde donnée. On l'exprime généralement en nW/m²/sr ou en MJy/sr et on la notera B_λ la valeur de celle-ci à la longueur d'onde λ . Elle peut s'exprimer en fonction des comptages différentiels de sources :

$$B_\lambda = \int_0^\infty S_\nu \left(\frac{dN}{dS_\nu} \right) dS_\nu \quad (1.86)$$

On peut aussi étudier les fluctuations de ce fond autour de la valeur moyenne précédente (voir paragraphe III.2). On note σ^2 la valeur de ces fluctuations et on l'exprime généralement en Jy²/sr. σ^2 peut s'exprimer à partir des comptages différentiels de sources :

$$\sigma^2 = \int_0^{S_{\text{max}}} S_\nu^2 \left(\frac{dN}{dS_\nu} \right) dS_\nu \quad (1.87)$$

où S_{max} est le flux maximum des sources de la carte.

I.4 Les galaxies infrarouges

Durant ma thèse, j'ai essentiellement étudié les galaxies dites «infrarouges». On les appelle ainsi car elles émettent une grande fraction de leur énergie entre $\sim 5 \mu\text{m}$ et 1 mm. Nous présenterons tout d'abord les processus physiques à l'origine de cette émission infrarouge. Nous rappellerons ensuite quelques résultats récents obtenus sur ces galaxies ce qui permettra de mieux comprendre comment leur étude se place dans le contexte général de la compréhension de la formation des galaxies et des grandes structures. Il sera enfin question du fond diffus infrarouge (ou CIB pour *Cosmic Infrared Background*).

I.4.1 Origine et mécanismes d'émission dans l'infrarouge

Les galaxies sont essentiellement composées d'étoiles, de gaz et de poussières.

Les **étoiles** représentent la quasi-totalité ($\sim 95\%$) de la masse baryonique d'une galaxie. La masse de ces étoiles varie entre ~ 0.1 et $\sim 100M_{\odot}$ et est en particulier reliée à la durée de vie des étoiles et à leur température : plus une étoile est massive et plus sa durée de vie est courte et plus celle-ci sera chaude et donc lumineuse. Si on considère une population stellaire, c'est-à-dire un ensemble d'étoiles s'étant formées en même temps et ayant la même métallicité, la distribution en masse de ces étoiles est l'IMF (pour *Initial Mass Function*). La forme exacte de cette distribution n'est pas parfaitement connue mais on sait que les étoiles de faible masse ($\sim 0.3M_{\odot}$) sont les plus nombreuses. Au début de son évolution, la luminosité d'une population stellaire est dominée par celle des étoiles massives et une population stellaire jeune est donc plutôt «bleue». Au fur et à mesure de son évolution, les étoiles les plus massives meurent et il ne reste alors que les étoiles de faible masse qui sont plutôt «rouges». Ainsi quand on regarde le spectre visible d'une galaxie, on peut considérer que la partie UV de celui-ci est émise par les étoiles de masse importante et que la partie infrarouge proche est émise par les étoiles de faible masse. La présence d'étoiles massives dans une galaxie signifie également une formation stellaire récente puisque celles-ci ont une durée de vie courte.

Le **gaz et la poussière** forment le milieu interstellaire et combrent donc l'espace entre les étoiles. On peut distinguer différentes phases dans le milieu interstellaire selon la température, la densité et l'état d'ionisation du gaz (essentiellement de l'hydrogène qui peut être ionisé, neutre ou moléculaire). C'est au cœur des nuages moléculaires (c'est-à-dire les régions les plus denses et les plus froides) que se forment les étoiles.

Ces poussières absorbent le rayonnement UV et visible. La figure I.9 montre la courbe d'extinction moyenne du milieu interstellaire de la Galaxie (Mathis 1990). On remarque que cette extinction est maximum dans l'ultraviolet ($\lambda \sim 0.1 \mu\text{m}$) et qu'elle décroît ensuite rapidement dans l'infrarouge ($\lambda \gtrsim 1 \mu\text{m}$). On note aussi deux «pics» d'absorption dans l'infrarouge (à 9.7 et $18 \mu\text{m}$) qui sont dus aux silicates.

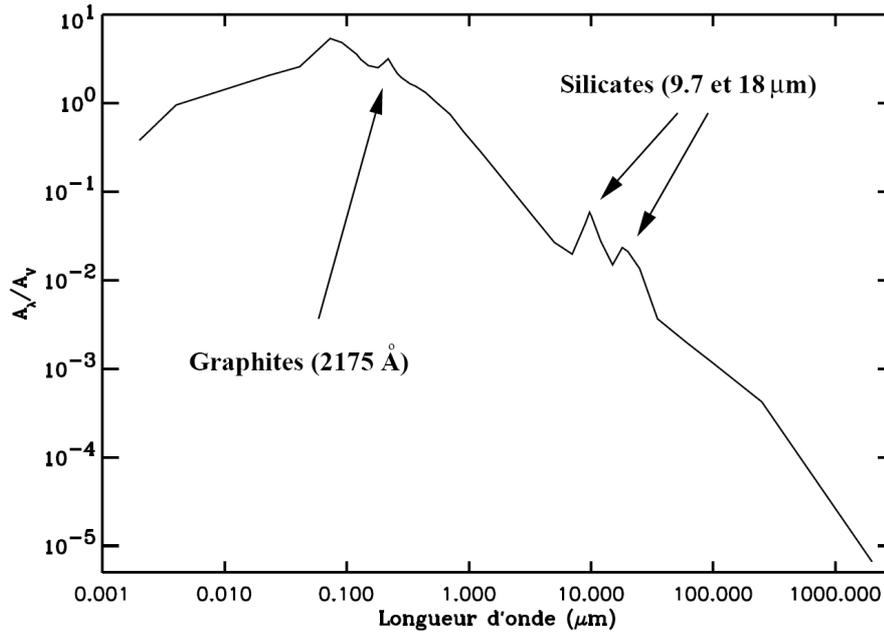


Figure I.9 – Loi d'extinction moyenne du milieu interstellaire de notre Galaxie (Mathis 1990).
 Extrait de la thèse d'Emeric Le Floch.

L'absorption du rayonnement UV chauffe les poussières qui rayonnent alors dans l'infrarouge. Il existe deux sources principales de ce rayonnement UV. Tout d'abord, les régions qui sont le siège d'une forte activité de **formation stellaire** contiennent beaucoup d'étoiles jeunes (et donc bleues). Ces étoiles jeunes sont de plus entourées d'un cocon de poussière qui est le reste du nuage moléculaire où elles se sont formées et qui n'a pas encore été «soufflé» par les vents des supernovae. Ce sont ces poussières qui sont chauffées par le rayonnement UV des étoiles jeunes. Les phénomènes d'**accrétion** autour d'un trou noir supermassif sont une autre source possible de rayonnement UV. En effet, le disque d'accrétion qui entoure le trou noir s'échauffe à cause des forces de viscosité dans le disque et atteint des températures de l'ordre de 10^5 K. Une partie de ce rayonnement thermique est émise dans le domaine UV et sert à chauffer les poussières contenues dans le disque d'accrétion.

La forme précise de l'émission infrarouge des poussières dépend en particulier de la taille et de la composition de ces dernières. Desert et al. (1990) ont proposé un modèle afin de reproduire à la fois les observations dans l'infrarouge de l'émission de ces poussières et les courbes d'extinction observée dans l'UV. Ce modèle distingue trois composantes de poussières :

- les gros grains (ou BG pour *Big Grains*) qui sont des silicates amorphes de taille comprise entre 15 nm et 100 nm. Ces gros grains ont des températures de l'ordre de 15-30 K et sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement incident. Ils émettent donc comme des corps noir dont l'émission pique alors dans l'infrarouge lointain (vers $\sim 100 \mu\text{m}$). Ces grains représentent l'essentiel de la masse des poussières.
- les très petits grains (ou VSG pour *Very Small Grains*) qui sont des grains carbonés et

ont une taille moyenne de l'ordre de ~ 7 nm. Ces molécules sont chauffées de façon stochastique (voir par exemple Draine & Li 2001), c'est-à-dire qu'elles s'échauffent dès qu'elles reçoivent un photon UV et se refroidissent ensuite très rapidement du fait de leur petite taille. Leur température n'est donc pas constante. Leur émission domine celle des autres composantes dans l'infrarouge moyen (entre ~ 20 et ~ 60 μm). Ces petits grains constituent, en nombre, l'essentiel des particules de poussières.

- les molécules hydrocarbonées aromatiques polycycliques (ou PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*) qui sont des petites molécules carbonées avec quelques cycles aromatiques. Les PAHs contiennent entre ~ 20 et ~ 200 carbones et ont des tailles comprises entre 0.4 et 1.2 nm. Ils ont une émission de type vibrationnelle et sont responsables des bandes observées dans l'infrarouge (3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7, 16.3, 17 μm pour les plus importantes) (Puget et al. 1985; Allamandola et al. 1985).

La figure I.10 montre la contribution de ces différentes composantes à l'émission infrarouge d'une galaxie. On pourra également consulter la revue de Draine (2003) pour plus de détails sur les propriétés de la poussière.

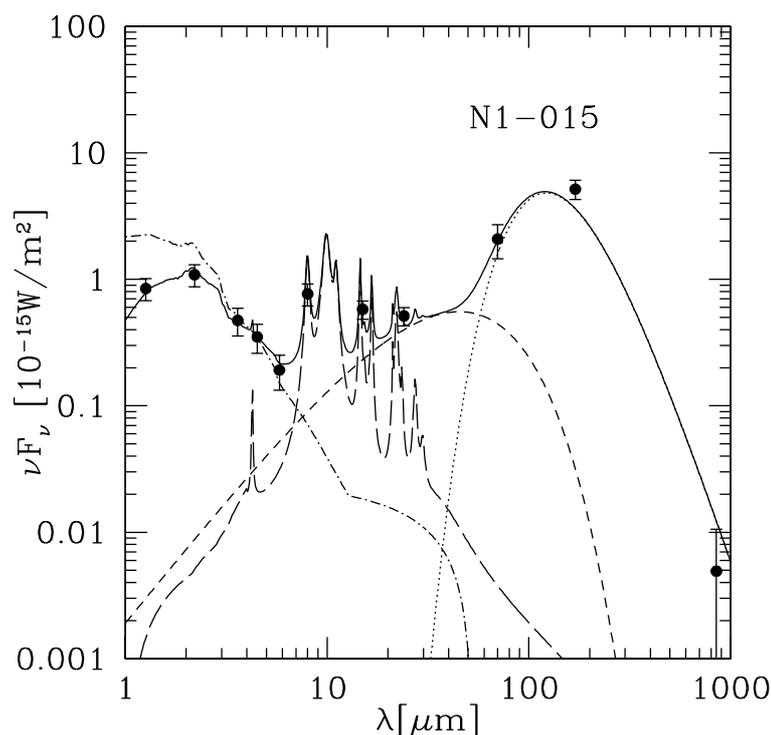


Figure I.10 – Contribution des différentes composantes de poussières à l'émission infrarouge d'une galaxie. L'émission des PAHs est représentée en tirets longs, celle des VSG est en tirets courts et celle des BG est en pointillés. La ligne pointillé-tiret représente l'émission des étoiles et la ligne noire continue est la somme de toutes ces composantes. Les points noirs sont les observations. Extrait de Sajina et al. (2006).

I.4.2 Présentation générale des galaxies infrarouges

Les galaxies infrarouges sont les galaxies qui émettent plus de la moitié de leur énergie dans l'infrarouge. On les opposera aux galaxies optiques pour lesquelles l'émission stellaire est dominante. Ces galaxies infrarouges ont généralement des luminosités infrarouges très élevées. On distingue alors plusieurs classes de galaxies infrarouges : les LIRGs (pour *Luminous Infrared Galaxies*) avec $10^{11}L_{\odot} < L_{\text{IR}} < 10^{12}L_{\odot}$, les ULIRGs (pour *Ultra-Luminous Infrared Galaxies*) avec $10^{12}L_{\odot} < L_{\text{IR}} < 10^{13}L_{\odot}$ et les HyLIRGs (pour *Hyper-Luminous Infrared Galaxies*) avec $L_{\text{IR}} > 10^{13}L_{\odot}$. Nous avons expliqué au paragraphe précédent que l'émission infrarouge de ces galaxies était due aux poussières qu'elles contenaient et que ces poussières étaient chauffées par les étoiles massives d'une région de formation stellaire ou par des phénomènes d'accrétion. Ainsi les galaxies infrarouges sont des galaxies à forte formation stellaire (que l'on appellera souvent des *starburst*) et/ou contenant un puissant noyau actif (AGN). Dans le cas où ces galaxies infrarouges sont dominées par les processus de formation stellaire, la luminosité totale infrarouge L_{IR} est un bon traceur du taux de formation stellaire (Kennicutt 1998a) (voir également section V pour plus de détails). La luminosité UV peut également être utilisée comme traceur du taux de formation stellaire puisque l'UV trace les étoiles massives récemment formées, mais ce traceur est très affecté par l'extinction due à la poussière (Buat et al. 1989; Kennicutt 1998b).

La figure I.11 montre les distributions spectrales d'énergie pour quelques galaxies typiques : CFRS 14.1139 est une ULIRG, M82 est un puissant *starburst* local avec un taux de formation stellaire de l'ordre de $\sim 5-10M_{\odot}/\text{yr}$; les deux autres galaxies présentent un taux de formation stellaire beaucoup plus faible : la première est une galaxie spirale «normale» (du même type que notre Galaxie) qui forme des étoiles à un taux modéré ($\sim 0.5-1M_{\odot}/\text{yr}$) et la seconde est une galaxie elliptique qui ne contient donc pas de poussière et qui ne forme donc plus d'étoiles.

• Dans l'univers local...

Le satellite IRAS, lancé en 1983, a permis de découvrir une large population de galaxies très lumineuses en infrarouge (de type LIRG et ULIRG). Ces galaxies sont majoritairement des galaxies locales : 95% sont à $z < 0.2$ (Ashby et al. 1996). Soifer & Neugebauer (1991) et Sanders & Mirabel (1996) ont établi la fonction de luminosité bolométrique locale de ces galaxies infrarouges (voir figure I.12). Pour $L_{\text{IR}} < 10^{11}L_{\odot}$, on voit que la fonction de luminosité des galaxies sélectionnées dans l'infrarouge est très inférieure à celle des galaxies «normales» sélectionnées dans l'optique, ce qui montre que la plupart des galaxies optiques émettent faiblement dans l'infrarouge. A l'inverse, pour $L_{\text{IR}} < 10^{11}L_{\odot}$ les galaxies sélectionnées dans l'infrarouge sont beaucoup plus nombreuses que les galaxies sélectionnées dans le visible. Ces galaxies correspondent à la population de *starbursts* découverte par IRAS. Une étude plus approfondie de ces LIRGs et ULIRGs locales a permis de montrer que la forte émission

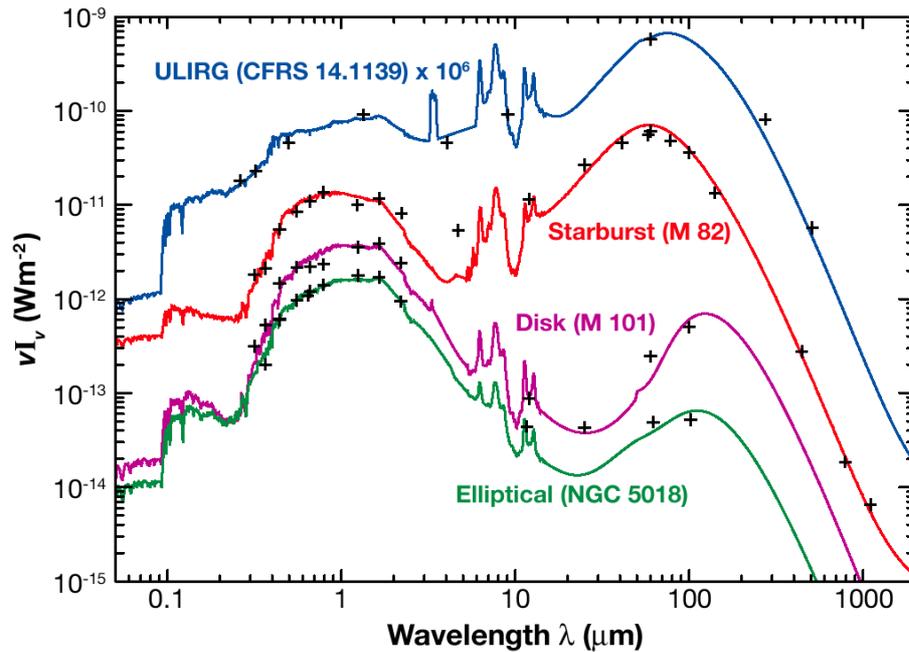


Figure I.11 – Distributions spectrales d'énergie de quatre galaxies représentatives depuis l'UV jusqu'au domaine millimétrique. Extrait de Lagache et al. (2005).

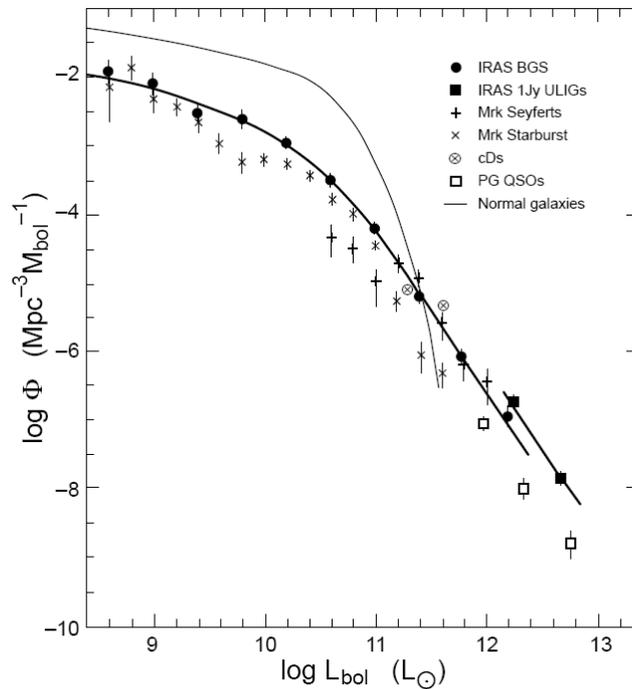


Figure I.12 – Fonction de luminosité bolométrique des galaxies infrarouges à $z = 0$ (trait continu épais) comparée à la fonction de luminosité des galaxies optiques (trait fin continu). Extrait de Sanders & Mirabel (1996).

infrarouge était reliée à des phénomènes d'interaction ou de collisions entre galaxies qui

engendrent un intense sursaut de formation stellaire. De plus, la luminosité infrarouge est d'autant plus grande que ces processus d'interaction/fusion sont avancés (voir par exemple la revue de Sanders & Mirabel 1996). Ces objets contiennent parfois un AGN qui peut contribuer de façon importante à l'émission infrarouge. Cette contribution est d'autant plus importante que la luminosité infrarouge est grande (Lutz et al. 1998; Genzel et al. 1998). Bien que ces objets soient très lumineux, ils ne dominent pas la production d'énergie dans l'univers local. En effet, les LIRGs et les ULIRGs ne contribuent que pour $\sim 6\%$ à la densité d'énergie infrarouge à $z = 0$ (Soifer & Neugebauer 1991). Comme nous allons le voir, la situation est très différente à plus grand redshift. L'étude détaillée de ces galaxies locales très lumineuses peut en revanche nous aider à mieux comprendre les processus physiques qui gouvernent la formation stellaire (voir par exemple le relevé SINGS¹⁰).

• Une population qui évolue rapidement

L'observatoire spatial ISO, lancé en 1995, a permis de faire des relevés du ciel dans l'infrarouge à des profondeurs beaucoup plus grandes qu'IRAS. Elbaz et al. (1999); Aussel et al. (1999) ont ainsi montré, grâce aux comptages de sources ISOCAM $15 \mu\text{m}$, que la population des galaxies infrarouges évolue rapidement. Les comptages des sources FIRBACK $170 \mu\text{m}$ sont également incompatibles avec un modèle sans évolution (Dole et al. 2001). Les comptages à 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$ obtenus à l'aide de Spitzer ont confirmé cette forte évolution (Papovich et al. 2004; Chary et al. 2004; Marleau et al. 2004; Rodighiero et al. 2006; Shupe et al. 2008; Dole et al. 2004a; Frayer et al. 2006). C'est cette population de galaxies infrarouges qui est le principal contributeur du fond diffus infrarouge (voir paragraphe I.4.3) (Elbaz et al. 2002; Lagache et al. 2005; Dole et al. 2006).

Des études multi-longueurs d'onde ont permis d'en apprendre un peu plus sur ces galaxies infrarouges. Les galaxies sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ sont majoritairement situées entre $z = 0$ et $z = 2$ (Caputi et al. 2006a) et ont des masses stellaires importantes ($M_* \gtrsim 10^{10} M_\odot$). A $z \sim 2$, certaines de ces galaxies ont un taux de formation stellaire suffisant pour former leur masse stellaire en ~ 0.1 Gyr, alors que certaines galaxies locales ont un taux de formation tellement faible qu'il a forcément du être plus important dans le passé pour que leur masse stellaire actuelle soit formée (Caputi et al. 2006a). A bas redshift, la principale source d'énergie de ces systèmes est la formation stellaire : moins de 10% des sources sont dominées par un AGN à $z \lesssim 1$ (Caputi et al. 2007; Fiore et al. 2008). En revanche, la contribution des AGNs augmente avec le redshift (Daddi et al. 2007; Fiore et al. 2008; Papovich et al. 2007).

Il apparait alors que la nature de ces galaxies est différente des LIRGs et ULIRGs locales : alors que les LIRGs et les ULIRGs sont des objets rares dans l'univers local, ce sont elles qui dominent la densité d'énergie infrarouge à $z \gtrsim 0.7$ (Le Floch et al. 2005; Perez-Gonzalez et al. 2005; Caputi et al. 2007). La figure I.13 montre l'évolution de la densité du taux de

10. <http://sings.stsci.edu/>

formation stellaire avec le redshift. Cette densité est maximum entre $z \sim 1$ et $z \sim 2$ et est dominée par les galaxies telles que $L_{\text{IR}} < 10^{10} L_{\odot}$ à $z < 0.7$, par les LIRGs entre $z \sim 0.7$ et $z \sim 2$ et par les ULIRGs au delà.

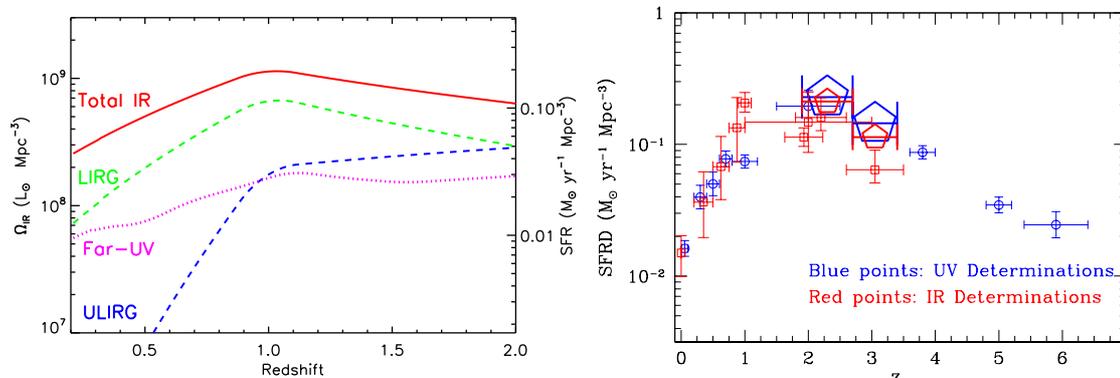


Figure I.13 – Evolution de la densité de formation stellaire avec le redshift (d'après Caputi et al. (2007); Tresse et al. (2007) (à gauche) et Reddy et al. (2008) (à droite)).

• Quelques mots sur les galaxies sub-millimétriques

Au delà de $z \sim 2$ peu de galaxies sont détectées dans l'infrarouge moyen. En effet, à cause de l'expansion de l'Univers, leur émission est décalée vers le rouge et le pic d'émission de la poussière se trouve alors dans le domaine sub-millimétrique, d'où leur nom de galaxies sub-millimétriques (ou SMG pour *Sub-Millimeter Galaxy*). Le redshift médian de ces galaxies sub-millimétriques est de ~ 2.2 et la distribution en redshift s'étend entre 1.7 et 2.8 (Chapman et al. 2005). Très peu de sources sub-millimétriques (quelques centaines tout au plus) sont connues actuellement car il est difficile de faire des relevés larges et profonds dans cette gamme de longueur d'onde où les détecteurs (des bolomètres) sont peu sensibles et où on ne sait en faire des matrices que depuis peu de temps.

Ces galaxies sub-millimétriques sont généralement très lumineuses (de type ULIRG) et très massives ($\sim 10^{11} M_{\odot}$) (Swinbank et al. 2004). Beaucoup de ces galaxies contiennent un AGN (Swinbank et al. 2004; Chapman et al. 2005; Alexander et al. 2005), mais celui-ci ne domine pas l'émission infrarouge (Pope et al. 2006, 2008). A l'heure actuelle, on ne comprend pas comment se sont formées ces galaxies très massives qui sont déjà en place à un redshift de $z \sim 2$.

Comme les relevés aveugles ne sont pas efficaces pour détecter ces galaxies sub-millimétriques, on peut essayer de sélectionner, grâce à des critères infrarouges, des candidats ULIRG à $z > 2$ et étudier ensuite leur contre-partie dans le domaine sub-millimétrique (Lonsdale et al. (en préparation) par exemple). Ce genre d'étude montre que les galaxies submillimétriques ne sont qu'une fraction des ULIRGs à $z > 2$ détectées à $24 \mu\text{m}$ par Spitzer (Serjeant et al. 2004).

• Vers un scénario de formation des galaxies

Il n'est pas question ici de faire une revue des différents scénarios possibles d'évolution des galaxies (Granato et al. 2004; Hammer et al. 2005; Bournaud et al. 2007, pour quelques uns d'entre eux) mais plutôt de mettre en avant quelques questions toujours d'actualité au sujet de la formation des galaxies :

- Quel impact ont les collisions majeures et mineures entre les galaxies dans l'histoire de leur formation stellaire ?
- Quel est le rôle de l'environnement (taille du halo de matière noire, situation dans la structure filamentaire de matière noire) ?
- Où se forment préférentiellement les étoiles dans une galaxies ? dans le bulbe ? dans les bras spiraux ? plus à l'extérieur ?
- Quel lien y a-t-il entre la morphologie des galaxies et leur passé ?
- Quel rôle jouent les AGN dans la formation des galaxies ?

Les moyens instrumentaux de plus en plus performants (spectroscopie 3D, larges matrices de bolomètres. . .) combinés à des simulations numériques de plus en plus réalistes permettront sûrement d'apporter quelques éléments de réponse à ces questions dans les prochaines années.

I.4.3 Le fond diffus infrarouge

Le fond diffus extragalactique (ou EBL pour *Extragalactic Background Light*) peut être défini comme l'émission de tous les objets de l'Univers situés en dehors de notre Galaxie. Ce fond extragalactique peut être séparé en deux composantes principales : le fond diffus optique (ou COB pour *Cosmic Optical Background*) pour $\lambda < 5 \mu\text{m}$ et le fond diffus infrarouge (ou CIB pour *Cosmic Infrared Background*) ($\lambda > 5 \mu\text{m}$). Ces deux composantes ont des brillances de surface comparables ($\sim 25 \text{nW/m}^2/\text{sr}$). Nous avons vu précédemment que les galaxies locales émettaient pour la plupart faiblement dans l'infrarouge. Le fait que les brillances du fond optique et infrarouge soient comparables implique donc qu'il a du exister des galaxies très brillantes en infrarouge par le passé. Ceci est compatible avec les observations ISO et Spitzer.

On notera B_λ la valeur de ce fond à la longueur d'onde λ . La brillance de surface de cette émission diffuse est souvent exprimée en $\text{nW/m}^2/\text{sr}$ ou en MJy/sr , ces deux unités étant reliées par la relation suivante :

$$B_\lambda[\text{nW/m}^2/\text{sr}] = B_\lambda[\text{MJy/sr}] \times \frac{3000}{\lambda[\mu\text{m}]} \quad (1.88)$$

La détection directe de ce fond est délicate à cause des nombreux avant-plans qui sont beaucoup plus brillants et donc difficiles à soustraire précisément. Ces avants plans sont :

- l'émission zodiacale faite par les poussières du système solaire,

- l'émission des cirrus galactiques,
- le fond diffus cosmologique mais cette contribution peut-être facilement soustraire car elle est quasiment parfaitement homogène et son spectre est celui d'un corps noir parfait.

L'existence de ce fond a été prédite dès 1967 (Partridge & Peebles 1967) mais il a fallu attendre les années 90 et le lancement de COBE pour le détecter (Puget et al. 1996; Hauser et al. 1998).

L'étude détaillée de ce fond est importante car celui-ci contient en quelque sorte l'histoire de l'Univers et plus particulièrement de la formation des galaxies. On pourra à ce sujet consulter les revues de Hauser & Dwek (2001) et de Kashlinsky (2005). On souhaite déterminer en premier lieu la valeur précise de cette émission. La figure I.14 montre les contraintes actuelles sur la valeur de ce fond diffus infrarouge. Ces contraintes proviennent entre autres de détections directes, des comptages de sources ou d'études qui utilisent la méthode du stacking ou encore des données provenant du domaine γ . On remarque en particulier que le CIB n'est pas bien contraint dans l'infrarouge lointain ($\lambda > 50 \mu\text{m}$) justement à son maximum d'émission. On cherche également à comprendre la nature des sources qui dominent cette émission : ce sont essentiellement les galaxies infrarouges qui sont responsables de cette émission (voir la revue de Lagache et al. (2005)). Ces galaxies sont des LIRGs à $z \sim 1$ et des ULIRGs à $z \sim 2$. Dans le domaine sub-millimétrique la contribution des sources à plus grand redshift augmente. Il faut enfin noter que le CIB pourrait contenir une faible contribution d'objets diffus comme les amas de galaxies (Montier & Giard 2005). Au chapitre IV, nous aborderons plus en détail la contribution des sources détectées à $3.6 \mu\text{m}$ et/ou à $24 \mu\text{m}$ au CIB.

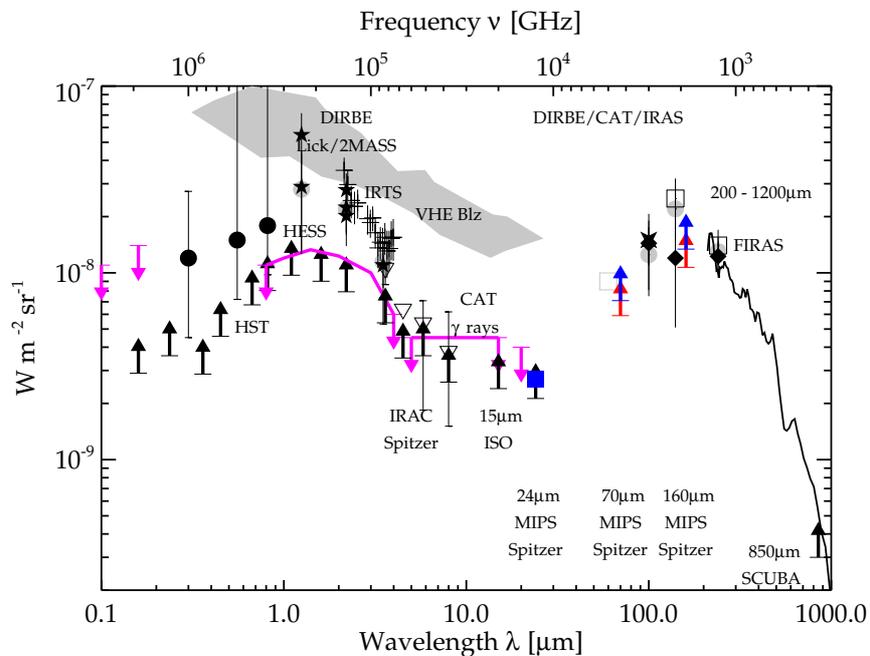


Figure I.14 – *Compilation des différentes contraintes observationnelles sur la valeur du fond diffus extragalactique. Extrait de Dole et al. (2006).*

Les fluctuations spatiales de cette émission diffuse, auxquelles on a accès via le spectre de puissance, sont plus faciles à mesurer que la valeur absolue de ce fond. Ces fluctuations ont été détectées pour la première fois par Lagache & Puget (2000). Ces dernières nous renseignent sur la distribution spatiale des galaxies (même de celles qui ne sont pas détectées) et permettent par exemple d'obtenir le biais de ces galaxies (voir chapitre III et Lagache et al. (2007)).

Enfin, on pourra noter qu'il existe un possible excès du fond diffus infrarouge dans l'infrarouge proche qui ne peut pas être résolu en sources individuelles. Certains auteurs ont interprété ce signal comme une signature de l'hypothétique «Population III» (Kashlinsky et al. 2005, 2007) mais cette interprétation est encore sujette à de vifs débats. Ces premières étoiles de très faible métallicité se seraient formées à $z = 10 - 30$, seraient très massives ($> 100M_{\odot}$) et pourraient être détectées dans l'infrarouge proche.

I.5 Le télescope spatial Spitzer

L'atmosphère terrestre est opaque au rayonnement infrarouge et il est donc très difficile de faire des observations dans cette gamme de longueur d'onde depuis le sol. IRAS (Neugebauer et al. 1984) a été le premier satellite infrarouge lancé. Il a fait pour la première fois un relevé presque complet (96%) du ciel à 12, 25, 60 et 100 μm . Le satellite américain COBE lancé en 1989 lui a succédé et a permis pour la première fois de détecter les anisotropies du fond diffus cosmologique et le fond diffus infrarouge. Douze ans après IRAS, en 1995, l'agence spatiale européenne lance ISO (Kessler et al. 1996), le premier observatoire spatial en infrarouge. ISO disposait de quatre instruments (un photomètre, une caméra et deux spectromètres). Il faudra encore attendre une dizaine d'année pour voir lancé Spitzer, le successeur d'ISO. Au cours de ma thèse, j'ai essentiellement utilisé les données provenant de ce télescope spatial que je décris en détail dans cette section. Viendront ensuite Herschel et Planck qui devraient être lancés début 2009. Parallèlement, d'énormes progrès technologiques dans le domaine sub-millimétrique sont faits et permettent la conception de nouveaux instruments comme ALMA ou APEX.

I.5.1 Description générale

Le télescope spatial Spitzer (anciennement nommé SIRTf, pour *Space InfraRed Telescope Facility*) a été lancé par la NASA en août 2003 (Werner et al. 2004). Il est le quatrième et dernier élément du programme *Great Observatories* de la NASA, qui comprend également les télescopes spatiaux *Hubble*, *Compton* et *Chandra*. Il couvre une gamme de longueur d'ondes quasiment inaccessible depuis le sol à cause de l'atmosphère terrestre qui est opaque

au rayonnement infrarouge.

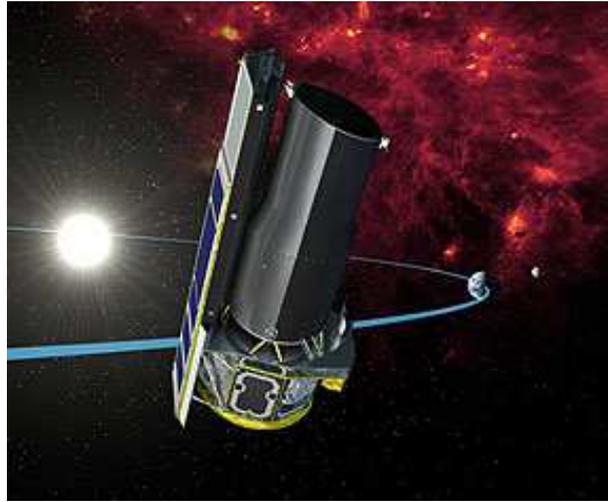


Figure I.15 – *Vue d'artiste du télescope spatial Spitzer.*

Le télescope est composé d'un miroir de 85 cm de diamètre et de trois instruments qui couvre presque tout le domaine de l'infrarouge (de 3.6 à 160 μm). Il est placé sur une orbite héliocentrique à la même distance du Soleil que la Terre et suit cette dernière. Cette position lui permet d'être refroidi passivement à 60 K. Il est en effet indispensable de refroidir les instruments et le télescope afin de diminuer l'émission thermique de ces derniers qui serait bien plus importante que le signal astrophysique que l'on souhaite détecter. De plus, le télescope tourne le dos au Soleil, ce qui permet de ne pas être gêné par l'émission solaire.

Le plan focal et les instruments sont refroidis à moins de 6 K par un bain d'Hélium liquide. C'est cette quantité d'Hélium qui fixe la durée de la mission. Les 360 litres embarqués devaient permettre à la mission de durer au moins 5 ans. Cet objectif a été atteint puisque les dernières estimations, au vu de la quantité d'Helium restante, prévoit la fin de la phase «froide» pour le printemps 2009. Après cette date, seuls les deux canaux à courte longueur d'onde (3.6 et 4.5 μm) seront encore utilisables.

I.5.2 Présentation des instruments

Trois instruments sont installés dans le flan focal de Spitzer :

- **IRAC** (Fazio et al. 2004b) (pour *Infrared Array Camera*) est une caméra à quatre canaux (3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm) qui peuvent être utilisés simultanément. Deux champs de vue adjacents sont observés en même temps grâce à un séparateur de faisceaux diélectrique (les canaux 3.6 et 5.8 μm voient la même portion de ciel et les canaux 4.5 et 8.0 μm observent une autre portion de ciel contiguë). Chacun des quatre détecteurs de la caméra est une matrice de 256x256 pixels de taille apparente $\sim 1.2''$. Chaque détecteur observe donc une

portion de ciel de $5.2' \times 5.2'$. Les deux détecteurs à plus courte longueur d'onde sont en InSb contrairement aux deux autres qui sont en Si:As. Cet instrument ne comprend pas de partie mobile.

La FWHM de la PSF est respectivement de 1.66, 1.72, 1.88 et 1.98'' pour les quatre canaux. Cette PSF est légèrement sous-échantillonnée. La sensibilité de cet instrument est donnée dans le tableau I.2

Frame Time (s)	3.6 μm	4.5 μm	5.8 μm	8.0 μm
200	0.40	0.84	5.5	6.9
100	0.60	1.2	8.0	9.8
30	1.4	2.4	16	18
12	3.3	4.8	27	29
2	32	38	150	92

Table I.2 – Sensibilité à $1-\sigma$ des quatre canaux de IRAC pour des sources ponctuelles et pour un continu faible (en μJy). D'après Fazio et al. (2004b).

- L'instrument **MIPS** (Rieke et al. 2004) (pour *Multiband Imaging Photometer for Spitzer*) permet à la fois de faire de l'imagerie et de la photométrie en bande large à 24, 70 et 160 μm et de faire de la spectroscopie basse résolution entre 55 et 95 μm . L'instrument comprend trois matrices indépendantes de détecteurs qui peuvent être utilisés simultanément. Cependant, comme ces détecteurs ne voient pas la même région du ciel, il est nécessaire de déplacer le télescope pour cartographier une région du ciel.

Le détecteur 24 μm contient 128×128 pixels de 1.25'' chacun ce qui fait une couverture totale de $5' \times 5'$ sur le ciel. Le détecteur à 70 μm aurait du avoir le même champ de vue, mais suite à un problème de câblage, celui-ci se trouve réduit à $2.5' \times 5'$, chacun des 16×32 pixels ayant une taille de 9.8''. Enfin, le détecteur à 160 μm contient uniquement deux rangées de 20 pixels qui couvrent une portion de ciel de $0.5' \times 5'$, chaque pixel ayant une taille de 16''. Le détecteur 24 μm est en Si:As alors que les deux autres détecteurs dans l'infrarouge lointain sont en Ge:Ga. Enfin, cet instrument contient un miroir mobile qui permet de scanner le ciel.

La taille de la PSF est respectivement de 6, 18 et 40'' (FWHM). Les sensibilités ainsi que le bruit de confusion sont donnés table I.3.

- **IRS** (Houck et al. 2004) (pour *Infrared Spectrograph*) est un spectrographe basse et moyenne résolution qui permet d'observer de 5.2 à 38 μm . Il est composé de quatre modules séparés, dont deux modules basse résolution ($R \sim 60 - 120$) et deux modules haute résolution ($R \sim 600$). Les deux modules basse résolution permettent d'observer chacun deux ordres. Aucune partie n'est mobile dans cet instrument et chaque module dispose de sa fente d'entrée dans le plan focal et de son détecteur. Quelques propriétés de ces modules sont résumées dans la table I.4. L'instrument dispose aussi de deux petites matrices de détecteurs (*peak-up*

	24 μm	70 μm	160 μm
Temps d'intégration (s/pix)	1200	600	120
Bruit de photon ($1-\sigma$)	20 μJy	0.25 mJy	1.9 mJy
Bruit de confusion ($1-\sigma$)	11 μJy	0.64 mJy	8 mJy

Table I.3 – Exemple de sensibilités ($1-\sigma$) obtenues pour un relevé de type GTO Deep (effectué en Slow Scan Map mode). Le bruit de photons est à comparer au bruit de confusion (Dole et al. 2003, 2004b).

arrays) qui permettent d'imager à 16 et 22 μm . Ces dernières offrent la possibilité de placer précisément les objets au centre de la fente.

Module	Abréviation	$[\lambda_{\min}; \lambda_{\max}]$	R	Détecteur
Short-Low	SL1	7.4 - 14.5	60-120	Si:As
	SL2	5.2 - 8.7		
Long-Low	LL1	19.5 - 38.0	60-120	Si:Sb
	LL2	14.0 - 21.3		
Short-High	SH	9.9 - 19.6	~ 600	Si:As
Long-High	LH	18.7 - 37.2	~ 600	Si:Sb

Table I.4 – Résumé de quelques caractéristiques du spectrographe IRS.

Les trois instruments du plan focal de Spitzer couvrent donc quasiment tout le domaine infrarouge et sont donc particulièrement utiles à l'étude des galaxies infrarouges (voir Figure I.16). Cet observatoire est également utile dans d'autres domaines de l'astrophysique, par exemple pour l'étude des naines brunes, des disques proto-planétaires ou des premières étoiles ou galaxies.

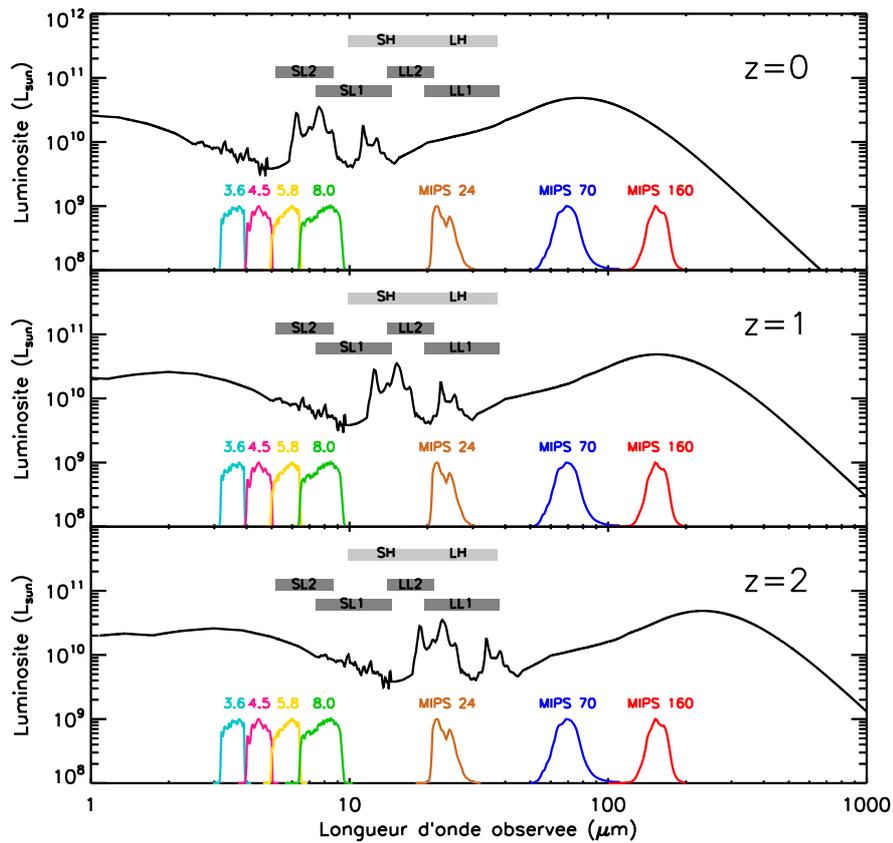


Figure I.16 – Illustration des capacités de Spitzer pour l'observation de galaxies infrarouges (ici une galaxie de $10^{11}L_{\odot}$) à différents redshifts ($z = 0$, $z = 1$ et $z = 2$). Les courbes de transmission des filtres IRAC et MIPS sont normalisées de façon arbitraire.

Chapitre II

Outils pour l'analyse des données spatiales

Sommaire

II.1 Construction de mosaïques	49
II.1.1 Reprojection	50
II.1.2 Rejet des rayons cosmiques	51
II.1.3 Combinaison des différentes images	53
II.2 Techniques de photométrie	54
II.2.1 Photométrie d'ouverture	54
II.2.2 Ajustement de PSF	60
II.2.3 Correction de couleur	62
II.3 Le stacking	63
II.3.1 Principe	63
II.3.2 Estimation des erreurs avec le bootstrap	66

Ce chapitre assez technique présente différents outils que nous avons été amenés à utiliser au cours de cette thèse. Nous présenterons dans un premier temps le principe de la construction de mosaïques pour l'instrument IRAC (décrit au paragraphe 1.5). Nous exposerons et discuterons ensuite différentes méthodes de photométrie. Enfin, il sera question de la technique d'empilement (ou de *stacking*) que nous avons abondamment utilisée tout au long de ces travaux.

II.1 Construction de mosaïques

Les détecteurs d'IRAC sont des matrices de 256x256 pixels et couvrent une région de 5'x5' sur le ciel. Or on effectue presque toujours des observations sur une région plus vaste. Il est

donc nécessaire de faire une mosaïque, c'est-à-dire d'assembler les différentes observations afin d'obtenir une grande et unique image.

Pour cela, il est commode d'utiliser le logiciel MOPEX¹ distribué par le SSC (Spitzer Science Center) qui présente plusieurs avantages : il interprète tout d'abord correctement les informations de distortion géométrique données dans l'en-tête des fichiers FITS. De plus, l'utilisateur a le choix entre plusieurs algorithmes pour supprimer les effets des rayons cosmiques sur les données. Enfin, c'est un logiciel très rapide.

Les méthodes de rejet des rayons cosmiques sont, de façon générale, d'autant plus performantes que le nombre de données est grand. C'est pourquoi il vaut mieux utiliser les données de type BCD (Basic Calibrated Data) distribuées par le SSC, que l'on peut par exemple télécharger sur la base de données à l'aide du logiciel Leopard², plutôt que les données post-BCD qui contiennent déjà une mosaïque par AOR (Astronomical Observation Request).

Les ajustements de cette méthode ont été effectués en compagnie de Aurèle Duval et Julien Annaloro, deux stagiaires de L3 que j'ai encadrés, et ont été appliqués à la construction des mosaïques des champs GTO du CDF-S, HDF-N, Lockman Hole et XMM. Les étapes importantes de l'algorithme sont détaillées dans les paragraphes suivants.

II.1.1 Reprojection

La première étape consiste à déterminer les paramètres astrométriques de la mosaïque finale étant donné un jeu d'images à mosaïquer. On obtient alors une grille sur laquelle toutes les images BCD vont être reprojctées. Il est à ce moment possible de choisir la taille des pixels de la mosaïque et il est recommandé de les prendre carrés³ (ce qui n'est pas toujours le cas par défaut).

Quatre algorithmes de reprojection sont proposés par MOPEX : nous avons utilisé celui dit de «Pixel Overlap Integration», qui est celui proposé par défaut. La valeur M_j du pixel j de la mosaïque finale est la somme des pixels initiaux I_i pondérée par les surfaces communes a_{ij} entre les pixels i et j :

$$M_j = \sum_i \frac{a_{ij}}{A_j} I_i \quad \text{avec} \quad A_j = \sum_i a_{ij} \quad (\text{II.1})$$

Cette projection est appliquée aussi bien aux images qu'aux cartes d'erreurs (dans ce cas, on a une somme quadratique).

1. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/postbcd/mopex.html>

2. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/propkit/spot/index.html>

3. car les procédures IDL de la librairie ASTRON ne fonctionnent pas correctement avec des pixels rectangulaires...

II.1.2 Rejet des rayons cosmiques

Des particules de haute énergie, les rayons cosmiques, viennent parfois frapper le détecteur au cours d'une observation et les pixels traversés par ces rayons cosmiques voient alors leur réponse grandement modifiée. Le passage d'astéroïdes, surtout lorsque les observations se font au voisinage de l'écliptique, peuvent également altérer les observations. Tous ces phénomènes transitoires ne nous intéressent en général pas et nous ne souhaitons pas qu'ils apparaissent sur la mosaïque finale. Il sera d'autant plus facile de détecter de tels phénomènes si on dispose d'un grand nombre d'observations (supérieur à 3) de la même zone du ciel, puisque par nature, ceux-ci n'apparaîtront que sur une seule observation. Cependant, on ne dispose parfois que d'une ou deux observations, tout particulièrement sur les bords de la région observée.

MOPEX propose quatre algorithmes qui permettent d'isoler les rayons cosmiques (ou n'importe quel autre phénomène passager) :

- **Filtrage spatial**

Le premier algorithme ne nécessite pas d'avoir plusieurs images de la même région. Il repose sur l'idée que les rayons cosmiques sont de petite taille et de très grande intensité. Il est nécessaire, pour utiliser cet algorithme, d'avoir préalablement enlevé le continu des images (par exemple avec un filtre médian). Le principe est illustré figure II.1.

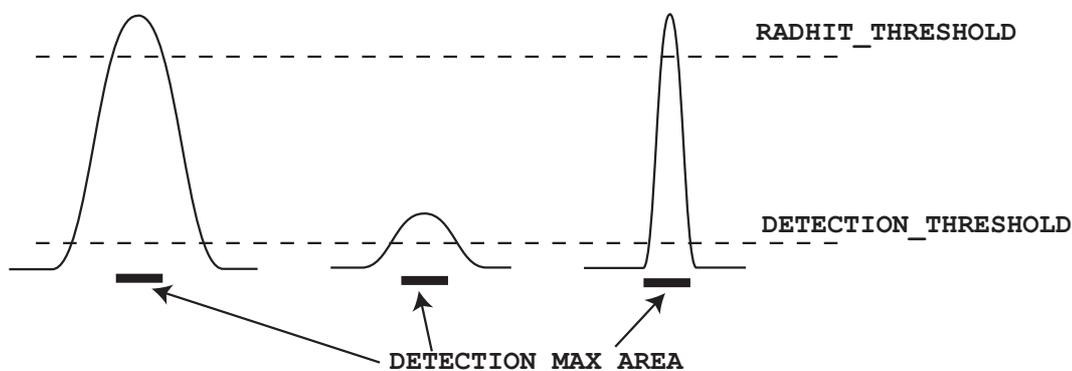


Figure II.1 – Illustration du principe de rejet des rayons cosmiques selon la méthode du filtrage spatial. D'après Spitzer Mosaicker.

Les trois paramètres ajustables de cet algorithme sont : le seuil de segmentation `SEGMENTATION_THRESHOLD`, le seuil de rayons cosmiques `RADHIT_THRESHOLD` et la surface maximale de détection `DETECTION_MAX_AREA`. Il commence par sélectionner tous les groupes de pixels contigus dont la valeur est supérieure au seuil de segmentation. Ensuite deux conditions doivent être satisfaites pour qu'un groupe de pixels soit considéré comme un rayon cosmique : premièrement, le nombre de pixels doit être inférieur au nombre de pixels maximum. Ce premier critère a pour effet de rejeter les vraies sources brillantes qui sont par nature plus

étendues (même si celles-ci sont ponctuelles...). Deuxièmement, la valeur du pixel le plus brillant du groupe doit être supérieure au seuil de détection des rayons cosmiques. Cette nouvelle condition permet de séparer les sources faibles des rayons cosmiques.

Cette méthode présente plusieurs limitations : les rayons cosmiques d'intensité modérée, ou qui ont frappé le détecteur avec une incidence rasante (et qui sont donc étendus) ne seront pas détectés. Cette méthode ne permet pas non plus de repérer les astéroïdes.

• Filtrage temporel

Cette méthode nécessite quant à elle plusieurs observations de la même région. En pratique, il en faut au moins deux, mais plus elles seront nombreuses et meilleur sera le filtrage. Toutes ces observations ont été préalablement reprojetees sur une grille commune (II.1.1) et pour chaque pixel de la nouvelle grille, on dispose de plusieurs observations I_k . On choisit de rejeter l'observation k si l'une des deux conditions suivantes n'est pas vérifiée :

$$\text{BOTTOM_THRESHOLD} \times \sigma < I_k - \bar{I} < \text{TOP_THRESHOLD} \times \sigma \quad (\text{II.2})$$

où `BOTTOM_THRESHOLD` et `TOP_THRESHOLD` sont deux paramètres ajustables et \bar{I} et σ sont respectivement la moyenne et l'écart-type de la distribution des I_k . Cependant si le nombre d'observations est faible, σ et I_k seront biaisés. Dans ce cas (si le nombre d'observations est inférieur à `MIN_PIX_NUM`), on peut préférer utiliser les cartes d'incertitudes qui fournissent également une estimation de σ : on prend alors le minimum des incertitudes des différentes observations.

• Filtrage spatio-temporel

Cette méthode plus complexe est une combinaison des deux précédentes. On commence par créer, pour chaque observation, une carte de détection comme dans l'algorithme de filtrage spatial. On compare ensuite ces différentes cartes de détection : tout pixel qui n'appartient à un objet détecté que sur une fraction d'images inférieure à `MAX_OUTL_FRAC` et sur un nombre d'images inférieur ou égal à `MAX_OUTL_IMAGE` est considéré comme un *dual-outlier*. Enfin, l'algorithme examine chaque groupe de pixels constituant une détection et le considère comme un rayon cosmique si plus de la moitié des pixels sont des dual-outliers. Cette dernière étape permet d'éliminer les faux pixels outliers. En effet, si dans un groupe de pixels, seuls quelques uns sont marqués comme des duals outliers, il y a de fortes chances pour que ça n'en soit pas et qu'ils aient été marqués comme tels parce qu'ils étaient sur le bord d'une source.

• Filtrage temporel par boîte

Cette méthode est très voisine du filtrage temporel présenté ci-dessus, mais elle permet de mieux gérer les cas où le nombre d'observations est faible. Avec cet algorithme, σ et \bar{I} ne

sont plus calculés sur l'échantillon des N observations du même pixel, mais sur l'échantillon composé des N observations des pixels d'une région de largeur `BOX_X` et de hauteur `BOX_Y` centré sur le pixel, ce qui permet d'augmenter la statistique.

On peut choisir d'appliquer plusieurs types de filtrages, ce qui est souvent un choix judicieux, car les différentes méthodes sont complémentaires. Pour notre part, nous avons choisi de combiner les résultats des trois premiers algorithmes (le dernier n'existait pas lorsque nous avons construit les mosaïques) En combinant toutes ces informations, on obtient finalement un *masque-R*. Dans ce masque, on attribue quatre bits à chaque pixel, chacun des bits correspondant à un des quatre algorithmes.

II.1.3 Combinaison des différentes images

Les pixels qui ont été marqués comme étant contaminés par un rayon cosmique par un des quatre algorithmes précédents sont tout d'abord masqués et doivent donc être reprojétés sur la nouvelle grille. En effet chaque pixel de la grille originale affecté par un rayon cosmique correspond en réalité à plusieurs pixels sur la nouvelle grille et le fait de le masquer affecte la valeur de ces pixels qui doivent donc être recalculés. On ne reprojette pas l'intégralité des images, mais seulement les pixels masqués afin d'économiser du temps de calcul.

Une fois cette opération effectuée, il ne reste plus qu'à combiner les différentes observations. On effectue une moyenne pondérée par les cartes d'erreur, dans laquelle les pixels masqués précédemment ne sont pas pris en compte. On obtient finalement la mosaïque, ainsi qu'une mosaïque d'erreurs et une mosaïque de couverture (nombre d'observations par pixel).

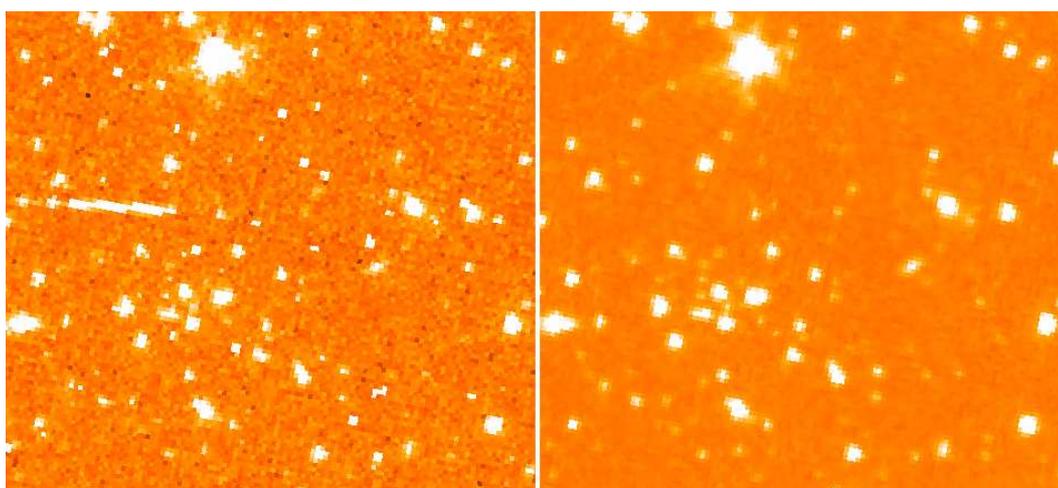


Figure II.2 – Comparaison d'une image BCD (à gauche) et de la mosaïque finale de cinq BCD (à droite) pour des données IRAC 3.6 μm . La taille du champ est environ 2.5'x2.5'. Les niveaux de couleurs sont les mêmes pour les deux images.

Une image BCD et le résultat de la mosaïque sont montrés figure II.2 : on remarque que de nombreux rayons cosmiques ont été supprimés. On remarque aussi que la mosaïque est moins bruitée : en effet, le rapport signal sur bruit augmente avec le temps d'intégration, ie. avec la combinaison d'observations indépendantes.

La table II.1 récapitule la valeur des différents paramètres que nous choisissons pour la construction des mosaïques IRAC des champs GTO.

II.2 Techniques de photométrie

Nous présentons ici deux méthodes qui permettent de mesurer le flux de sources ponctuelles, c'est-à-dire non résolues par l'instrument et dont l'image est donc la figure de diffraction de tout le système optique. On appellera PSF (pour Point Spread Function) l'image d'une source ponctuelle à travers tout le système. Dans le cas des données Spitzer il est recommandé d'extraire soi-même la PSF sur ses propres données : pour cela, il suffit de sélectionner une dizaine de sources brillantes, non résolues et isolées et de les additionner.

II.2.1 Photométrie d'ouverture

La photométrie d'ouverture consiste à intégrer l'énergie d'une source à travers une ouverture circulaire de rayon r_{ap} et centrée sur la source, et à lui soustraire la valeur du fond mesuré dans une couronne autour de la source, de rayon intérieur r_{in} et de rayon extérieur r_{out} .

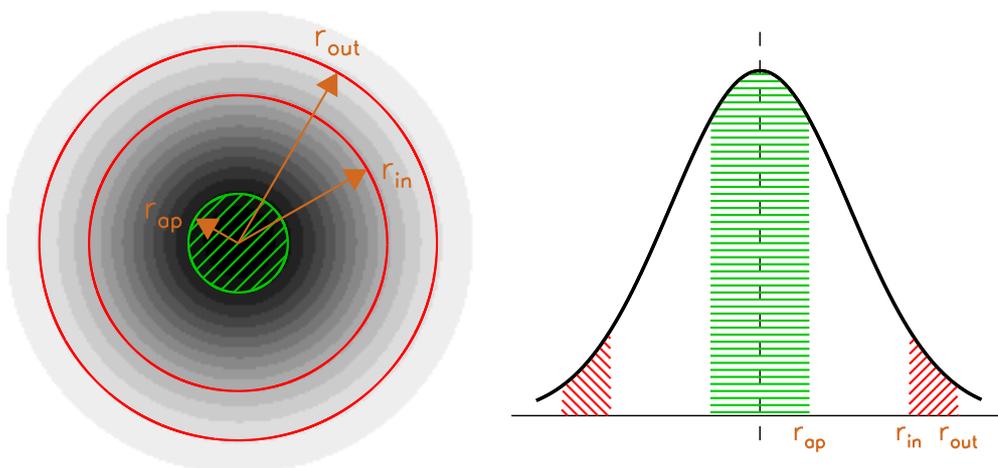


Figure II.3 – Illustration du principe de photométrie d'ouverture. La PSF est représentée en niveau de gris à gauche et en coupe à droite.

Supposons que l'on souhaite mesurer le flux S d'une source posée sur un fond de valeur

Module	Paramètre	Valeur
medfilter	WINDOW_X	40
	WINDOW_Y	40
	N_OUTLIERS_PER_WINDOW	1000
detect_radhit	DETECTION_MAX_AREA	7
	SEGMENTATION_THRESHOLD	2
	RADHIT_THRESHOLD	15
mosaic_int	INTERP_METHOD	1
detect	DETECTION_MAX_AREA	50000
	DETECTION_MIN_AREA	0
	DETECTION_THRESHOLD	3
mosaic_covg	TILEMAX_X	2000
	TILEMAX_Y	2000
mosaic_dual_outlier	MAX_OUTL_IMAGE	1
	MAX_OUTL_FRAC	0.5
level	THRESHOLD_RATIO	0.5
mosaic_outlier	THRESH_OPTION	1
	BOTTOM_THRESHOLD	3
	TOP_THRESHOLD	20
	MIN_PIX_NUM	4
	TILE_XSIZ	1000
	TILE_YSIZ	1000
mosaic_rmask	RM_THRES	0.5
	MIN_COVERAGE	3
	MAX_COVERAGE	100
mots-clés divers	have_uncertainties	1
	compute_uncertainties_internally	0
	use_outlier_for_rmask	1
	use_dual_outlier_for_rmask	1
	use_box_outlier_for_rmask	0
	sigma_weighted_coadd	1
	create_unc_mosaic	1

Table II.1 – Récapitulatif des différents paramètres utilisés pour la construction des mosaïques GTO de IRAC à toutes les longueurs d'onde.

B que l'on supposera uniforme. Le profil de cette source est $P(r, \theta)$ où r et θ sont analogues aux coordonnées polaires dont l'origine est prise au centre de la source mais r est ici un angle :

$$P(r, \theta) = S \times \text{PSF}(r, \theta) + B \quad (\text{II.3})$$

PSF(r, θ) est le profil de la PSF. Celui-ci est normalisé de façon à avoir $\iint \text{PSF}(r, \theta) r dr d\theta = 1$. La mesure du fond dans la couronne située entre les rayons r_{in} et r_{out} donne :

$$B_{\text{mes}} = \frac{1}{A_{\text{couronne}}} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} P(r, \theta) r dr d\theta \quad (11.4)$$

où A_{couronne} est l'aire de la couronne : $A_{\text{couronne}} = \pi(r_{\text{out}}^2 - r_{\text{in}}^2)$. On obtient alors :

$$B_{\text{mes}} = B + \frac{S}{A_{\text{couronne}}} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \text{PSF}(r, \theta) r dr d\theta \quad (11.5)$$

On mesure finalement le flux S_{mes} dans une ouverture de rayon r_{ap} en ayant pris soin de préalablement soustraire la valeur du continu estimée précédemment. On a :

$$S_{\text{mes}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_{\text{ap}}} (P(r, \theta) - B_{\text{mes}}) r dr d\theta \quad (11.6)$$

qui conduit à :

$$S_{\text{mes}} = S \times \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{r_{\text{ap}}} \text{PSF}(r, \theta) r dr d\theta - \frac{A_{\text{aperture}}}{A_{\text{couronne}}} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \text{PSF}(r, \theta) r dr d\theta \right] \quad (11.7)$$

où $A_{\text{aperture}} = \pi r_{\text{ap}}^2$ est l'aire de l'ouverture.

Ainsi le flux mesuré S_{mes} par photométrie d'ouverture est proportionnel au vrai flux S de la source. Le facteur de proportionnalité est appelé «correction d'ouverture». La valeur de cette correction ne dépend que de la PSF et des paramètres de photométrie (à savoir la valeur de r_{ap} , r_{in} et r_{out}) et peut être facilement calculée. Ce facteur tient compte du fait que seule une partie du flux de la source a été intégrée, et que le continu est légèrement surestimé car mesuré trop près de la source. En pratique, on choisit les rayons r_{ap} , r_{in} et r_{out} de façon à minimiser cette correction, ce facteur étant généralement compris entre 1 et 2.

Dans les faits, on choisira un rayon d'ouverture r_{ap} ni trop petit (car la statistique est moins bonne et car on est plus sensible à un éventuel défaut de centrage) ni trop grand (car on ne gagne plus en rapport signal sur bruit et on risque d'intégrer une partie du flux d'une source voisine). Une taille de l'ordre de la FWHM de la PSF semble optimum. Les rayons de la couronne r_{in} et r_{out} seront choisis un peu plus grands, de l'ordre de quelques fois la FWHM. Le choix de ces valeurs est aussi le fruit d'un compromis : d'une part le rayon de la couronne doit être inférieur à la taille des éventuelles inhomogénéités du continu afin de mesurer le plus précisément possible la valeur du continu sous la source, et d'autre part la largeur de cette couronne doit être assez grande pour avoir un nombre de pixels suffisants dans la couronne pour estimer le continu le plus précisément possible.

L'estimation de la correction d'ouverture est un point délicat, même si le principe est simple. Il suffit en effet de mesurer le flux d'une PSF avec les paramètres décrits plus haut et de comparer au flux absolu de cette PSF. C'est ce dernier point (la normalisation de la PSF)

qui pose problème car il est difficile de connaître le «flux d'une PSF» lorsque celle-ci a été extraite sur les données car on ne connaît pas la valeur absolue du continu. Autrement dit il est difficile d'estimer précisément l'énergie contenue dans les ailes de la PSF et cette énergie n'est en général pas négligeable. Par exemple, pour les PSF de l'instrument MIPS, environ 15% de l'énergie est contenue dans les pixels situés à des distances supérieures à $4 \times \text{HWHM}$ ⁴ du centre de la PSF.

Nous avons adopté cette méthode de photométrie pour les données provenant de l'instrument IRAC et également pour les données provenant de MIPS 70 et MIPS 160. A $24 \mu\text{m}$ nous avons préféré la méthode décrite au paragraphe suivant. Les valeurs des paramètres utilisés pour la photométrie sont récapitulées dans le tableau II.2.

Instrument	r_{ap}	$[r_{\text{in}} ; r_{\text{out}}]$	Correction d'ouverture
IRAC $3.6 \mu\text{m}$	$1.5''$	adaptatif	1.74
IRAC $4.5 \mu\text{m}$	$1.5''$	adaptatif	1.83
IRAC $5.8 \mu\text{m}$	$1.5''$	adaptatif	2.18
IRAC $8.0 \mu\text{m}$	$1.5''$	adaptatif	2.44
MIPS $24 \mu\text{m}$	$6.6''$	$[20'' ; 32'']$	1.65
MIPS $70 \mu\text{m}$	$18''$	$[50'' ; 70'']$	1.68
MIPS $160 \mu\text{m}$	$25''$	$[80'' ; 110'']$	2.19

Table II.2 – Récapitulatif des différents paramètres utilisés pour la photométrie d'ouverture pour les différentes longueurs d'onde Spitzer. A $24 \mu\text{m}$, où nous avons très peu utilisé cette méthode, nous avons reporté dans cette table les valeurs données dans le Handbook.

Aux longueurs d'onde IRAC, la densité de sources est très grande et l'estimation du continu peut-être biaisée par la présence d'une ou plusieurs sources dans la couronne. Nous avons donc mis au point une méthode pour optimiser le rayon de la couronne afin d'éviter la présence de sources dans cette couronne. L'épaisseur de la couronne est fixe et vaut $2''$, mais le rayon peut quant à lui varier de 7 à $26''$ par pas de $1''$. Pour chacune de ces couronnes, on mesure $|\gamma|\sigma$ où σ et γ sont respectivement l'écart-type et l'asymétrie (*skewness*) de la distribution des pixels contenus dans la couronne. On cherche ensuite le minimum de cette fonction. En effet, si aucune source n'est présente dans la couronne, la distribution des valeurs des pixels est gaussienne ($\gamma = 0$) et σ mesure le bruit de photons. En revanche si des sources sont présentes dans la couronne, celles-ci vont modifier la distribution des pixels en ajoutant des pixels plus brillants : l'asymétrie ne sera donc plus nulle et l'écart-type σ sera plus grand. Minimiser $|\gamma|\sigma$ revient donc à chercher des couronnes non contaminées par des sources. Un exemple du résultat de cette optimisation est donné figure II.4.

Nous avons utilisé la procédure `aper` du package DAOPHOT pour faire de la photométrie

4. Half Width Half Maximum

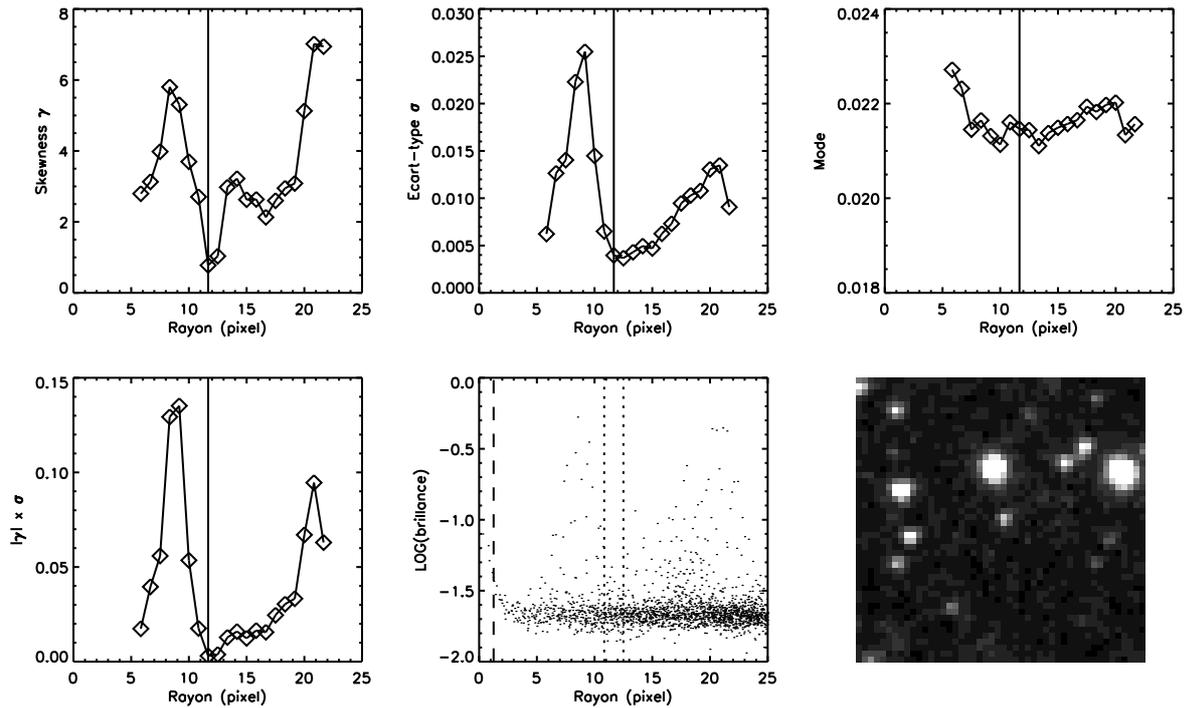


Figure II.4 – Illustration de la méthode d'optimisation du rayon de la couronne servant à mesurer le continu dans le cas de la photométrie IRAC (ici à $3.6 \mu\text{m}$). De haut en bas et de gauche à droite sont tracées, l'asymétrie γ , l'écart-type σ , le mode et la quantité $|\gamma|\sigma$ de la distribution des pixels situés dans une couronne de rayon donné en abscisse et de largeur $2''$. Le cinquième graphe représente le profil radial de la source dont on souhaite mesurer le flux. Enfin le dernier graphe est une image de $\sim 1 \times 1'$ centrée sur la source. Dans les quatre premiers graphes, le trait vertical correspond au résultat de l'optimisation (ie. au minimum de $|\gamma|\sigma$). Dans le cinquième graphe, le trait vertical en tirets longs représente le rayon d'ouverture et les traits verticaux en tirets courts délimitent la région finalement retenue pour estimer la valeur du continu. Le rayon est donné en pixel, la taille d'un pixel étant de $1.22''$.

d'ouverture. Cette fonction retourne également les erreurs sur le flux qui sont exprimées de la façon suivante : $\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}$ où :

- σ_1 est l'erreur due au bruit de photons. On peut l'estimer à partir de la carte d'erreur en sommant quadratiquement les erreurs des pixels contenus dans l'ouverture de rayon r_{ap} .
- σ_2 est l'erreur induite par la non uniformité du fond. En notant σ l'écart-type de la distribution des pixels de la couronne, on a $\sigma_2 = \sqrt{A_{\text{ouverture}}/A_{\text{pixel}}}$ σ où A_{pixel} est la surface d'un pixel.
- σ_3 est l'erreur sur l'estimation de la valeur du fond : $\sigma_3 = \sqrt{\frac{A_{\text{ouverture}}^2}{A_{\text{couronne}}}}$ σ . En pratique cette erreur est négligeable devant σ_2 si on estime le fond sur un nombre de pixels suffisant (c'est-à-dire plus grand que le nombre de pixels à l'intérieur de l'ouverture).

Enfin, il est possible, étant donné une carte, de déterminer son seuil de détection. Pour cela, on mesure le flux par photométrie d'ouverture à un grand nombre de positions aléatoires. L'écart-type de la distribution des flux obtenus donne le seuil de détection à $1-\sigma$. Comme on tombe parfois sur des sources, l'histogramme des flux mesurés est biaisé vers les grands flux et il convient de rejeter les outliers avant d'estimer l'écart-type. Un exemple est donné figure II.5. Cette méthode présente l'avantage de tenir compte de toutes les sources d'incertitude (bruit de photons, bruit de confusion, erreur de photométrie...). On considèrera, en général, les sources détectées si leur flux est supérieur à 3 fois le seuil de détection précédemment estimé.

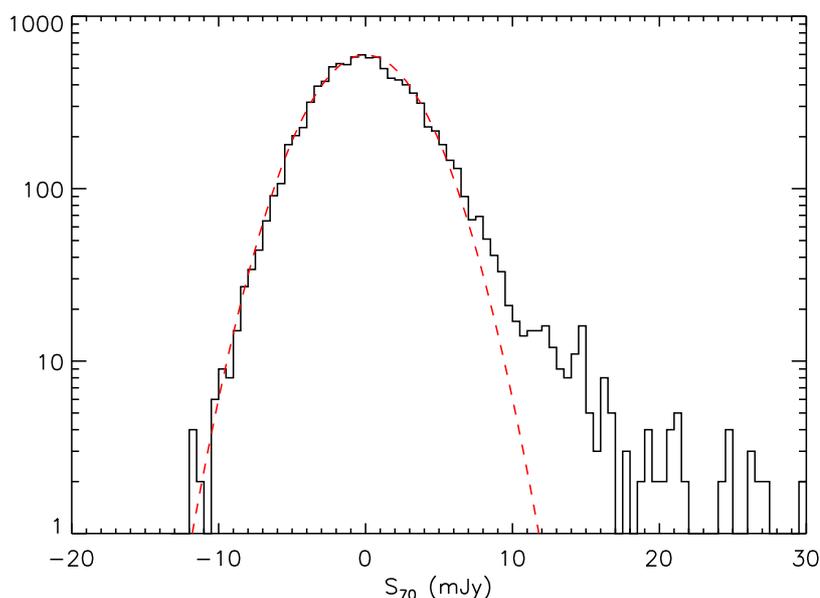


Figure II.5 – Histogramme des flux mesurés à 10000 positions aléatoires dans le champ CDF-S sur la carte MIPS 70 μm . La ligne en tirets rouge est une gaussienne d'écart-type $\sigma = 3.3 \text{ mJy}$.

Le principal avantage de cette technique de photométrie est qu'elle est très robuste et permet de mesurer le flux de sources faibles, voire à la limite de détection ($2-3 \sigma$). Cependant, elle n'est pas adaptée aux cas où la confusion due à la forte densité de sources domine et où certaines sources peuvent alors être très proches. En effet, si le rayon d'ouverture est trop grand, on intégrera une partie du flux de la source voisine, ce qui n'est pas souhaitable. La technique d'ajustement de PSF présentée au paragraphe suivant permet de se sortir de ce cas de figure.

• Calibration en flux

Les cartes IRAC provenant de l'archive Spitzer sont déjà calibrées et elles sont en MJy/sr. En revanche, les cartes MIPS réduites avec le DAT (Gordon et al. 2005) ne le sont pas : elles sont en unités «instrumentales». Pour obtenir des cartes en MJy/sr, il faut multiplier

ces dernières par 0.047, 702 et 44.6 à 24, 70 et 160 μm respectivement ⁵.

Ensuite, pour obtenir des flux en mJy, il faut multiplier le résultat retourné par la procédure de photométrie d'ouverture par $10^{-6} \times \left(\frac{\text{pixsize}[\text{''}]}{3600} \frac{\pi}{180} \right)^2 \times 10^{-3}$ où pixsize est la taille d'un pixel.

Enfin, si l'on souhaite obtenir des magnitudes, il suffit d'appliquer la relation :

$$m_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{S_\nu}{S_{\nu,\text{ref}}} \right) \quad (\text{II.8})$$

où $S_{\nu,\text{ref}}$ est le flux de référence à la longueur d'onde considérée et pour le système de magnitude considéré. Dans le système de magnitude AB, le flux de référence ne dépend pas de la longueur d'onde et vaut : $S_{\nu,\text{ref(AB)}} = 3631$ Jy. En revanche dans le système de magnitude Véga, le flux de référence est égal au flux de l'étoile Véga à la longueur d'onde considérée. Ces flux de référence sont donnés dans la table II.3 pour les sept longueurs d'onde de Spitzer.

Instrument	$S_{\nu,\text{ref(Vega)}} \text{ (Jy)}$
IRAC 3.6 μm	280.9
IRAC 4.5 μm	179.7
IRAC 5.8 μm	115.0
IRAC 8.0 μm	64.1
MIPS 24 μm	7.14
MIPS 70 μm	0.775
MIPS 160 μm	0.159

Table II.3 – Flux de référence pour le système de magnitude Véga pour les sept longueurs d'onde Spitzer (d'après les Handbook d'IRAC et de MIPS).

II.2.2 Ajustement de PSF

Cette technique, comme son nom l'indique, consiste à ajuster une (ou plusieurs) PSF sur les données. Elle est plus communément appelée *PSF fitting*. Considérons un champ contenant N sources de flux S_i . On ajustera alors la fonction suivante aux données (en minimisant les résidus) :

$$f(x, y) = \sum_{i=1}^N S_i \times PSF(x - x_i, y - y_i) + B_i \quad (\text{II.9})$$

où les x_i et y_i sont les positions des différentes sources et les B_i sont le continu sous chaque source. Il y a donc 4 paramètres libres par source à ajuster.

5. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mips/calib/conversion.html>

Comme précédemment, cette méthode requiert la connaissance de la PSF et le point délicat est la normalisation de la PSF qu'on utilise : il faut en effet que celle-ci vérifie $\iint \text{PSF}(x, y) dx dy = 1$.

On opère généralement de façon itérative. L'algorithme commence par détecter les sources les plus brillantes dans la carte et ajuste des PSF sur celles-ci et soustrait le meilleur ajustement. Il continue ensuite, en détectant les sources plus faibles et en les soustrayant à leur tour et détecte ainsi de suite des sources de plus en plus faibles. Ceci permet de détecter des sources faibles qui auraient été cachées derrière des sources brillantes. Enfin un ajustement final, reprenant toutes les sources préalablement détectées est effectué. Nous avons utilisé l'algorithme *starfinder*. Un exemple est donné figure II.6. On remarquera en particulier que les deux sources voisines au centre ont été correctement séparées.

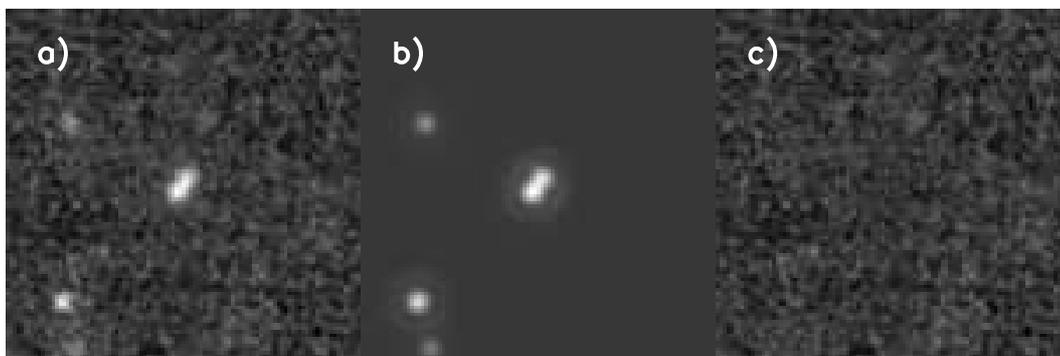


Figure II.6 – Illustration de la méthode d'ajustement de PSF sur une région de $2' \times 2'$ du champ Boötes à $24 \mu\text{m}$. a) Image originale. b) Meilleur ajustement trouvé par l'algorithme *starfinder*. c) Résidus.

Enfin, nous avons comparé les résultats obtenus avec cette méthode de photométrie à ceux obtenus avec la technique de photométrie d'ouverture (figure II.7). L'accord est généralement très bon (13% rms) excepté pour quelques sources qui sont résolues. En effet la méthode d'ajustement de PSF n'est pas du tout adaptée au cas des sources résolues, contrairement à la photométrie d'ouverture qui peut donner un résultat correct, à condition d'intégrer dans un grand rayon (et de rendre ainsi la correction d'ouverture faible).

Nous avons choisi de ne pas utiliser cette méthode de photométrie à 70 et $160 \mu\text{m}$ car les résultats dépendaient énormément de la PSF choisie. De plus, comme le nombre de sources brillantes à ces longueurs d'onde est faible, l'extraction d'une PSF propre sur les données est très délicate. La photométrie d'ouverture dépend elle aussi de la PSF (via la correction d'ouverture) mais cette dépendance nous a semblée plus faible.

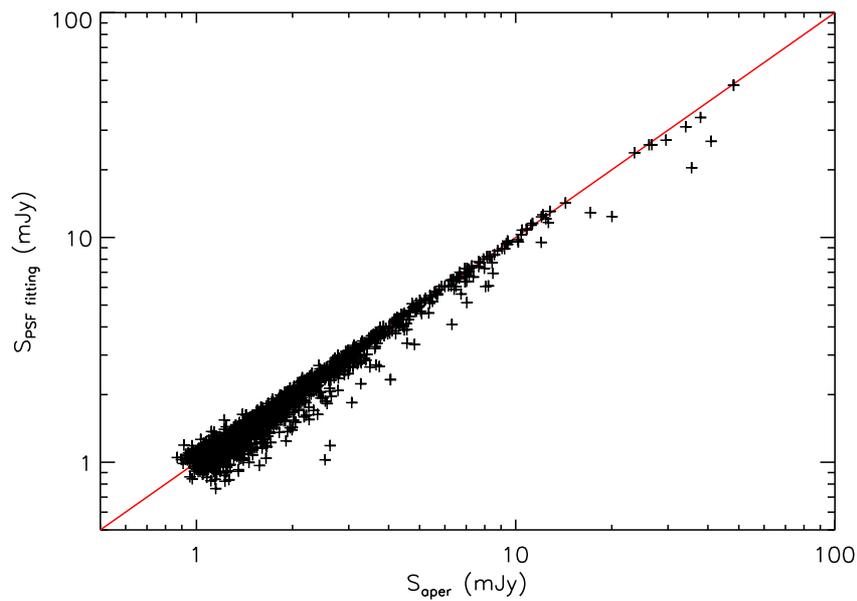


Figure II.7 – Comparaison des flux obtenus avec les deux méthodes de photométrie (photométrie d'ouverture en abscisse, ajustement de PSF en ordonnée) pour un échantillon de 1356 sources $24 \mu\text{m}$ dans le champ Boötes. La droite rouge est la droite de pente 1 passant par l'origine.

II.2.3 Correction de couleur

Supposons que la source observée ait la distribution spectrale d'énergie donnée par $S_\nu(\lambda)$ où S_ν est en $\text{WHz}^{-1} \text{m}^{-2}$. On observe cette source à travers un filtre \mathcal{F} de réponse spectrale $\mathcal{R}(\lambda)$ (proportionnel au nombre d'électrons produits par la détection d'un seul photon de longueur d'onde λ)⁶.

Le signal détecté quand on observe cette source dans le filtre \mathcal{F} est proportionnel au nombre d'électrons créés, c'est-à-dire à $\int_0^\infty (\lambda \mathcal{R}(\lambda)) S_\nu(\lambda) d\nu$. Le coefficient de proportionnalité est le coefficient de calibration qui a été obtenu en mesurant des sources de flux connu. Ce coefficient de calibration dépend donc de la forme du spectre des sources de référence. On utilise généralement la convention suivante : les coefficients de calibration sont donnés pour un spectre de référence de la forme $\nu S_{\nu, \text{eff}} = \text{cte}$. Cette convention est celle utilisée pour IRAC ; pour MIPS on utilise comme spectre de référence celui d'un corps noir à 10000 K. Dès lors, comme les sources observées n'ont généralement pas le même spectre que celui de

6. Les transmissions des filtres MIPS sont données en électrons par unité d'énergie sur le site du SSC. En divisant ces courbes par λ , on se ramène à des transmissions en électrons/photon. Les transmissions des filtres IRAC sont déjà en électrons/photon.

référence, il est nécessaire d'appliquer une correction K dite de couleur dont l'expression est :

$$K = \frac{\int_0^\infty (\lambda \mathcal{R}(\lambda)) \frac{S_\nu(\lambda)}{S_\nu(\lambda_{\text{eff}})} d\nu}{\int_0^\infty (\lambda \mathcal{R}(\lambda)) \frac{S_{\nu,\text{ref}}(\lambda)}{S_{\nu,\text{ref}}(\lambda_{\text{eff}})} d\nu} \quad (\text{II.10})$$

où λ_{eff} est la longueur d'onde effective du filtre \mathcal{F} . Cette longueur d'onde effective est définie différemment pour IRAC et pour MIPS :

$$\lambda_{\text{eff, IRAC}} = \frac{\int_0^\infty \mathcal{R}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \lambda^{-1} \mathcal{R}(\lambda) d\lambda} \quad \text{et} \quad \lambda_{\text{eff, MIPS}} = \frac{\int_0^\infty \lambda \mathcal{R}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \mathcal{R}(\lambda) d\lambda} \quad (\text{II.11})$$

On pourra trouver les valeurs des corrections de couleurs tabulées pour quelques formes de spectre (corps noir de différentes températures et powerlaw avec différents exposants) dans les Handbook des instruments IRAC⁷ et MIPS⁸. Ces corrections sont généralement faibles (inférieures à 10%). On pourra enfin consulter le site du SSC (http://ssc.spitzer.caltech.edu/postbcd/cookbooks/synthetic_photometry.html) qui a développé une librairie (*Spitzer Synthetic Photometry*) qui permet de calculer ses propres corrections de couleur.

Nous n'avons pas appliqué de correction de couleur sur les flux que nous avons mesurés.

II.3 Le stacking

Le *stacking* (ou empilement) est une technique très puissante qui consiste à combiner les observations de différentes sources (mais présentant des propriétés physiques semblables) afin d'augmenter le rapport signal sur bruit et d'obtenir des informations moyennes. Nous présenterons dans cette partie, le principe de cette méthode que nous avons beaucoup utilisée, ainsi qu'une méthode pour estimer les erreurs sur le résultat obtenu et enfin le lien entre le stacking et la fonction de corrélation angulaire.

J'ai développé au cours de ma thèse une librairie de fonctions IDL qui code tous les outils présentés dans cette partie et qui sera rendue publique prochainement.

II.3.1 Principe

L'observation d'un objet à différentes longueurs d'onde permet d'obtenir des informations sur la nature de cet objet et des processus physiques qui y ont lieu. Il est donc très intéressant

7. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irac/dh/iracdatahandbook3.0.pdf>

8. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mips/dh/mipsdatahandbook3.3.pdf>

de combiner les données provenant de longueur d'ondes différentes. Malheureusement, malgré de récentes avancées technologiques, les détecteurs dans certaines gammes de longueur d'ondes restent moins sensibles. C'est en particulier le cas dans l'infrarouge lointain et le domaine sub-millimétrique où viennent en plus s'ajouter des problèmes de confusion. Ainsi, certains objets faibles ne sont détectés qu'à une seule longueur d'onde (par exemple $24 \mu\text{m}$) et pas aux autres (70 ou $160 \mu\text{m}$).

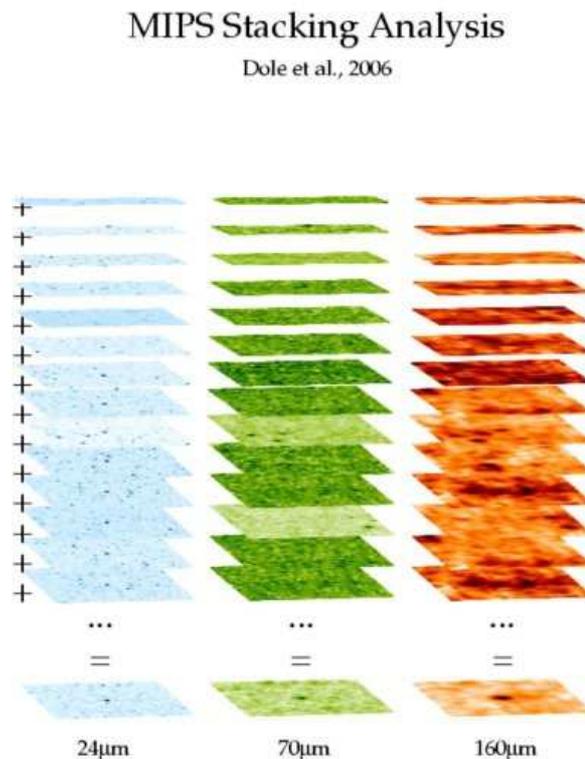


Figure II.8 – Illustration de la méthode de stacking où on stacke à 70 et $160 \mu\text{m}$ des sources détectées à $24 \mu\text{m}$.

Comme le montre la figure II.8, le stacking consiste à extraire des petites images centrées sur les sources aux longueurs d'onde où on ne les détecte pas et ensuite à sommer (ou plutôt faire la moyenne) de toutes ces petites images. Comme le bruit, qui empêche la détection individuelle des sources, est poissonien, le rapport signal sur bruit de la moyenne va augmenter comme \sqrt{N} où N est le nombre d'images combinées. On observe finalement la détection d'une source moyenne là où on ne détectait aucun signal. Il est important de noter que cette méthode ne permet pas d'obtenir d'informations individuelles sur les sources. Il convient alors de sélectionner correctement l'échantillon initial à stacker afin que les sources soient physiquement semblables et que le stacking ait un sens.

On peut noter qu'il est envisageable d'effectuer le stacking sur un catalogue de flux plutôt que sur les images elles-mêmes, ce qui serait beaucoup plus rapide. Pour cela, il suffirait de mesurer le flux des sources à stacker (par photométrie d'ouverture) bien que celles-ci

ne soient pas détectées individuellement. L'inconvénient de cette méthode est que les effets d'environnements que nous allons présenter au paragraphe III.4 ne sont pas bien contrôlés et seront probablement plus difficiles à corriger. Nous n'avons pas utilisé cette technique.

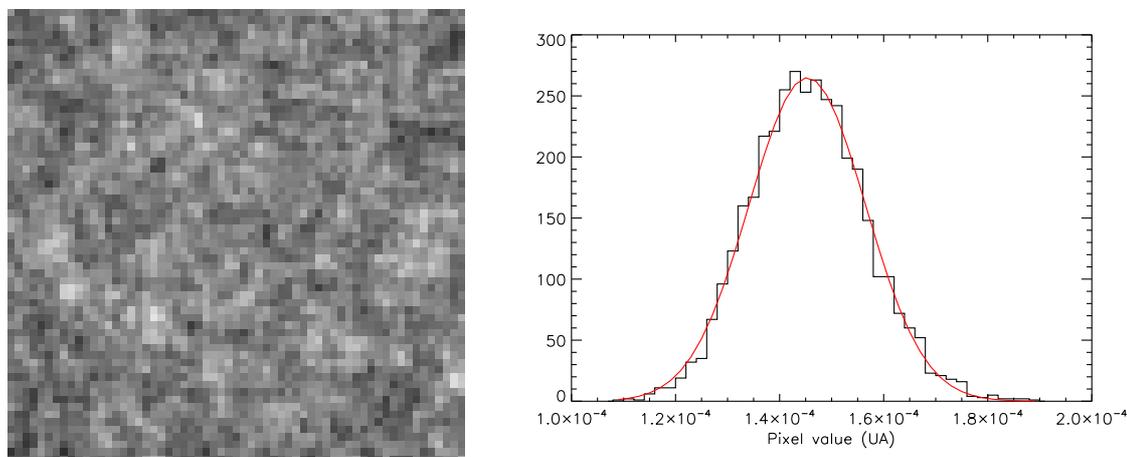


Figure II.9 – Résultat du stacking à $70 \mu\text{m}$ dans le champ CDF-S de 1000 images centrées à des positions aléatoires. A gauche : image stackée. A droite : histogramme des valeurs des pixels (en unité arbitraire) de l'image obtenue ; la ligne rouge est une gaussienne.

Un des premiers tests que l'on peut faire est de vérifier qu'on n'a pas de signal lorsqu'on stacke à des positions aléatoires sur la carte : le résultat est montré figure II.9. On remarque en particulier que la distribution des pixels est bien gaussienne.

On peut également vérifier que le bruit diminue bien comme $1/\sqrt{N}$. Pour cela nous avons stacké N images à des positions aléatoires et nous avons mesuré d'une part le bruit sur l'image résultante (en mesurant le flux à des positions aléatoires sur la petite carte et en calculant ensuite l'écart-type des valeurs obtenues) et d'autre part l'écart-type de la distribution des pixels de l'image stackée. Le résultat est montré figure II.10. L'écart-type des pixels diminue bien comme $1/\sqrt{N}$ alors que l'erreur photométrique diminue quant à elle légèrement moins rapidement (la pente est de -0.43) car elle tient compte à la fois du bruit de photons (qui diminue bien comme $N^{-1/2}$) mais aussi de l'erreur sur l'estimation de la valeur du ciel.

Nous avons également testé l'effet d'un rééchantillonnage avant de faire le stacking. Celui-ci consiste à réinterpoler (de façon bilinéaire) chaque petite image extraite sur une grille décalée d'une fraction de pixel par rapport à la grille initiale de façon à ce que la source soit au centre du pixel central⁹. Pour faire ce test, nous avons distribué aléatoirement 1000 sources sur une carte. Nous avons pris des PSF de type *top-hat* de rayon r_0 , c'est-à-dire que le signal vaut 1 à l'intérieur de ce rayon et est nul à l'extérieur. Nous avons ensuite stacké toutes ces sources, avec et sans rééchantillonnage et nous avons comparé les profils obtenus à ceux de la PSF. Nous avons fait ceci pour différentes valeurs du rayon r_0 (1.5, 2, 2.5, 3, 5 et 8 pixels) (voir figure II.11). De façon assez surprenante, on constate que le ré-échantillonnage

9. Les images extraites sont carrées et ont un nombre de pixels impair

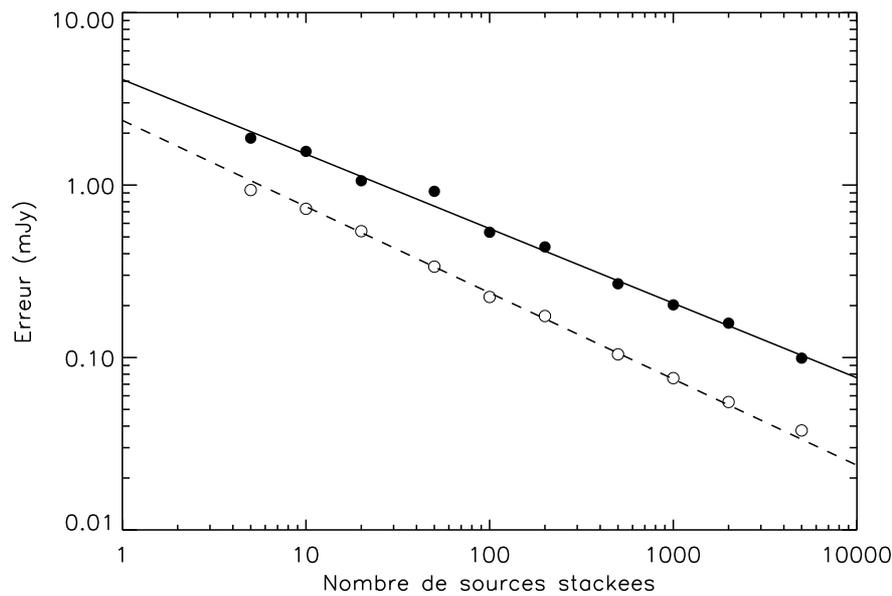


Figure II.10 – Variation de l'erreur du stacking en fonction du nombre d'images stackées. Les points pleins correspondent à l'erreur photométrique (en mJy) et les points vides à la dispersion des pixels de l'image stackée (en unité arbitraire et décalé de façon arbitraire). La droite en trait continu est le meilleur ajustement des points pleins : on trouve une pente de -0.43 . La droite en tiret est le meilleur ajustement des points vides et la pente a été fixée à -0.5 . Cette simulation a été effectuée dans le CDF-S à $70 \mu\text{m}$.

n'aide pas à reconstituer le profil de la PSF mais a tendance à diluer celui-ci. En effet, le ré-échantillonnage par interpolation bilinéaire (ou linéaire) lisse le signal. Il n'est donc pas utile de re-échantillonner l'image avant de faire le stacking.

Enfin il arrive parfois que le bruit ne soit pas uniforme sur la carte, les bords du champ ayant été observés moins longtemps par exemple. On peut alors souhaiter pondérer le stacking par une carte de poids $w = 1/\sigma^2$ où σ est la carte de bruit. La valeur du pixel repéré par les coordonnées i et j de l'image stackée S est alors donnée par :

$$S_{ij} = \frac{\sum_k w_{k,ij} M_{k,ij}}{\sum_k w_{k,ij}} \quad (\text{II.12})$$

où les M_k sont les petites images que l'on stacke et les w_k les cartes de poids associées.

II.3.2 Estimation des erreurs avec le bootstrap

Le terme *bootstrap* fait référence à une légende allemande dans laquelle le baron Münchhausen racontait qu'il s'était tiré lui-même d'un marécage en se tirant par la boucle (*strap*)

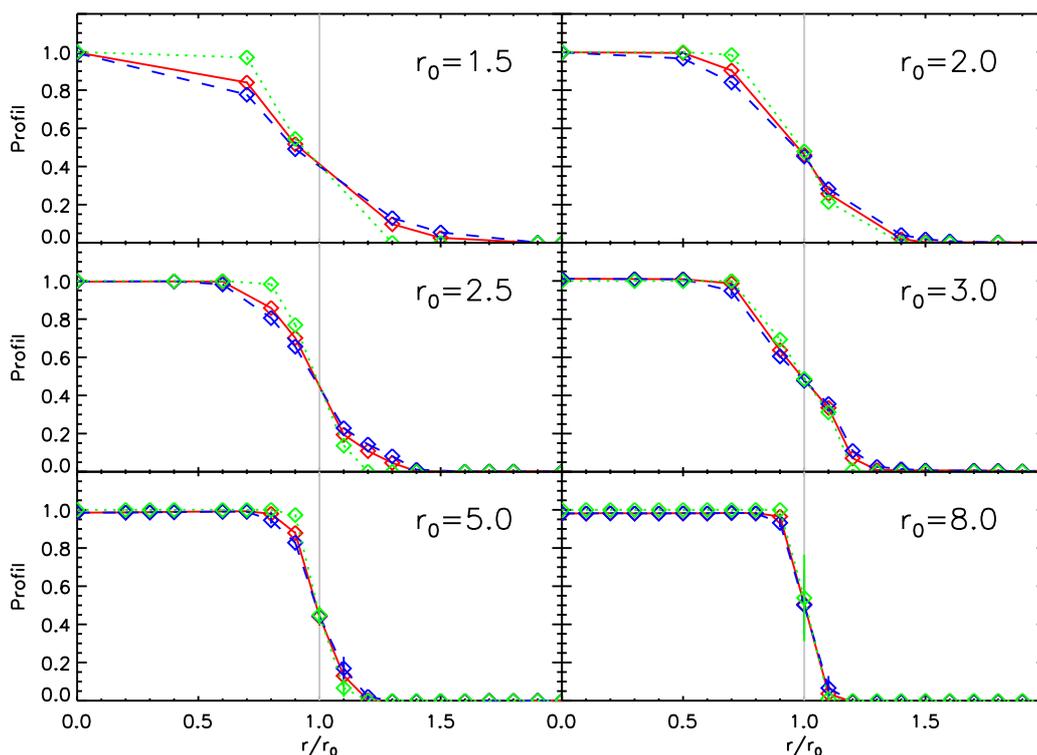


Figure II.11 – Effet du re-échantillonnage lors du stacking avec différents rayons r_0 de PSF. On compare le profil des images stackées obtenues (avec re-échantillonnage en tiret bleu ; sans re-échantillonnage avec la ligne continue rouge) au profil attendu (ligne pointillée verte).

de ses bottes. Le bootstrap est une méthode statistique qui permet d'obtenir l'incertitude sur n'importe quelle grandeur estimée sur une distribution en n'utilisant rien d'autre que la distribution elle-même. Cette méthode, très gourmande en temps de calcul, a été introduite par Efron au début des années 80 (Efron 1982, par exemple).

Supposons que l'on ait un échantillon \mathbf{x} de N_s éléments que l'on notera $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_{N_s})$. On calcule sur cet échantillon un estimateur $\mathcal{E}(\mathbf{x})$ et on souhaite déterminer l'incertitude $\sigma_{\mathcal{E}(\mathbf{x})}$ sur cet estimateur. Pour cela, on construit N_b échantillons de bootstrap \mathbf{x}_k^* de la façon suivante : chaque échantillon est constitué de N_s éléments tirés *avec remise* parmi les éléments de \mathbf{x} . C'est à dire qu'un échantillon de bootstrap contient certains éléments en double, d'autres en triple... mais ne contient pas tous les éléments de \mathbf{x} . On calcule alors l'estimateur pour chacun des \mathbf{x}_k^* : $\mathcal{E}(\mathbf{x}_k^*)$. On calcule enfin l'écart-type σ_b :

$$\sigma_b = \frac{1}{N_b - 1} \sum_{k=1}^{N_b} (\mathcal{E}(\mathbf{x}_k^*) - \bar{\mathcal{E}})^2 \quad \text{où} \quad \bar{\mathcal{E}} = \frac{1}{N_b} \sum_{k=1}^{N_b} \mathcal{E}(\mathbf{x}_k^*) \quad (\text{II.13})$$

qui converge vers $\sigma_{\mathcal{E}(\mathbf{x})}$ quand $N_b \rightarrow \infty$.

Dans le cas du stacking, l'échantillon est composé des N_s sources que l'on veut stacker et l'estimateur est la photométrie sur l'image stackée. Le bootstrap revient donc à reprendre tout

le processus du stacking avec un échantillon initial légèrement modifié et étudier comment le résultat final (c'est-à-dire le flux moyen mesuré) s'en trouve modifié. Ceci est fait N_b fois. Cette estimation de l'incertitude contient donc des informations à la fois sur la distribution de flux sous-jacentes des sources stackées, sur le bruit instrumental mais aussi sur toutes les erreurs introduites au cours des processus de stacking (ré-échantillonnage par exemple) et de photométrie.

Notons S_k les flux des N_s sources que l'on stacke et supposons que ceux-ci sont issus d'une loi de probabilité $\mathcal{P}(S)$ caractérisée par ses moments μ_i d'ordre i :

$$\mu_1 = \int S d\mathcal{P} \quad \text{et} \quad \mu_i = \int (S - \mu_1)^i d\mathcal{P}, \quad i \geq 2 \quad (\text{II.14})$$

On note M_i les moments empiriques d'ordre i :

$$M_1 = \frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{N_s} S_k \quad \text{et} \quad M_i = \frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{N_s} (S_k - M_1)^i, \quad i \geq 2 \quad (\text{II.15})$$

qui convergent vers les moments μ_i de la distribution de probabilité quand $N_s \rightarrow \infty$. Chaque flux S_k est mesuré avec une erreur ϵ_k . Cette erreur peut avoir de nombreuses origines (bruit de photons, erreur lors de la photométrie ou lors du stacking...). On obtient alors les flux $S'_k = S_k + \epsilon_k$. On supposera que les ϵ_k suivent une loi de probabilité gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type σ_{noise} . On note également σ_ϵ l'écart-type des ϵ_k qui converge vers σ_{noise} quand $N_s \rightarrow \infty$. On note M'_k les moments empiriques de l'échantillon des flux mesurés :

$$M'_1 = \frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{N_s} S'_k \quad \text{et} \quad M'_i = \frac{1}{N_s - 1} \sum_{k=1}^{N_s} (S'_k - M'_1)^i, \quad i \geq 2 \quad (\text{II.16})$$

On peut en particulier montrer que :

$$M'_2 = M_2 + \sigma_\epsilon^2 + 2 \text{cov}(S_k, \epsilon_k) \quad (\text{II.17})$$

où $\text{cov}(S_k, \epsilon_k)$ est la covariance des échantillons $(S_k)_k$ et $(\epsilon_k)_k$. La variance empirique de l'échantillon est donc due aussi bien à la distribution intrinsèque des sources qu'aux erreurs de mesure. L'erreur σ_b mesurée via le bootstrap converge vers $\sqrt{\frac{M'_2}{N_s}}$ quand $N_b \rightarrow \infty$ et la variance empirique M'_2 converge elle-même vers $\mu_2 + \sigma_{\text{noise}}^2$ quand $N_s \rightarrow \infty$. Ceci peut-être résumé de la façon schématique suivante :

$$\sqrt{N_s} \sigma_b \xrightarrow{N_b \rightarrow \infty} \sqrt{M'_2} \xrightarrow{N_s \rightarrow \infty} \sqrt{\mu_2 + \sigma_{\text{noise}}^2} \quad (\text{II.18})$$

En plus d'estimer l'incertitude sur le flux moyen, le bootstrap permet donc, à condition que l'échantillon contienne suffisamment de sources et que l'on soit capable d'estimer de façon suffisamment précise σ_{noise} , de remonter à la distribution intrinsèque des sources.

Une question qui se pose alors naturellement est de savoir comment choisir le nombre d'échantillons de bootstrap N_b . Nous avons étudié cette question avec Mathilde Jauzac au

cours de son stage de M2. Pour cela nous avons généré un échantillon gaussien¹⁰ de N_s éléments de variance empirique M . Nous avons ensuite déterminé l'erreur sur la moyenne donnée par le bootstrap avec un nombre d'échantillon de bootstrap N_b . On obtient alors l'erreur relative $\epsilon = \frac{\sqrt{N_s}\sigma_b - M}{M}$. Nous avons effectué 1000 réalisations de cette expérience et déterminé l'écart-type des erreurs relatives. Ceci a été fait pour différentes valeurs de N_s et de N_b . Cette erreur relative ne dépend pas du nombre de sources N_s et vaut approximativement $\frac{1}{\sqrt{2N_b}}$ (voir figure II.12). Ainsi $N_b = 5000$ permet d'obtenir l'incertitude sur la moyenne avec une précision de 1% (1- σ).

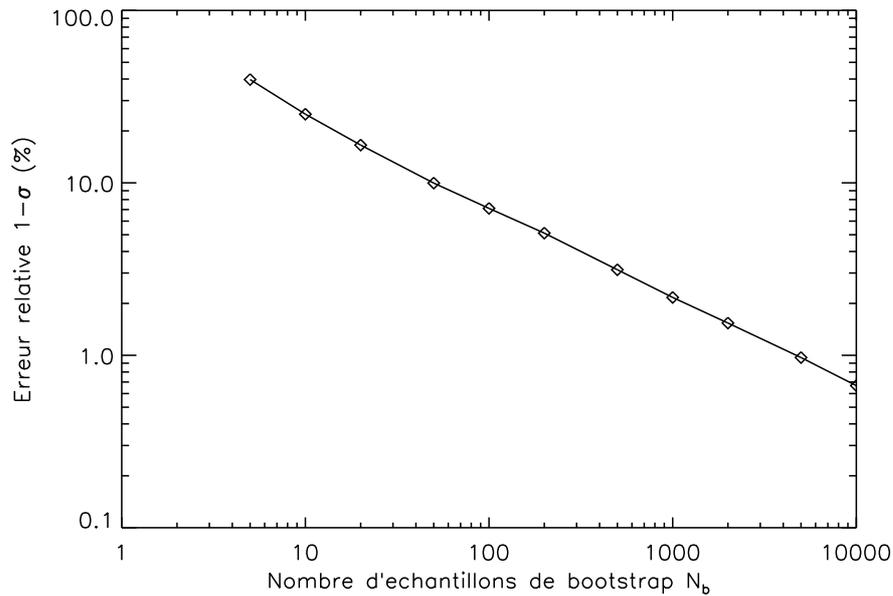


Figure II.12 – Erreur relative de l'incertitude σ_b déterminée avec le bootstrap en fonction du nombre d'échantillons de bootstrap N_b (σ_b est comparé à $\sqrt{M'_2}$). Cette erreur ne dépend pas du nombre de sources N_s .

Cependant, si on cherche à déterminer la dispersion intrinsèque de la population $\sigma_{pop} = \sqrt{\mu_2}$, on va être limité par le nombre de sources N_s de notre échantillon. En effet, l'écart-type empirique $\sqrt{M'_2}$ d'un échantillon de N_s sources, est une bonne approximation de σ_{pop} à un certain pourcentage près donné par

$$\eta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha - 1}{N_s} - \frac{2(\alpha - 2)}{N_s^2} + \frac{\alpha - 3}{N_s^3}} \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} \quad (II.19)$$

Il ne servira donc plus à rien d'augmenter indéfiniment N_b pour obtenir $\sqrt{M'_2}$ avec une très bonne précision puisque cette grandeur ne restera qu'une valeur approchée de σ_{pop} à cause du nombre limité de sources dans l'échantillon. On pourra dans ce cas considérer qu'il ne

10. Nous avons vérifié que les résultats qui suivent ne sont pas modifiés si l'échantillon n'est pas gaussien.

sert à rien d'estimer l'écart-type empirique à mieux que $\sim \eta/3\%$ puisque celui-ci n'est qu'une approximation de σ_{pop} à $\eta\%$ près. On peut alors en déduire un nombre optimal d'échantillons de bootstrap $N_{b,\text{optimal}} \sim \frac{5}{\eta^2}$, si on est intéressé par la mesure de σ_{pop} . Dans le cas où la distribution intrinsèque des sources est gaussienne, on a $\alpha = 3$ et le nombre de bootstraps optimal est $\sim 10N_s$. Ceci est illustré figure II.13.

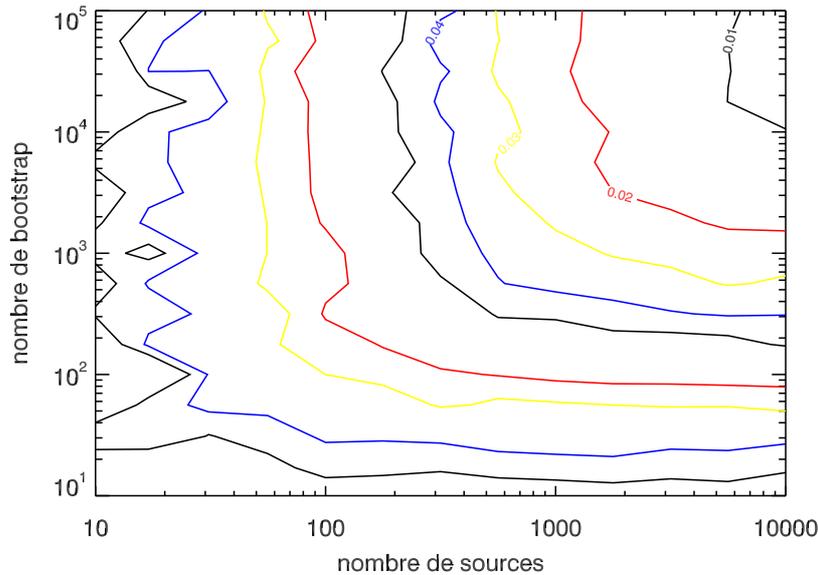


Figure II.13 – Erreur relative de l'incertitude σ_b , déterminée avec le bootstrap en fonction du nombre d'échantillons de bootstrap N_b (σ_b est comparé à $\mu_2 + \sigma_{\text{noise}}^2$). Les courbes de niveau représentent respectivement 1, 2, 3, 4, 5, 8, 10, 15 et 20% d'erreur. Extrait du rapport de stage de M2 de Mathilde Jauzac.

Enfin, on peut noter qu'on utilise parfois une méthode voisine du bootstrap : le *jackknife*. Celle-ci consiste à rejeter une source de l'échantillon $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_{N_s})$ pour obtenir un échantillon \mathbf{x}_j de $N_s - 1$ sources. On calcule alors les N_s valeurs $\mathcal{E}(\mathbf{x}_j)$ de l'estimateur \mathcal{E} puis l'écart-type $\sigma_{\text{jackknife}}$ des valeurs obtenues. Cet écart-type est un estimateur de l'incertitude sur $\mathcal{E}(\mathbf{x})$. Cette méthode est en général moins précise (le biais et la variance sont plus grands) que le bootstrap.

Chapitre III

Corrélation spatiale des galaxies infrarouges

Sommaire

III.1 Introduction	72
III.2 Anisotropies du fond diffus infrarouge	75
III.2.1 Formalisme	75
III.2.2 Résultats	76
III.3 Une nouvelle méthode pour estimer $\omega(\theta)$	78
III.3.1 Principe	78
III.3.2 Comparaison à d'autres estimateurs	79
III.3.3 Limitations et améliorations possibles	80
III.4 Implications pour le stacking	81
III.4.1 Lien entre le stacking et la corrélation spatiale des sources	82
III.4.2 Ordre de grandeur des effets de la corrélation	83
III.4.3 Validation sur des simulations	84
III.4.4 Perspectives	87
III.5 Résultats et comparaisons	88
III.5.1 Corrélation des sources sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$	88
III.5.2 Corrélation des sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$	89

Les galaxies ne sont pas distribuées de façon uniforme dans le ciel. En effet, celles-ci suivent, de façon plus ou moins biaisée, la distribution sous-jacente de matière noire. Les simulations numériques montre que la matière noire a probablement une distribution filamentaire (un peu comme une éponge) avec des grandes bulles (~ 10 Mpc) quasiment vides et de longs filaments (~ 100 Mpc) plus denses. Aux points de rencontre de ces filaments, on trouve les amas de galaxies. Cette structure est illustrée figure I.5.

L'étude de la distribution spatiale des galaxies apporte donc des informations sur la distribution de la matière noire dans l'Univers et peut aider à comprendre comment se sont formées ces structures cosmiques. De plus, cet outil est également utile pour comprendre le lien entre la structure de matière noire et la formation des galaxies, en particulier celle des galaxies massives qui sont aux nœuds de cette structure cosmique.

Nous présenterons tout d'abord quelques résultats récents sur la distribution spatiale des galaxies infrarouges et leurs implications pour la formation de ces dernières. Pour la première fois, la signature de la corrélation des galaxies a été détectée dans les anisotropies du CIB à $160 \mu\text{m}$ par Lagache et al. (2007) : ce point fera l'objet d'une seconde partie. Nous présenterons ensuite une nouvelle méthode pour estimer la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ et verrons comment la méthode de stacking présentée précédemment est biaisée par les effets de corrélation. Enfin, nous validerons notre méthode d'estimation de la fonction de corrélation angulaire sur des données en comparant à des travaux déjà publiés.

III.1 Introduction

Comprendre comment se sont formées les galaxies massives est une étape importante dans la compréhension de la formation des galaxies. On pense que les structures actuelles se sont formées par amplification des fluctuations initiales du champ de densité primordial. D'après le modèle hiérarchique de formation des structures, les galaxies massives se seraient formées par fusions successives de halos de matière noire moins massifs (Cole et al. 2000; Granato et al. 2000; Hatton et al. 2003). D'un autre côté, plusieurs études semblent montrer que les galaxies massives se sont formées à grand redshift sur des courtes échelles de temps (~ 0.1 Gyr) (Cimatti et al. 2004, par exemple).

L'étude de la distribution spatiale des galaxies permet de mieux comprendre comment les processus de formation stellaire et d'assemblage (en masse) des galaxies sont modifiés par les interactions entre galaxies et les fusions de halos de matière noire. Il existe principalement deux outils statistiques qui permettent de sonder la distribution spatiale des galaxies : la fonction de corrélation spatiale (ou angulaire si on ne dispose pas des redshifts) (celles-ci ont été présentées au paragraphe 1.3.1) et le spectre de puissance des anisotropies du fond diffus infrarouge. Ces deux méthodes permettent de sonder, aux petites échelles, la corrélation des galaxies au sein d'un même halo de matière noire, et aux plus grandes échelles la corrélation entre halos de matière noire (voir par exemple Magliocchetti et al. (2007) ou Knox et al. (2001) pour plus d'informations sur le formalisme). La première de ces méthodes permet d'étudier les populations de galaxies qui sont détectées. On peut également séparer ces galaxies selon leur morphologie, leur masse, leur redshift (ou n'importe quel autre paramètre physique pertinent) et comparer les fonctions de corrélations angulaires obtenues pour

différents sous-échantillons. La deuxième méthode, à savoir l'étude des anisotropies du fond diffus infrarouge, permet quant à elle d'étudier la corrélation des galaxies non détectées.

De telles études nécessitent des observations à la fois profondes (pour sonder l'Univers lointain) et couvrant une grande surface (afin d'avoir une bonne statistique). Le satellite Spitzer a permis de faire ce genre d'analyse. Waddington et al. (2007) ont mesuré le paramètre A de la fonction de corrélation angulaire pour 11 échantillons sélectionnés en flux à $3.6 \mu\text{m}$. Ces galaxies tracent au premier ordre la masse stellaire déjà assemblée. En utilisant un modèle pour estimer la distribution en redshift de leurs sources, ils ont pu mesurer la longueur de corrélation r_0 et la variation de celle-ci avec le redshift (on rappelle que plus le paramètre r_0 est grand et plus les galaxies en question sont corrélées, voir paragraphe 1.3.1). Dans cette étude, le paramètre γ a été fixé à 1.8. A $z \lesssim 0.5$, r_0 reste constant et vaut $6.1 \pm 0.5 h^{-1} \text{ Mpc}$ et, à plus grand redshift, r_0 décroît pour atteindre $2.9 \pm 0.3 h^{-1} \text{ Mpc}$ à $z \sim 1$. Cette décroissance peut-être interprétée comme une variation avec le redshift de la fraction de galaxies de type elliptiques et spirale dans l'échantillon. En effet ces deux types de galaxies n'ont pas les mêmes distributions spatiales (Madgwick et al. 2003).

Il est également intéressant d'étudier la corrélation angulaire des galaxies infrarouges qui tracent principalement les régions de forte formation stellaire dans l'Univers : c'est une façon de voir quels effets ont l'environnement, les interactions et les fusions entre galaxies sur la formation stellaire. Les premières mesures de la corrélation spatiale des galaxies infrarouges ont pu être faite à l'aide de IRAS qui a observé tout le ciel. Ces études ont montré que les galaxies détectées par IRAS à $60 \mu\text{m}$ (qui sont locales) sont faiblement corrélées ($r_0 \sim 3.8 h^{-1} \text{ Mpc}$) (Saunders et al. 1992; Moore et al. 1994; Fisher et al. 1994). Gonzalez-Solares et al. (2004) a également mesuré la fonction de corrélation des galaxies sélectionnées à $15 \mu\text{m}$ dans ELAIS, le plus grand champ observé par ISO (4 deg^2). Les résultats sont comparables à ceux obtenus par IRAS, à savoir que les galaxies infrarouges locales sont faiblement corrélées. Toutefois ces résultats sont limités aux galaxies locales et à de petits échantillons. Grâce à Spitzer il a été possible d'étudier la corrélation spatiale des galaxies infrarouges jusqu'à $z \sim 2$.

Farrah et al. (2006) ont pu étudier la corrélation angulaire des galaxies infrarouges de type ULIRGs peu lumineuses dans le visible et situées à des redshifts $z \sim 1.7$ et $z \sim 2.5$. Ils ont mesuré une très forte corrélation angulaire pour ces deux échantillons (voir figure III.1) : $9.4 \pm 2.2 h^{-1} \text{ Mpc}$ à $z \sim 1.7$ et $14.4 \pm 2.0 h^{-1} \text{ Mpc}$ à $z \sim 2.5$. Ces longueurs de corrélation sont bien plus grandes que celles déjà mesurées aux mêmes redshifts mais sur d'autres échantillons. Ceci implique que ces galaxies résident dans des halos de matière noire très massifs ($\sim 6 \times 10^{13} M_\odot$). En utilisant différents modèles de croissance des halos de matière noire, ils prédisent que les halos qui contiennent la population à $z \sim 1.7$ contiendront des amas aussi bien pauvres que riches à $z = 0$ alors que les halos contenant la population d'ULIRGs à $z \sim 2.5$ contiendront les amas les plus riches à $z = 0$. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Magliocchetti et al. (2007) qui ont étudié la corrélation d'un échantillon de galaxies

sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ ($S_{24} > 350 \mu\text{Jy}$) et situées à $z \sim 2$. Ces derniers ont trouvé que ces galaxies étaient parmi les plus corrélées et devaient résider dans des halos de matière noire plus massifs que $10^{13.4} M_{\odot}$.

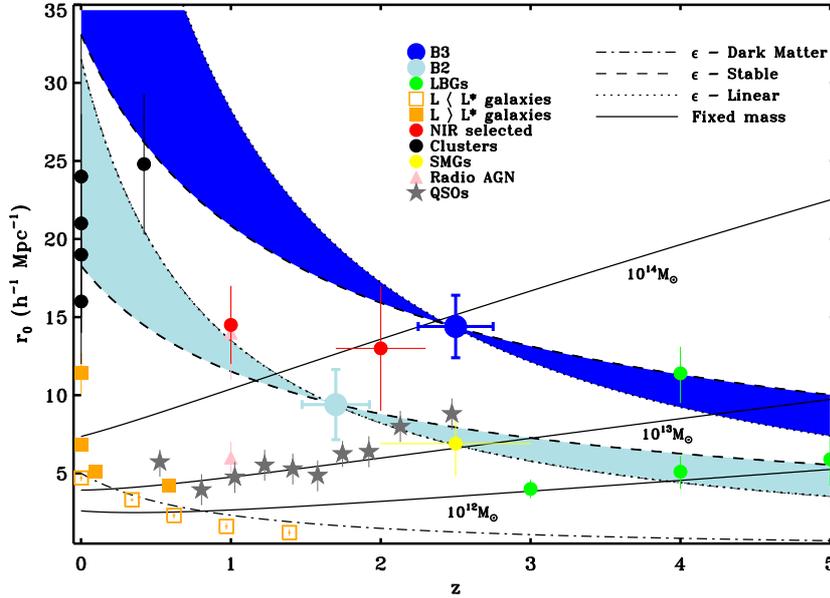


Figure III.1 – Evolution de la longueur de corrélation comobile r_0 avec le redshift obtenue pour différentes populations. Les régions colorées représentent l'évolution du halo de matière noire en fonction du redshift pour différents modèles plausibles. Les lignes continues sont des lignes d'iso-masse. Extrait de Farrah et al. (2006).

La corrélation spatiale des galaxies sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ et à $z \sim 1$ a été étudiée par Gilli et al. (2007) à l'aide des données profondes du relevé GOODS ($S_{24} > 20 \mu\text{Jy}$). Leur échantillon a une luminosité infrarouge médiane modérée ($L_{\text{IR}} \sim 5 \times 10^{10} L_{\odot}$). Cet échantillon est relativement peu corrélé ($r_0 = 4.0 \pm 0.4 h^{-1} \text{ Mpc}$). En ne considérant que les LIRGs, ils obtiennent une longueur de corrélation légèrement plus élevée : $r_0 \sim 5.1 h^{-1} \text{ Mpc}$ ce qui les place dans des halos de matière noire de masse $\sim 3 \times 10^{12} M_{\odot}$. Ceci semble montrer que les galaxies à plus fort taux de formation stellaire sont contenues dans des halos plus massifs.

On peut également citer les travaux de Magliocchetti et al. (2008) qui ont mesuré la corrélation angulaire de deux populations sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ ($S_{24} > 400 \mu\text{Jy}$) situées à des redshifts différents ($0.6 < z < 1.2$ et $z \geq 1.6$). La population à plus grand redshift est la plus corrélée ($r_0 = 15.9$ contre 8.5 Mpc) et réside dans des halos plus massifs ($\gtrsim 10^{13} M_{\odot}$ contre $\sim 10^{12}$). La population à grand redshift semble donc de nature complètement différente et pourrait être les progéniteurs des galaxies elliptiques géantes situées au centre des amas riches à $z = 0$. La masse stellaire de ces galaxies semble déjà formée à $z \sim 2$ alors que, les galaxies sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ à $z \sim 1$ semblent avoir une formation stellaire beaucoup plus étalée dans le temps.

Toutes ces études tendent à montrer que, d'une part, les galaxies infrarouges très brillantes situées à grand redshift sont très corrélées et que, d'autre part, les galaxies locales le sont peu. Ceci suggère que la formation stellaire se déplace progressivement dans des structures de moins en moins massives au fur et à mesure que le redshift décroît.

III.2 Anisotropies du fond diffus infrarouge

Nous avons présenté dans l'introduction quelques résultats récents obtenus sur la distribution spatiales des galaxies infrarouges. Les outils utilisés dans les travaux (fonction de corrélation angulaire et spatiale) nécessitent de connaître la position (et éventuellement le redshift) des sources. Il faut donc que celles-ci soient détectées. L'étude des anisotropies du fond diffus infrarouge (CIB) est une méthode complémentaire qui permet de sonder la population des galaxies non détectées (en fait plus particulièrement les galaxies qui dominent les fluctuations du fond). Nous présentons dans ce paragraphe une étude récente sur la détection, pour la première fois, d'un signal de corrélation dans les anisotropies du CIB à 160 μm . Ces travaux, auxquels j'ai participé, sont présentés dans le papier de Lagache et al. (2007).

III.2.1 Formalisme

L'étude des anisotropies du fond diffus infrarouge se fait par l'intermédiaire de son spectre de puissance (le carré moyenné par bande de nombre d'onde k du module de la transformée de Fourier de l'image). Celui-ci contient plusieurs contributions puisque la carte initiale est en réalité la somme de plusieurs signaux : les cirrus galactiques qui forment un avant plan, le fond diffus infrarouge (avec une partie poissonnienne et une partie corrélée) et le bruit, le tout étant convolué par la PSF. Le spectre de puissance angulaire peut donc s'écrire :

$$P(k) = [P_{\text{cirrus}}(k) + P_{\text{clustering}}(k) + P_{\text{poisson}}(k)] \times \gamma(k) + N(k) \quad (\text{III.1})$$

où

- k est le nombre d'onde à 2 dimensions ($k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$) qui s'exprime en arcmin^{-1} .
- $P_{\text{cirrus}}(k)$ est le spectre de puissance des cirrus galactiques. C'est lui qui domine aux grandes échelles (ie. aux petites valeurs de k). Ce spectre de puissance est une loi de puissance : $P_{\text{cirrus}}(k) \propto k^{-3}$, mais l'exposant peut varier avec la longueur d'onde (Miville-Deschênes et al. 2007, par exemple).
- $P_{\text{clustering}}(k)$ est le spectre de puissance du signal de corrélation des sources. Nous expliquons ci-dessous comment celui-ci peut être calculé.
- $P_{\text{poisson}}(k)$ est le bruit de poisson des sources. Il a donc un spectre plat : $P_{\text{poisson}}(k) = P_{\text{poisson}}$. Il est possible de diminuer la valeur de cette contribution en soustrayant préalablement les sources résolues de la carte.

- $\gamma(k)$ est la fonction instrumentale (TF de la PSF). Cette fonction domine aux petites échelles spatiales (grandes valeurs de k) et empêche donc de mesurer du signal à ces échelles.
- $N(k)$ est le spectre de puissance du bruit.

Le spectre de puissance des anisotropies corrélées peut être modélisé de la façon suivante (Knox et al. 2001) (nous ne considérons ici que la partie linéaire, c'est-à-dire la corrélation entre halos de matière noire, et pas la corrélation entre galaxies au sein d'un même halo) :

$$P_{\text{clustering}}(k) = \int \frac{dz dr}{r^2} \frac{dr}{dz} a^2(z) \bar{j}_\nu^2(z) b^2 P_{\text{DM}}(k_{3\text{D}}, z) \quad (\text{III.2})$$

où $k_{3\text{D}}$ est le nombre d'onde à 3 dimensions ($k_{3\text{D}} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$), r est la distance comobile, a est le facteur d'échelle, $\bar{j}_\nu^2(z)$ est la densité d'émissivité (par unité de volume comobile) à la fréquence ν des sources situées au redshift z , b est le biais que l'on suppose constant, $P_{\text{DM}}(k, z)$ est le spectre de puissance de la matière noire au redshift z . On peut distinguer plusieurs termes dans cette intégrale : un terme géométrique ($\frac{dz dr}{r^2} \frac{dr}{dz} a^2(z)$), un terme d'émission $\bar{j}_\nu^2(z)$ que l'on peut calculer à partir du modèle de Lagache et al. (2004) et le spectre de puissance de la matière noire qui peut être calculé à partir de la théorie de croissance linéaire des perturbations (voir paragraphe I.2.4). Enfin, puisque nous avons supposé le biais constant, on peut sortir le facteur b^2 de l'intégrale et le spectre de puissance des anisotropies corrélées est alors tout simplement proportionnel à b^2 . Ainsi, plus le biais sera important et plus le signal de corrélation sera important et donc facile à détecter.

III.2.2 Résultats

Nous avons utilisé pour cette étude les données MIPS 160 μm provenant du relevé SWIRE dans le champ Lockman Hole. Ce champ couvre une surface de $\sim 10 \text{ deg}^2$. Les données ont été préalablement nettoyées : en particulier, les stries qui résultent de la stratégie d'observation (Scan Map Mode) ont été enlevées par filtrage dans l'espace de Fourier (voir Miville-Deschênes & Lagache 2005). Toutes les sources plus brillantes que $S_{160} = 200 \mu\text{Jy}$ ont été soustraites en utilisant une PSF extraite sur les données.

Nous avons ensuite calculé le spectre de puissance de cette carte (carrée). Celui-ci a été prolongé aux grandes échelles spatiales à partir d'une carte IRAS 100 μm . Le spectre de puissance du bruit, obtenu en soustrayant deux cartes de la même région, a été soustrait. Enfin le spectre de puissance a été déconvolué de la PSF. Le résultat est montré figure III.2. On remarque un excès du spectre de puissance par rapport au spectre de puissance des cirrus pour $k > 0.03 \text{ arcmin}^{-1}$. Ceci est la signature de la corrélation dans les anisotropies du CIB. Ce spectre de puissance est parfaitement reproduit par une somme de 3 composantes : $P_{\text{cirrus}}(k)$, $P_{\text{clustering}}$ et $P_{\text{poisson}}(k)$. Nous mesurons alors la valeur du biais suivante : $b = 2.39 \pm 0.22$. Le bruit poissonien des sources vaut : $P_{\text{sources}} = 9850 \pm 120 \text{ Jy}^2/\text{sr}$.

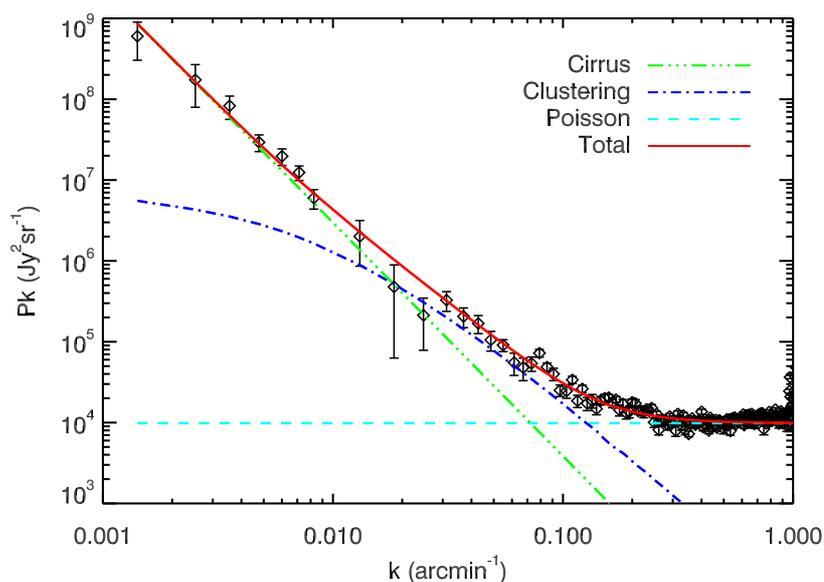


Figure III.2 – Spectre de puissance à $160 \mu\text{m}$ dans le champ Lockman Hole (losanges noirs avec les barres d'erreur). Extrait de Lagache et al. (2007).

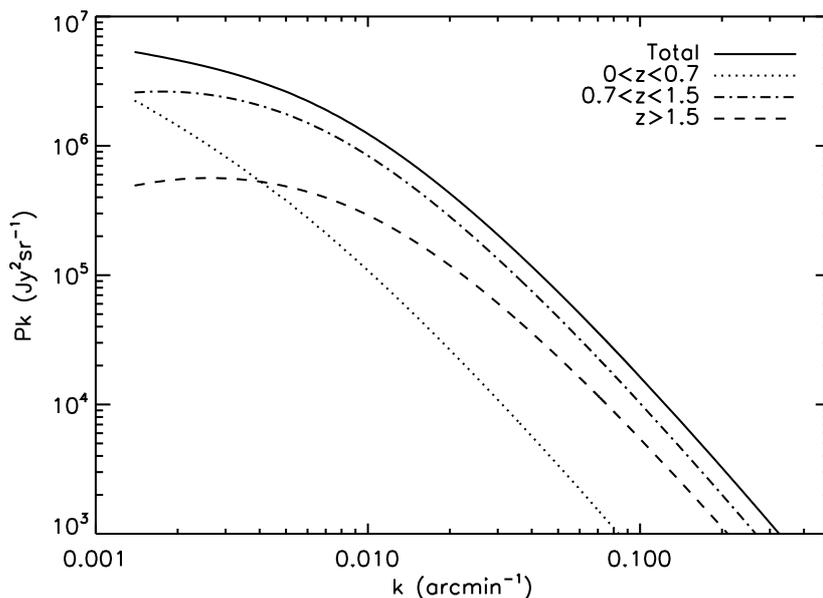


Figure III.3 – Contribution par tranches de redshift au spectre de puissance des anisotropies corrélées avec un biais $b = 1.7$. d'après les prédictions du modèle Lagache et al. (2004). Figure extraite de Lagache et al. (2007).

Cette valeur du biais obtenue est grande comparée aux mesures du biais faites dans l'Univers local : $b = 0.86$ pour les galaxies IRAS (Saunders et al. 1992) et $b \sim 1.1$ à $z \sim 1$ (Tegmark et al. 2004). La figure III.3 obtenue à partir des prédictions du modèle de Lagache

et al. (2004) montre que les anisotropies corrélées sont dominées par les galaxies infrarouges comprises entre $z = 0.7$ et $z = 1.5$ (elles contribuent pour $\sim 65\%$). Ceci montre donc que les galaxies à $z \sim 1$ sont des traceurs beaucoup plus biaisés de la distribution de matière noire. D'autres études ont déjà mis cet effet en évidence : Marinoni et al. (2005) a mesuré un biais de 1.6 à $z \sim 1.2$ pour les galaxies très rouges du VVDS. Ceci montre qu'à grand redshift, la formation de galaxies est très biaisée par rapport à la distribution de matière noire et que celle-ci a lieu préférentiellement dans les halos les plus massifs. La formation stellaire se déplace progressivement vers des halos moins massifs lorsque le redshift décroît.

III.3 Une nouvelle méthode pour estimer $\omega(\theta)$

Nous décrivons dans cette partie une nouvelle technique qui permet d'estimer les fonctions de corrélation angulaire (aussi bien d'auto-corrélation que de cross-corrélation) introduites au paragraphe I.3.1.

III.3.1 Principe

Supposons que l'on dispose d'un catalogue contenant les coordonnées de N_s sources, ces sources ayant été sélectionnées dans une certaine région que l'on peut décrire grâce à une carte de couverture (ou masque) qui vaut 1 si la région a été observée et 0 sinon. On souhaite calculer la fonction de corrélation angulaire entre θ_{\min} et θ_{\max} . La méthode consiste à générer une carte dont la taille des pixels est plus petite que θ_{\min} (cette dernière valeur étant celle qui permet d'optimiser le temps de calcul) et qui couvre toute la région observée. La valeur de chaque pixel de cette carte est fixée au nombre de sources du catalogue contenues dans ce pixel. Il suffit alors de stacker cette carte aux positions des sources pour obtenir la corrélation angulaire à deux dimensions (la taille de l'image stackée étant prise égale à $2\theta_{\max}$). Toutefois, il convient de corriger des effets de bord : en effet pour les sources proches du bord, on ne prend en compte qu'une fraction des sources alors qu'il faudrait également tenir compte des sources qui sont en dehors du champ. Pour faire cette correction, on stacke la carte de couverture aux positions des sources. On divise alors le résultat précédent par cette carte pour effectuer la correction. Enfin, le profil radial de cette image permet de remonter à la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$. Ceci est illustré figure III.4. En toute rigueur la fonction de corrélation ainsi mesurée est la convolution de la vraie fonction de corrélation angulaire par une fonction porte de largeur égale à la taille d'un pixel. En pratique ceci n'affecte que la valeur de la fonction aux angles de l'ordre de grandeur de la taille du pixel. On ne pourra donc logiquement pas déterminer la fonction de corrélation angulaire à des tailles inférieures à la taille du pixel.

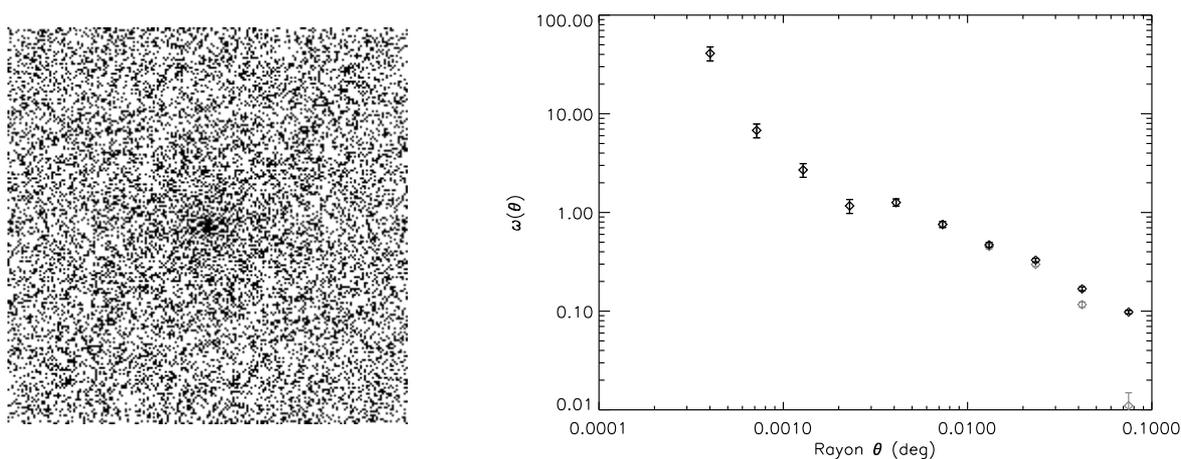


Figure III.4 – Illustration de la méthode d'estimation de la fonction de corrélation angulaire avec le stacking. Ceci a été réalisé sur une simulation où nous avons distribué 2000 sources dans une région de $\sim 1^\circ \times 1^\circ$. Le résultat du stacking est montré à gauche : on voit déjà clairement un excès au centre dû à la corrélation des sources. À droite, on montre la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ qui est le profil radial de l'image précédente divisée par la densité surfacique moyenne et à laquelle on a soustrait 1. Les points noirs sont corrigés des effets de bord et les points gris sont non corrigés : cette correction a un effet notable aux grandes échelles.

III.3.2 Comparaison à d'autres estimateurs

Nous avons comparé les résultats de cette méthode à ceux obtenus avec l'estimateur de Landy & Szalay (1993). Nous avons fait cette vérification sur des simulations et sur des vraies données (figure III.5). Pour la simulation, nous avons distribué de façon non uniforme (grâce à un code que nous a fourni Henry Mc Cracken) 2000 sources sur une surface de $\sim 1 \text{ deg}^2$. La carte que nous avons stackée (celle où la valeur de chaque pixel est égale au nombre de sources dans ce pixel) a une résolution de $1''$. Pour les vraies données nous avons pris un échantillon arbitraire composé des ~ 2000 sources du champ CDFS ($\sim 0.25 \text{ deg}^2$) sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$ et de flux compris entre 30 et $120 \mu\text{Jy}$. A cette longueur d'onde, la FWHM de la PSF est de $1.7''$ et la taille du pixel est de $1.22''$. Dans les deux cas, on observe un très bon accord entre les deux méthodes (voir figure III.5).

Cette méthode permet aussi de mesurer la fonction de cross-corrélation angulaire χ_{AB} de deux populations A et B . Pour cela, on fixe la valeur de chaque pixel au nombre de sources de type A contenues dans ce pixel et on stacke aux positions des sources B . On peut également faire l'inverse puisque $\chi_{AB} = \chi_{BA}$ ¹. Nous avons également comparé les résultats de cette méthode à ceux obtenus avec l'estimateur de Blake et al. (2006) et comme précédemment, les méthodes sont en très bon accord.

1. Pour optimiser le temps de calcul, il vaut mieux stacker la population la plus grande aux positions de la population la plus petite

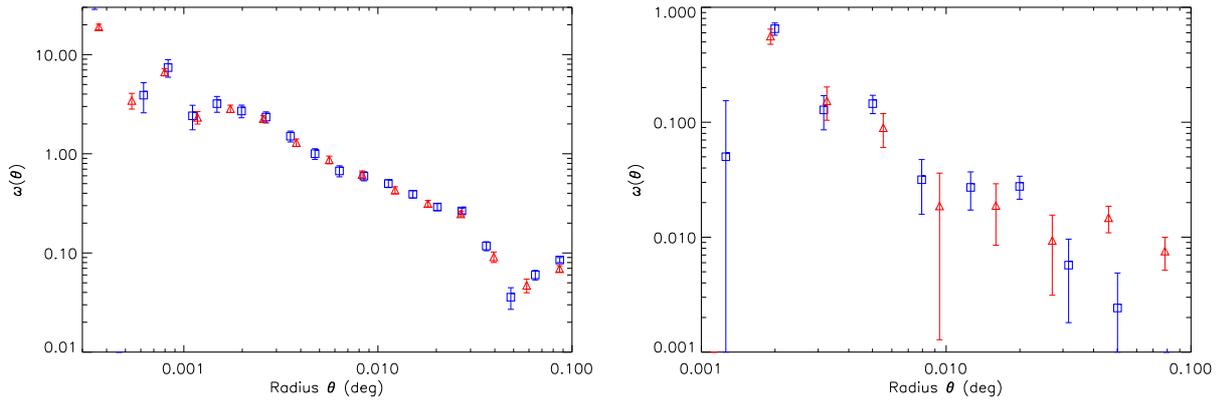


Figure III.5 – Comparaison de la fonction de corrélation angulaire mesurée grâce au stacking (triangles bleus) au résultat obtenu avec l'estimateur de Landy & Szalay (1993) (carrés rouges). A gauche : sur une simulation ; à droite sur des données (corrélation de toutes les galaxies du CDF-S avec $30 \mu\text{Jy} < S_{3,6} < 120 \mu\text{Jy}$).

Le principal avantage de cette méthode est son efficacité vis-à-vis des estimateurs classiques, comme celui de Landy & Szalay (1993). En effet, alors que pour ce dernier estimateur le temps de calcul est proportionnel au nombre de distances à calculer, c'est-à-dire à N_s^2 , il est proportionnel à N_s avec cette méthode. En revanche, le temps de calcul est désormais proportionnel à θ_{max}^2 (puisque le nombre de pixels des petites images à stacker est proportionnel à θ_{max}^2) alors qu'il ne dépend pas de cette grandeur avec les estimateurs classiques. Cette méthode devient donc très intéressante quand on souhaite déterminer $\omega(\theta)$ uniquement sur une gamme d'angles restreinte.

III.3.3 Limitations et améliorations possibles

- **Optimisation du temps de calcul**

Nous avons vu que le temps nécessaire pour estimer $\omega(\theta)$ avec cette nouvelle méthode était proportionnel à θ_{max}^2 , ce qui peut devenir rapidement gênant si θ_{max} est grand. Il est alors possible de faire le calcul en plusieurs fois, en prenant des valeurs de θ_{max} de plus en plus grandes et des pixels de plus en plus grands. Supposons par exemple que l'on souhaite mesurer $\omega(\theta)$ entre 0.001° et 1° : on peut le faire en trois étapes en estimant tout d'abord $\omega(\theta)$ entre 0.001° et 0.01° , puis entre 0.01° et 0.1° en utilisant des pixels 10 fois plus grands et enfin entre 0.1° et 1° en utilisant des pixels 100 fois plus grands. Dans ce cas, le temps de calcul se trouve réduit d'un facteur ~ 3000 . Cette méthode a été développée, avec mon aide, par Matthieu Béthermin pendant son stage de M2.

On signale toutefois qu'il existe des méthodes plus rapides que la méthode naïve qui consiste à calculer les distances unes à unes pour calculer toutes les distances entre N_s

sources. L'une de ces méthodes² est basée sur l'utilisation d'arbres à k dimensions (*kd-trees*) (Gray et al. 2004).

• Importance de la carte de couverture

La fonction de corrélation angulaire est obtenue en mesurant la densité moyenne $\rho(\theta)$ dans une couronne comprise entre les rayons θ et $\theta + d\theta$ et en divisant celle-ci par la densité surfacique de sources ρ_0 puis en soustrayant 1. L'estimation précise de ρ_0 est un point crucial. Supposons en effet que ρ_0 soit légèrement sous estimé (à cause des effets de complétude par exemple) : $\rho'_0 = \rho_0 - \delta\rho_0$. L'estimation de $\omega(\theta)$ est alors biaisée :

$$\omega'(\theta) = \frac{\rho}{\rho'_0} - 1 = \frac{\rho}{\rho_0 - \delta\rho_0} - 1 \simeq \frac{\rho}{\rho_0} \left(1 + \frac{\delta\rho_0}{\rho_0}\right) - 1 \simeq \omega(\theta) + \frac{\delta\rho_0}{\rho_0} \quad (\text{III.3})$$

Ainsi, si ρ_0 est sous-estimé de 1%, cela revient à surestimer $\omega(\theta)$ de la quantité $\frac{\delta\rho_0}{\rho_0} = 0.01$. Les faibles valeurs de $\omega(\theta)$ ne seront donc pas facilement mesurables avec cette méthode puisque la valeur de la densité moyenne ρ_0 n'est jamais parfaitement connue.

• Estimation des incertitudes

Pour l'instant les incertitudes sont estimées de la façon suivante : on mesure le nombre de sources $N(\theta)$ dans chaque couronne située entre les rayons θ et $\theta + d\theta$. On suppose que l'on a une statistique poissonnienne et que le rapport signal sur bruit vaut $\sqrt{N(\theta)}$. Cette estimation des incertitudes semble a priori raisonnable et donne des résultats comparables aux incertitudes obtenues avec les autres estimateurs (voir figure III.5), mais ceci doit-être vérifié avec des simulations de type Monte-Carlo.

III.4 Implications pour le stacking

Lorsque la taille de la PSF est grande par rapport à la densité de sources, il est légitime de se demander si on ne va pas additionner plusieurs fois la même source lorsque l'on fera du stacking. En réalité, chaque fois que l'on stacke une source, on ajoute bien le signal de ses sources voisines au centre. Mais si les sources sont réparties de façon homogène, on ajoutera également du signal sur les bords, et statistiquement ce signal sera égal à celui compté plusieurs fois au centre. Cependant si les sources ne sont pas réparties de façon uniforme, on ajoutera plus souvent du signal au centre que sur les bords et le résultat du stacking s'en trouvera biaisé. Il existe donc un lien, que nous allons expliciter, entre le profil radial de l'image stackée et la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$. Nous allons également quantifier l'effet de la corrélation des sources sur le stacking et donner des critères pour estimer a priori son importance.

2. Le code NPT devrait être disponible prochainement sur le site <http://www.autonlab.org>

III.4.1 Lien entre le stacking et la corrélation spatiale des sources

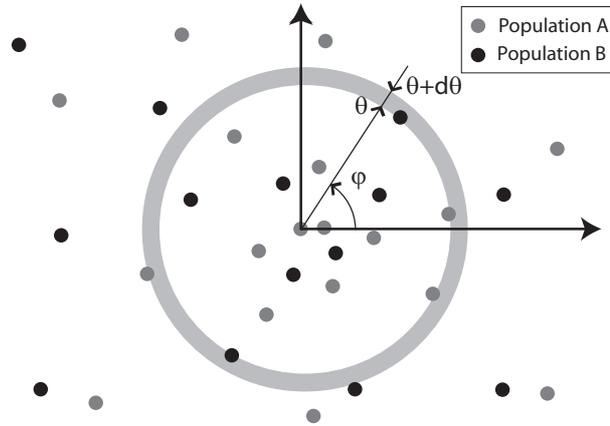


Figure III.6 – Illustration des différentes grandeurs utilisées dans ce paragraphe et du principe du raisonnement permettant de relier le résultat du stacking à la fonction de corrélation angulaire.

Considérons un ensemble de sources que l'on sépare en deux populations A et B de tailles respectives N_A et N_B et de densités surfaciques respectives ρ_A et ρ_B . Il importe peu que ces sources soient détectées ou non. On souhaite étudier le résultat du stacking des sources A . Le nombre de sources de type A situées dans une couronne (voir figure III.6) comprise entre les rayons θ et $\theta + d\theta$ centrée sur une source de la population A est $\rho_A(1 + \omega_A(\theta))d\Omega$ où $d\Omega = 2\pi\theta d\theta$ est l'angle solide couvert par la couronne et où ω_A est la fonction d'(auto)corrélacion angulaire de la population A . Le nombre de sources de type B situées à l'intérieur de cette même couronne est $\rho_B(1 + \chi_{AB}(\theta))d\Omega$ où χ_{AB} est la fonction de cross-corrélacion entre les populations A et B . Chacune de ces sources est en fait représentée par une PSF (que l'on suppose normalisée, ie $\iint \text{PSF}(\theta, \varphi)d\Omega = 1$). L'imagerie $I(\theta, \varphi)$ obtenue avec le stacking est donc :

$$I(\theta, \varphi) = \bar{S}_A \times \text{PSF}(\theta, \varphi) + (1 + \omega_A(\theta, \varphi) \star \text{PSF})\rho_A \bar{S}_A + (1 + \chi_{AB}(\theta, \varphi) \star \text{PSF})\rho_B \bar{S}_B \quad (\text{III.4})$$

où \star est le produit de convolution et où \bar{S}_A et \bar{S}_B sont respectivement les flux moyens des populations A et B . Ici les fonctions de corrélation sont à deux dimensions et sont obtenues par rotation de la fonction de corrélation angulaire autour de l'origine. Par construction ces fonctions de corrélation angulaire à deux dimensions sont alors invariantes par rotation autour de l'origine (qui est au centre de l'image stackée) et le profil radial de ces fonctions redonne la fonction de corrélation angulaire.

En remarquant que la somme $\rho_A \bar{S}_A + \rho_B \bar{S}_B$ est égale à la valeur du fond (ou continu) que l'on notera B , on peut mettre l'équation III.4 sous la forme suivante :

$$I(\theta, \varphi) = \bar{S}_A \times \text{PSF}(\theta, \varphi) + B + (\omega_A(\theta, \varphi) \star \text{PSF})\rho_A \bar{S}_A + (\chi_{AB}(\theta, \varphi) \star \text{PSF})\rho_B \bar{S}_B \quad (\text{III.5})$$

On remarque alors que si les sources sont réparties de façon aléatoires (c'est-à-dire si $\omega_A = 0$ et $\chi_{AB} = 0$), on obtient bien une source de flux moyen posée sur un fond uniforme. En

revanche, dès qu'on a de la corrélation, le fond n'est plus uniforme, et il faudra alors en tenir compte lorsque l'on fera la photométrie.

III.4.2 Ordre de grandeur des effets de la corrélation

Essayons d'estimer a priori l'importance des perturbations que peuvent engendrer la corrélation des galaxies. Pour cela, nous supposerons pour simplifier que $\chi_{AB} = 0$. Il faut alors comparer l'ordre de grandeur du signal astrophysique ($\mathbf{S}(\theta, \varphi) = \bar{S}_A \times \text{PSF}(\theta, \varphi)$) à celui du signal provenant de la corrélation ($\mathbf{C}(\theta, \varphi) = (\omega_A(\theta, \varphi) \star \text{PSF}) \rho_A \bar{S}_A$).

A cette fin, nous allons mesurer le flux de ces deux signaux par photométrie d'ouverture en mesurant le flux dans une ouverture circulaire de rayon θ_0 que l'on choisira de l'ordre de grandeur de la largeur de la PSF. Par souci de simplicité, nous supposerons que la fonction de corrélation est bien modélisée par une loi de puissance du type $\omega_A(\theta, \varphi) = A\theta^{1-\gamma}$ (cf. I.3.1) même si ce n'est pas toujours le cas, en particulier aux petites échelles spatiales (cf. paragraphe III.5.2); les estimations suivantes ne sont de toute façon pas dramatiquement modifiées par cette approximation. La convolution de ω_A par la PSF n'affecte en réalité que le centre de l'image en diluant légèrement le signal au centre mais l'énergie est conservée. Nous avons vérifié sur des simulations que si $\theta_0 > \text{FWHM}$, il y avait moins de 10% de différence entre le flux mesuré directement sur la fonction de corrélation à deux dimensions et le flux mesuré sur cette fonction de corrélation préalablement convoluée par la PSF. Nous négligerons donc cette convolution par la suite. Nous avons alors $\mathbf{C}(\theta, \varphi) = \omega_A(\theta, \varphi) \rho_A \bar{S}_A$. La photométrie d'ouverture donne le flux C :

$$C = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \mathbf{C}(\theta, \varphi) \theta d\theta d\varphi \quad (\text{III.6})$$

où les angles θ et φ sont en radians. Or dans l'expression de ω_A , les angles sont généralement donnés en degrés. Nous obtenons alors :

$$C = 2\pi \left(\frac{\pi}{180}\right)^2 \rho_A \bar{S}_A A \int_0^{\theta_0} \theta^{2-\gamma} d\theta = \frac{2\pi}{3-\gamma} \left(\frac{\pi}{180}\right)^2 \rho_A \bar{S}_A A \theta_0^{3-\gamma} \quad (\text{III.7})$$

Le flux provenant du signal astrophysique est $S = \bar{S}_A$. Nous pouvons maintenant comparer les deux flux S et C :

$$\alpha \equiv \frac{C}{S} = \frac{2\pi}{3-\gamma} \left(\frac{\pi}{180}\right)^2 \rho_A A \theta_0^{3-\gamma} \quad (\text{III.8})$$

où θ_0 est donné en degrés. Ainsi, le paramètre α , défini par l'expression précédente, nous renseigne sur l'importance de la corrélation : si $\alpha \ll 1$ on pourra négliger le terme de corrélation et supposer que le continu est uniforme. En revanche si ce terme n'est plus négligeable devant 1, il sera alors nécessaire de corriger des effets de la corrélation. Il est intéressant de remarquer que ce paramètre α est, comme on pouvait s'y attendre, d'autant plus important

que la densité de sources est grande, que la taille de la PSF est grande et que la corrélation est forte.

On donne quelques valeurs de α pour des situations typiques dans la table III.1. Attention, les valeurs données dans cette table ne sont pas directement les corrections à appliquer au flux mesuré pour les raisons suivantes : nous avons tout d'abord supposé que le continu était mesuré avec la photométrie d'ouverture dans une couronne de rayon infini. Par exemple, mesurer le flux dans une couronne comprise entre les rayons $2\theta_0$ et $3\theta_0$ divise ces facteurs par ~ 2 . Nous avons ensuite utilisé la densité de sources donnée par les comptages de sources. En réalité, les échantillons sont souvent incomplets et la densité de sources effectives stackées est plus faible, ce qui modifie là encore la valeur du paramètre α . Toutefois l'ordre de grandeur de cette valeur est correct et on peut considérer que si $\alpha \lesssim 0.1$ les corrections à appliquer seront négligeables, cela correspond aux valeurs en gras dans la table III.1. On remarque en particulier que l'effet de la corrélation est plutôt faible quand on stacke les sources $24 \mu\text{m}$ excepté lorsque la taille de la PSF est supérieure à $\sim 20''$. En revanche, comme la densité surfacique de sources dans l'infrarouge proche est plus grande, les effets sont plus importants et apparaissent pour une taille de PSF supérieure à $\sim 10''$. Enfin, on notera qu'à ces effets d'auto-corrélation des sources stackées peuvent s'ajouter des effets de cross-corrélation entre la population stackée et les autres sources. Ces derniers peuvent devenir important lorsque le catalogue d'entrée est limité par la confusion. Nous détaillerons ce point au chapitre IV. Aucun de ces effets n'a, à notre connaissance, jamais été pris en compte bien que ceux-ci soient parfois importants, en particulier lorsque l'on stacke dans les données SCUBA (comme par exemple Wang et al. (2006)).

III.4.3 Validation sur des simulations

Nous avons vérifié sur des simulations le lien entre le signal obtenu avec le stacking et la fonction de corrélation angulaire (équation III.5). Pour cela, nous avons utilisé un code de Henry Mc Cracken qui permet de générer des catalogues de sources avec une fonction de corrélation angulaire non nulle (le code n'est pas directement paramétré par les paramètres A et γ généralement utilisés pour caractériser la fonction de corrélation angulaire, mais nous pouvons les mesurer a posteriori en ajustant une loi de puissance sur la fonction de corrélation angulaire mesurée, avec l'estimateur de Landy & Szalay (1993) par exemple). Nous avons distribué sur une carte de $\sim 20' \times 20'$ deux populations de galaxies. La première population est composée de $N_1 = 2000$ sources de flux $S_1 = 3$ et la seconde de $N_2 = 1000$ sources de flux $S_2 = 1$. Les deux populations ont une fonction de corrélation angulaire différente et ne sont pas corrélées entre elles (c'est-à-dire $\chi_{12} = 0$, ce qui est bien vérifié sur les simulations). A la position de chaque source, nous avons placé une PSF de profil gaussien et de FWHM=35''.

Nous avons ensuite mesuré les fonctions de corrélation angulaire de chacune des deux

	ρ_0 (sr ⁻¹) A	Spitzer				WISE ^(a)			
		$S_{24} > 270 \mu\text{Jy}$	$S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$	$S_{24} > 30 \mu\text{Jy}$	$S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$	$S_{3.3} > 120 \mu\text{Jy}$	$S_{4.7} > 160 \mu\text{Jy}$	$S_{12} > 650 \mu\text{Jy}$	$S_{23} > 2.6 \text{ mJy}$
		1.8×10^7 ^(b)	1.0×10^8 ^(b)	2.5×10^8 ^(b)	4×10^8 ^(c)	6.5×10^6 ^(cd)	8.5×10^6 ^(ce)	5.3×10^5 ^(fg)	3.1×10^5 ^(bh)
		7×10^{-4} ⁽ⁱ⁾	2×10^{-4} ⁽ⁱ⁾	1.3×10^{-4} ⁽ⁱ⁾	3×10^{-4} ^(j)	7×10^{-3} ^(j)	6×10^{-3} ^(j)	1.4×10^{-2} ^(l)	4.5×10^{-3} ⁽ⁱ⁾
Spitzer MIPS 24 μm	$\theta_0 = 6''$	0.01	0.01	0.02	0.09	0.03	0.04	0.04	<0.01
Spitzer MIPS 70 μm	$\theta_0 = 18''$	0.03	0.06	0.09	0.33	0.13	0.14	0.12	<0.01
Spitzer MIPS 160 μm	$\theta_0 = 40''$	0.09	0.14	0.23	0.86	0.33	0.37	0.25	0.01
SCUBA-2 450 μm	$\theta_0 = 6.5''$	0.01	0.02	0.03	0.10	0.04	0.04	0.05	<0.01
SCUBA-2 850 μm	$\theta_0 = 12''$	0.02	0.03	0.06	0.20	0.08	0.09	0.08	<0.01
Herschel PACS 75 μm	$\theta_0 = 5.3''$	0.01	0.01	0.02	0.08	0.03	0.03	0.04	<0.01
Herschel PACS 110 μm	$\theta_0 = 8''$	0.01	0.02	0.03	0.13	0.05	0.05	0.06	<0.01
Herschel PACS 170 μm	$\theta_0 = 12''$	0.02	0.03	0.06	0.20	0.08	0.09	0.08	<0.01
Herschel SPIRE 250 μm	$\theta_0 = 18''$	0.03	0.06	0.09	0.33	0.13	0.14	0.12	<0.01
Herschel SPIRE 350 μm	$\theta_0 = 25''$	0.05	0.08	0.13	0.49	0.19	0.21	0.16	0.01
Herschel SPIRE 500 μm	$\theta_0 = 36''$	0.08	0.13	0.21	0.76	0.29	0.32	0.22	0.01
Planck HFI 350 μm	$\theta_0 = 5.0'$	1.02	1.62	2.63	9.70	3.69	4.12	1.57	0.11
Planck HFI 550 μm	$\theta_0 = 5.0'$	1.02	1.62	2.63	9.70	3.69	4.12	1.57	0.11
Planck HFI 850 μm	$\theta_0 = 5.0'$	1.02	1.62	2.63	9.70	3.69	4.12	1.57	0.11
Planck HFI 1.4 mm	$\theta_0 = 5.5'$	1.14	1.81	2.95	10.9	4.12	4.62	1.71	0.13
Planck HFI 2.1 mm	$\theta_0 = 8.0'$	1.79	2.84	4.62	17.1	6.47	7.25	2.42	0.20
Planck HFI 3 mm	$\theta_0 = 10.7'$	2.54	4.03	6.55	24.2	9.17	10.3	3.16	0.28
APEX 870 μm	$\theta_0 = 20''$	0.04	0.03	0.05	0.38	0.07	0.08	0.13	<0.01

Table III.1 – *Ordre de grandeur du paramètre α caractérisant l'importance de la corrélation pour plusieurs situations typiques dans lesquelles on peut envisager de faire du stacking. On a pris $\gamma = 1.8$ (sauf mention contraire). Les valeurs en gras sont les valeurs supérieures à 0.1.*

^a Sensibilités 5- σ correspondant à 8 observations du même point du ciel (la mission devant en effectuer au minimum 4 et en moyenne 14) (Mainzer et al. 2005) – ^b Papovich et al. (2004) – ^c Fazio et al. (2004a) – ^d En supposant $(\nu S_\nu)_{3.3} = (\nu S_\nu)_{3.6}$ – ^e En supposant $(\nu S_\nu)_{4.7} = (\nu S_\nu)_{4.5}$ – ^f Elbaz et al. (1999) – ^g En supposant $(\nu S_\nu)_{12} = (\nu S_\nu)_{15}$ – ^h En supposant $(\nu S_\nu)_{23} = (\nu S_\nu)_{24}$ – ⁱ En supposant que $A \propto S_{\text{lim}}^0 .8$ (cf. figure 3 de Waddington et al. (2007)) et en utilisant $A(S_{\text{lim}} = 350 \mu\text{Jy}) = 9 \times 10^{-4}$ (Magliocchetti et al. 2007) – ^j Waddington et al. (2007) – ^k Estimé à partir des comptages corrigés des effets de complétude – ^l Gonzalez-Solares et al. (2004), $\gamma = 2.08$.

populations avec les estimateurs de Landy & Szalay (1993) à l'aide de fonctions écrites par Alexandre Beelen. Nous avons aussi calculé la cross-corrélation entre les deux populations avec l'estimateur de Blake et al. (2006) et vérifié que celle-ci était bien nulle. Ces fonctions ont ensuite été convoluées par la PSF et nous en avons finalement extrait le profil radial. Par ailleurs, nous avons stacké chacune des deux populations séparément et mesuré les profils radiaux des images obtenus. Enfin, nous avons comparé les profils mesurés à ceux attendus et calculés selon l'équation III.5 (voir figure III.7). On observe un très bon accord entre le profil mesuré et le profil prédit, ce qui permet de valider le lien que nous venons de faire entre le résultat du stacking et la fonction de corrélation angulaire.

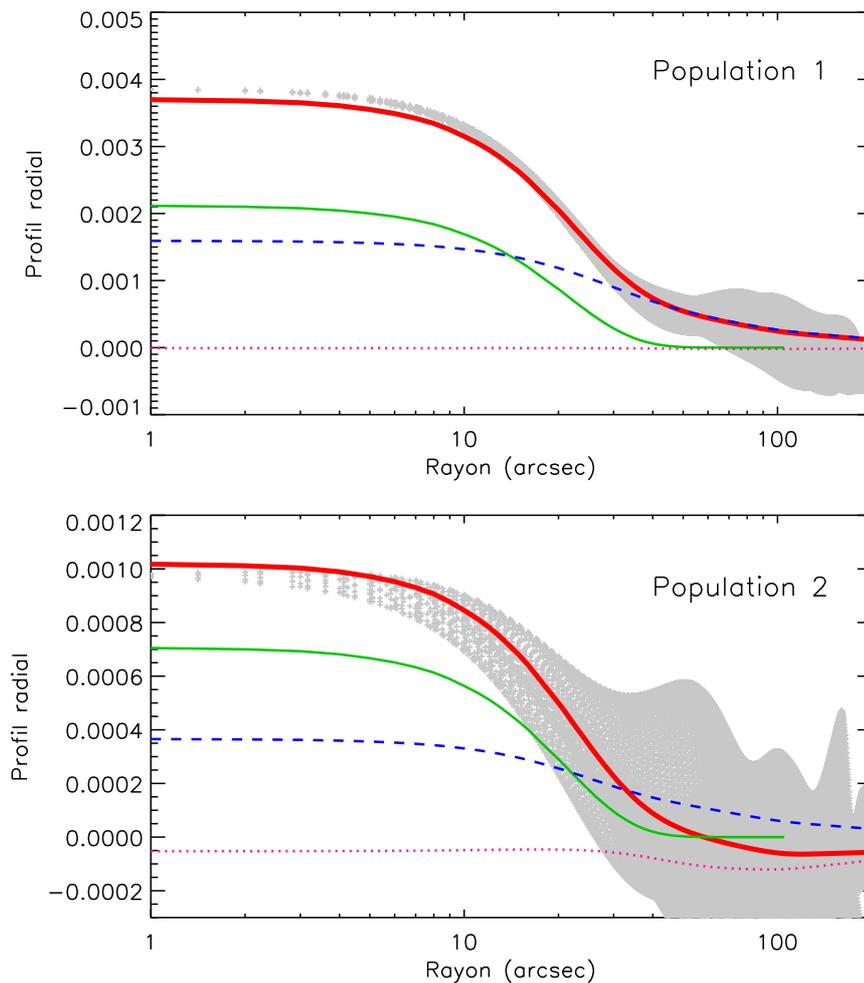


Figure III.7 – Profil radial (croix grises) du résultat du stacking de toutes les sources de la population 1 (en haut) et de la population 2 (en bas). Dans les deux cas, on a représenté en trait continu rouge épais le signal attendu qui est la somme des différents termes présentés dans l'équation III.5. Le signal recherché est représenté par la ligne continue verte. La fonction d'auto-corrélation ω_i de la population i convoluée par la PSF et multiplié par $\rho_i S_i$ est représentée par les tirets bleus. Enfin, la fonction de cross-corrélation χ_{ij} de la population i avec la population j convoluée par la PSF et multiplié par $\rho_j S_j$ est en pointillés roses. Le continu a été soustrait.

III.4.4 Perspectives

Nous donnons dans cette partie quelques applications de ces méthodes que nous n'avons pas eu le temps d'approfondir.

★ Tout d'abord, nous avons montré (équation III.5) que, quand on stacke une population A , il apparaît la fonction de cross-corrélation, que l'on note $\chi_{A,\text{not } A}$, de cette population avec *toutes* les autres sources. En pratique, on peut rarement mesurer cette fonction car seulement une partie des sources est détectée. En distinguant, parmi les sources qui ne font pas partie de la population A , celles qui sont détectées et celles qui ne le sont pas, on peut écrire :

$$\chi_{A,\text{not } A} = \chi_{A,\text{not } A,\text{detected}} + \chi_{A,\text{not } A,\text{undetected}} \quad (\text{III.9})$$

où $\chi_{A,\text{not } A,\text{detected}}$ est la fonction de cross-corrélation entre les sources A et toutes les autres sources qui sont détectées et $\chi_{A,\text{not } A,\text{undetected}}$ est la fonction de cross-corrélation entre les sources A et toutes les sources qui ne sont pas détectées.

★ On peut également imaginer de séparer la population B (c'est à dire toutes les sources qui ne font pas partie de l'échantillon stacké) en sous-populations. Supposons que la population parente soit sélectionnée à la longueur d'onde λ_1 et que l'on stacke cette population à la longueur d'onde λ_2 . En séparant les sources de la population B selon leur flux S_1 , le terme de cross-corrélation dans l'équation III.5 peut s'écrire :

$$\int_0^\infty \chi_{AB(S_1)} \frac{dN_1}{\Sigma} S_2(S_1) \quad (\text{III.10})$$

où $\chi_{AB(S_1)}$ est la fonction de cross-corrélation angulaire entre les sources de la population A et les sources de la population B de flux S_1 , dN_1 est le nombre de sources de la population B de flux S_1 , Σ est la surface du champ et $S_2(S_1)$ est le flux à la longueur d'onde λ_2 des sources de flux S_1 . Si $\chi_{AB(S_1)}$ ne dépend pas de S_1 , on retrouve bien le terme présent dans l'équation III.5. L'équation précédente peut également se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\Sigma} \int_0^\infty \chi_{AB(S_1)} \frac{dN_1}{dS_1} \left(\frac{S_2}{S_1} \right)_{S_1} S_1 dS_1 \quad (\text{III.11})$$

On remarque que cette équation fait alors intervenir la forme des comptages différentiels de sources à la longueur d'onde λ_1 ainsi que la forme des SED des galaxies stackées via la couleur $\left(\frac{S_2}{S_1} \right)_{S_1}$ des galaxies de flux S_1 .

★ Avec la méthode de calcul de la fonction de corrélation angulaire présentée ici, nous obtenons une carte 2D de la corrélation des galaxies dont nous tirons ensuite le profil radial (voir figure III.4). Il est peut-être possible de tirer plus d'informations de cette image 2D, via par exemple des statistiques d'ordre supérieur.

★ Enfin il est vraisemblablement possible de calculer le spectre de puissance d'une carte grâce au stacking. Si cette méthode fonctionne, elle sera très prometteuse car les problèmes

de masque sont facilement traités avec le stacking, alors que ce n'est pas le cas avec la transformée de Fourier (qui est la méthode habituelle pour calculer un spectre de puissance). Cependant cette méthode risque d'être très coûteuse en temps de calcul.

III.5 Résultats et comparaisons

La méthode que nous avons développée pour estimer la fonction de corrélation angulaire (paragraphe III.3) a été testée, avec mon aide, par Matthieu Bethermin au cours de son stage de M2. Nous avons en particulier comparé nos résultats à ceux de Waddington et al. (2007) et Magliocchetti et al. (2007).

III.5.1 Corrélation des sources sélectionnées à 3.6 μm

Nous avons mesuré la fonction de corrélation angulaire de quatre échantillons sélectionnés à 3.6 μm selon leur flux : $S_{3.6} > 10 \mu\text{Jy}$, $S_{3.6} > 40 \mu\text{Jy}$, $S_{3.6} > 100 \mu\text{Jy}$ et $S_{3.6} > 400 \mu\text{Jy}$. Notre étude porte sur les données du champ SWIRE ELAIS-N1 (9.3 deg²). Les catalogues³ utilisés ont été construits par l'équipe SWIRE et sont complets à 95% à 14 μJy . Dans chacun de ces quatre échantillons, nous avons supprimé les étoiles à l'aide des mêmes critères que ceux utilisés par Waddington et al. (2007).

Les fonctions de corrélations angulaire $\omega(\theta)$ mesurées pour ces quatre échantillons à l'aide de notre méthode sont tracées figure III.8. Nous les comparons également à celles obtenues par Waddington et al. (2007). L'accord est relativement bon. On observe toutefois un plateau aux grands angles pour deux des quatre échantillons ($\omega(\theta)$ reste constant pour $\theta \gtrsim 0.2 \text{ deg}$). Ceci est probablement la conséquence d'une mauvaise estimation de la carte de couverture (cf. paragraphe III.3.3). On peut également remarquer qu'aux petits angles, $\omega(\theta)$ décroît plus vite que $\theta^{-0.8}$. Cet effet est aussi visible sur les fonctions de corrélation angulaires mesurées par Waddington et al. (2007) (voir leur figure 2). Ceci peut s'expliquer par le fait qu'on est sensible aux petites échelles angulaires à la corrélation des galaxies au sein d'un même halo de matière noire et que dans ce cas, on ne s'attend pas forcément à une loi de puissance en -0.8 .

Enfin, on notera que l'amplitude de la fonction de corrélation angulaire décroît avec le flux limite $S_{3.6, \text{lim}}$. En effet, plus ce flux limite est faible et plus notre échantillon contiendra des sources de redshift varié. La fonction de corrélation angulaire est la somme sur tous les redshifts des projections des fonctions de corrélation spatiales (équation de Limber, paragraphe I.3.2) et est donc diluée quand le flux limite est plus faible : son amplitude décroît

³. disponibles à l'adresse suivantes http://swire.ipac.caltech.edu/swire/astromers/data_access.html

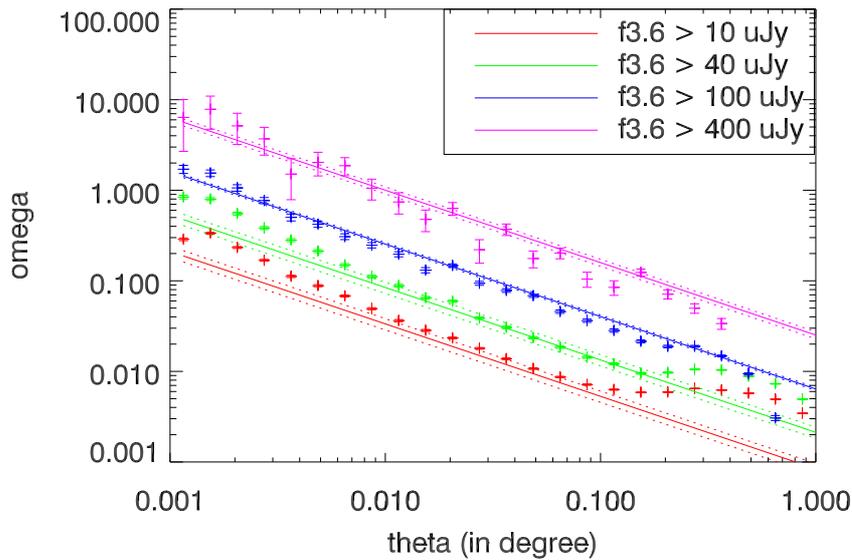


Figure III.8 – Comparaison de la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ mesurée avec notre méthode (petites croix) et les résultats de Waddington et al. (2007) (lignes continues) pour différentes sélections en flux.

donc quand le flux limite décroît.

III.5.2 Corrélation des sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$

Nous avons également réalisé les mêmes tests à partir d'une sélection à $24 \mu\text{m}$ et comparé nos résultats à ceux de Magliocchetti et al. (2007).

Nous avons mesuré la fonction de corrélation angulaire des sources $S_{24} > 350 \mu\text{Jy}$ dans les champs SWIRE ELAIS-N1 et GTO CDFS. Les catalogues utilisés sont respectivement celui de l'équipe SWIRE et celui de Papovich et al. (2004). Ils sont complets à plus de 90%. Les fonctions de corrélation angulaire obtenues sont représentées figure III.9. Comme précédemment on observe un plateau pour les grandes valeurs de θ qui est vraisemblablement dû à une mauvaise détermination de la carte de couverture.

On observe de plus un effet intéressant aux petites séparations angulaires ($\theta \lesssim 0.01 \text{ deg}$) : la fonction de corrélation angulaire est plus pentue qu'aux grandes échelles et ceci est visible dans les deux champs. Cet effet avait déjà été noté par Magliocchetti et al. (2007) et est ici confirmé grâce à la très bonne statistique des données SWIRE. L'étude de Gilli et al. (2007) à $z \sim 1$ montre aussi cette tendance aux échelles inférieures à $\sim 0.2 h^{-1} \text{ Mpc}$. Magliocchetti et al. (2008) ont également observé ceci mais avec une sélection légèrement différente et ont montré que ceci pouvait être expliqué si la distribution des galaxies au sein d'un halo de

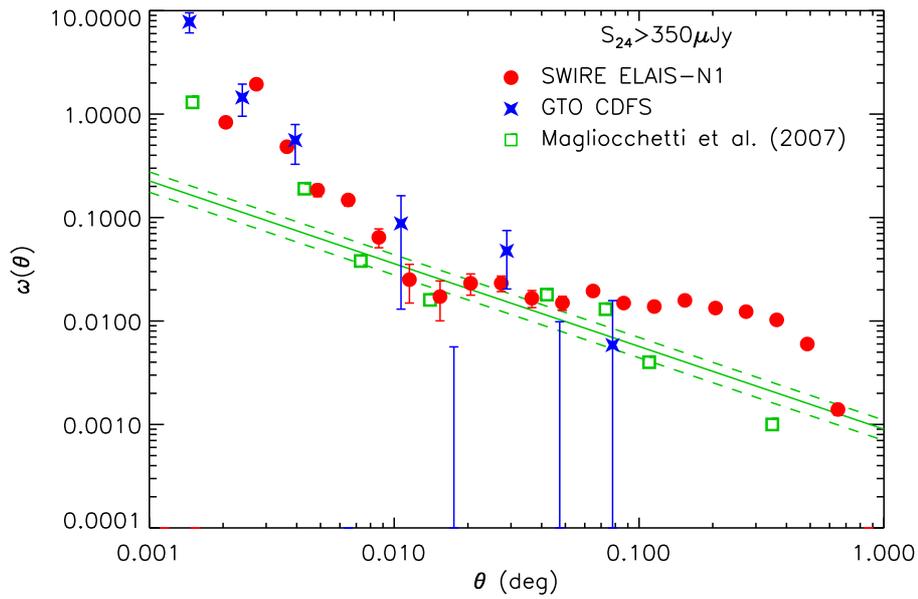


Figure III.9 – Fonction de corrélation angulaires des sources $24 \mu\text{m}$ plus brillantes que $350 \mu\text{Jy}$ dans les champs SWIRE ELAIS-N1 (cercles rouges) et GTO CDFS (étoiles bleues). Les carrés verts et la ligne verte représentent respectivement la fonction de corrélation angulaire mesurée par Magliocchetti et al. (2007) et le meilleur fit qu'ils ont obtenu ($\omega(\theta) = (9 \pm 2) \times 10^{-4} \theta^{-0.8}$).

matière noire était très pentue ($\rho \propto r^{-3}$). Ceci suggère alors que l'on observe ici des galaxies en collision et/ou fusion, ce qui favorise une forte émission infrarouge (importante activité de formation stellaire et du noyau actif).

Chapitre IV

Contributions au Fond Diffus Extragalactique Infrarouge

Sommaire

IV.1 Problématique	92
IV.2 Construction de l'échantillon	94
IV.2.1 Construction du catalogue à 3.6 μm	94
IV.2.2 Identification des sources 3.6 μm à 24 μm	97
IV.3 Contribution au fond à 3.6 et 24 μm par tranches de couleurs	99
IV.3.1 Comptages de sources à 3.6 μm	99
IV.3.2 La couleur $S_{24}/S_{3.6}$	101
IV.3.3 Comparaison des contributions au fond infrarouge à 3.6 et 24 μm	103
IV.4 Contribution au CIB à 24, 70 et 160 μm par tranches de $S_{3.6}$	106
IV.4.1 Valeurs du CIB	106
IV.4.2 Stacking et correction des effets de corrélation	108
IV.4.3 Contributions au fond infrarouge	114

Le fond diffus infrarouge (ou CIB pour *Cosmic Infrared Background*) est la somme de toutes les émissions infrarouges de tous les objets contenus dans l'Univers situés en dehors de notre Galaxie (Puget et al. 1996; Hauser et al. 1998; Hauser & Dwek 2001; Kashlinsky 2005). Quelques propriétés de cette émission ont déjà été présentées au paragraphe I.4.3. L'objet de cette partie est de mieux caractériser ce fond et, en particulier, d'étudier la nature des galaxies qui dominent cette émission. Nous rappellerons dans un premier temps quelques résultats récents qui ont été obtenus sur la caractérisation de ce fond diffus infrarouge et verrons comment notre étude se place dans ce contexte. Nous présenterons ensuite l'échantillon utilisé. Enfin, cet échantillon nous permettra d'étudier, d'une part, la contribution des galaxies au CIB à 3.6 et 24 μm en fonction de leur couleur optique/infrarouge, et d'autre part,

d'estimer la contribution des galaxies sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$ au fond infrarouge à 24, 70 et $160 \mu\text{m}$.

IV.1 Problématique

Le fond infrarouge n'est en réalité «diffus» qu'à cause de la résolution angulaire limitée des télescopes. En effet, la confusion fait que toutes les sources infrarouges ne sont pas forcément séparables les unes des autres car elles sont trop proches. Ainsi, avec un télescope de faible résolution angulaire, seules quelques sources peuvent être détectées au dessus du seuil de confusion. Les autres sources non détectées forment alors un fond diffus. En revanche, avec un télescope plus grand et donc une résolution angulaire meilleure, il est possible de résoudre le fond en source individuelles. Cet effet est illustré figure IV.1, où on voit que plus la résolution de l'instrument est grande et plus on détecte de sources individuelles (attention toutefois à remarquer que la longueur d'onde de ces images est différente et que viennent donc s'ajouter d'autres effets dus à la SED et au redshift des sources et dans une moindre mesure à la sensibilité des instruments). D'autre part, il faut aussi noter qu'il pourrait exister une faible contribution diffuse à ce fond, faite par exemple par le gaz des amas de galaxies (Montier & Giard 2005).

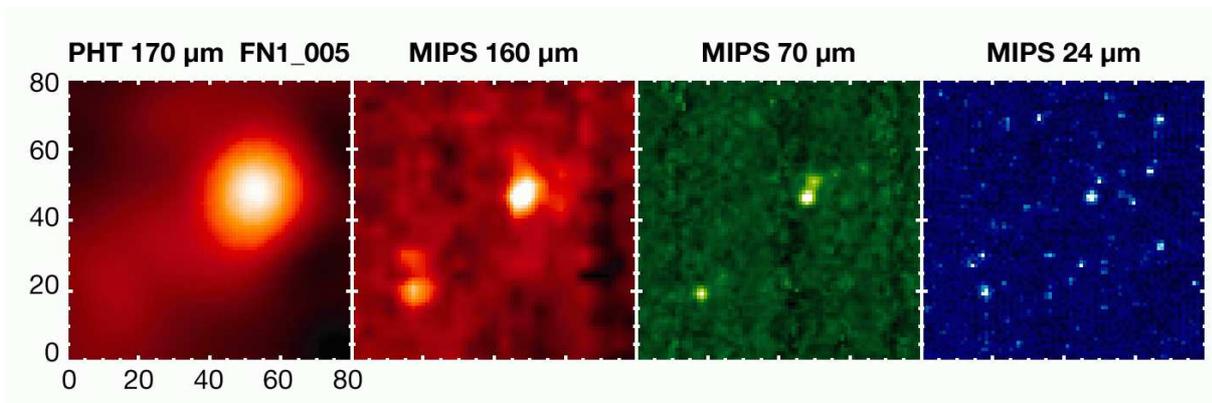


Figure IV.1 – Illustration des effets de confusion dans l'infrarouge lointain. Observation de la même région du ciel de $400'' \times 400''$ avec, de gauche à droite, ISOPHOT $170 \mu\text{m}$, MIPS $160 \mu\text{m}$, MIPS $70 \mu\text{m}$ et MIPS $24 \mu\text{m}$. D'après Lagache et al. (2005).

A cet effet, viennent s'ajouter les problèmes de bruits instrumentaux qui eux aussi limitent la détection dans l'infrarouge lointain et le domaine sub-millimétrique parce que les détecteurs sont beaucoup moins sensibles dans cette gamme de longueur d'onde. Ainsi les galaxies qui dominent le fond diffus dans l'infrarouge lointain et le domaine submillimétrique ne sont pas détectées individuellement. Par exemple, les comptages de sources ne résolvent que 23% et 7% du fond infrarouge à 70 et $160 \mu\text{m}$ (Dole et al. 2004a) et 15% et 60% du fond sub-millimétrique à 450 et $850 \mu\text{m}$ (Smail et al. 2002; Lagache et al. 2005).

Une des questions à laquelle on souhaite répondre est de connaître la nature des galaxies qui dominent ce fond infrarouge. De récentes études ont permis d'apporter quelques éléments de réponses à ce sujet (Dole et al. 2006; Caputi et al. 2007; Dye et al. 2006) mais de nombreuses interrogations demeurent. On ne sait pas non plus si on connaît toutes les populations d'objets qui forment ce fond infrarouge.

Lorsque des sources ne sont pas détectées à une longueur d'onde mais qu'elles le sont à une autre, on peut utiliser la méthode d'empilement (ou *stacking*) présentée au paragraphe II.3. Dole et al. (2006) ont utilisé cette méthode pour déterminer la contribution à 70 et 160 μm des sources détectées à 24 μm ($S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$). Ils ont stacké les ~ 20000 sources détectées à 24 μm sur une surface de 0.85 deg^2 afin de déterminer leur flux total à 70 et 160 μm . Ils ont ainsi montré que les sources telles que $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ contribuent pour plus de 70% au fond diffus dans l'infrarouge lointain (70 et 160 μm). On sait de plus, grâce à d'autres études (Le Floc'h et al. 2005; Perez-Gonzalez et al. 2005; Caputi et al. 2006a), que ces sources sont en moyenne à $z \sim 1$, qu'elles ont des masses stellaires de l'ordre de 3×10^{11} à $3 \times 10^{12} M_{\odot}$ et des luminosités infrarouges de l'ordre de $3 \times 10^{11} L_{\odot}$.

De la même façon, Dye et al. (2006) ont mesuré la contribution des sources détectées à 8 et 24 μm ($S_8 > 5.8 \mu\text{Jy}$ et $S_{24} > 70 \mu\text{Jy}$) au fond sub-millimétrique (à 450 et 850 μm). Les galaxies détectées à 8 μm contribuent respectivement pour 37% et 16% du fond à 450 et 850 μm . Les galaxies sélectionnées à 24 μm contribuent pour seulement 5% du fond à 850 μm . Dye et al. (2006) ont de plus estimé que le fond à 850 μm était fait par des galaxies à $z \gtrsim 1.3$ alors que le fond à 450 μm était dominé par des galaxies entre $z = 1$ et $z = 2$. Ces résultats sont cohérents avec les prédictions du modèle de Lagache et al. (2004). On s'attend en effet, à cause du décalage vers le rouge, à ce que la contribution aux fonds infrarouge et sub-millimétrique des galaxies à grand redshift augmente avec la longueur d'onde (Lagache et al. 2005, figure 4).

Dye et al. (2007) ont montré que les sources SCUBA détectées à 850 μm ($S_{850} \gtrsim 3.5 \text{ mJy}$) contribuaient pour $\sim 15\%$ au fond infrarouge à 70 et 160 μm . Dans cette étude, ils ont aussi mesuré la contribution des sources sélectionnées à 8 et 24 μm au fond infrarouge et ont trouvé des résultats compatibles avec Dole et al. (2006). Toutefois cette étude est limitée par les effets de variance cosmique puisque la surface du champ utilisé est de seulement 50 arcmin^2 . La contribution des galaxies au fond dans l'infrarouge lointain en fonction de leur redshift a également été déterminée par Dye et al. (2007) : les résultats sont plutôt surprenants puisqu'ils trouvent une contribution importante des sources à $z < 1$ (cf. leurs figures 4 et 5), mais là encore les effets de variance cosmique peuvent être importants. Enfin, une étude de Serjeant et al. (2008) a montré que les sources qui dominaient le fond sub-millimétrique étaient de même nature que celles qui faisaient le fond diffus dans l'infrarouge proche et moyen.

Wang et al. (2006) ont également étudié la contribution des sources sélectionnées dans

l'infrarouge moyen au fond sub-millimétrique ($850 \mu\text{m}$) et ont trouvé que les sources telles que $S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$ contribuaient pour la moitié du fond à $850 \mu\text{m}$. Ces résultats sont assez surprenants et pourraient signifier l'existence d'une population locale ($z < 1$) de galaxies froides. C'est en partie afin de creuser ce point que nous avons étudié la contribution des sources sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$ au fond infrarouge (70 et $160 \mu\text{m}$). Nous avons également comparé cette contribution à celle des galaxies sélectionnées à $24 \mu\text{m}$. Dans cette étude, nous utiliserons la méthode de stacking et prendrons en compte les effets de la corrélation décrits au paragraphe III.4 qui peuvent être importants et qui n'ont pas été pris en compte dans les études citées précédemment.

Un autre aspect intéressant de notre étude est de comparer les populations de galaxies sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$ et à $24 \mu\text{m}$ et de regarder leur contribution relative aux fonds à ces mêmes longueurs d'onde en fonction de leur couleur $S_{3.6}/S_{24}$.

IV.2 Construction de l'échantillon

Pour cette étude, nous avons utilisé trois champs observés par Spitzer (IRAC et MIPS) dans le cadre de programmes «temps garanti» (GTO). Ces trois champs sont le CDFS (*Chandre Deep Field South*), HDFN (*Hubble Deep Field North*) et LH (*Lockman-Hole*) et la surface totale couverte par tous les instruments est de 0.74 deg^2 .

IV.2.1 Construction du catalogue à $3.6 \mu\text{m}$

Les trois mosaïques à $3.6 \mu\text{m}$ ont été construites à partir des données BCD récupérées sur l'archive Spitzer. Les détails sont présentés à la section II.1. Nous avons ensuite construit les catalogues de sources à l'aide du logiciel SExtractor¹ (Bertin & Arnouts 1996).

• Extraction des sources

Le logiciel SExtractor permet de détecter les sources dans une image et de mesurer leur flux. Les grandes étapes de ce processus sont :

- filtrage de l'image afin de faciliter la détection des objets faibles et/ou proches,
- estimation du continu en mesurant une médiane glissante (après réjection des *outliers*) dans des carrés de taille `BACK_SIZE`. Si cette taille est trop grande, le continu ainsi estimé ne contiendra pas les variations du continu aux petites échelles spatiales. En revanche, si la taille du carré est trop petite, le continu pourra localement être affecté par la présence de sources brillantes,
- soustraction de ce continu

1. http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=91

- sélection des sources avec un nombre de pixels au-dessus du seuil de détection (qui vaut $\text{DETECT_THRESH} \times \sigma$) supérieur ou égal à DETECT_MINAREA ,
- application d'un algorithme de séparation des sources voisines (*deblending*),
- mesure du flux de toutes les sources ainsi sélectionnées. Diverses méthodes de photométrie sont proposées. Nous avons utilisé la photométrie d'ouverture avec un rayon de 1.5'' décrite au paragraphe II.2.1. Nous avons également vérifié que les flux obtenus avec SExtractor étaient cohérents avec ceux mesurés à l'aide de l'algorithme *aper*.

Les paramètres que nous avons utilisés pour construire les catalogues à 3.6 μm sont donnés table IV.1. Ces valeurs sont aussi valables pour l'extraction des sources aux autres longueurs d'onde IRAC.

Paramètre	Valeur
FILTER	Y
FILTER_NAME	gauss_1.5_3x3.conv
BACK_SIZE	64
BACK_FILTERSIZE	3
DETECT_MINAREA	2
DETECT_THRESH	1.6
ANALYSIS_THRESH	1.6
THRESH_TYPE	RELATIVE
DEBLEND_NTHRESH	64
DEBLEND_MINCONT	0.00001
CLEAN	N
WEIGHT_TYPE	MAP_RMS
SEEING_FWHM	1.66

Table IV.1 – Récapitulatif des différents paramètres utilisés pour la construction des catalogues IRAC avec SExtractor.

• Estimation de la complétude

Nous avons ensuite estimé la complétude des catalogues ainsi obtenus. En effet certaines sources présentes sur la carte ne le sont pas dans le catalogue final. Il existe différentes raisons à cela. Tout d'abord, les sources qui se trouvent localement sur un «pic» de bruit ne seront pas détectées. Ensuite, les sources faibles qui se trouvent à proximité de sources plus brillantes ne sont pas toujours convenablement séparées par SExtractor. Le catalogue obtenu n'est donc pas complet.

Afin d'estimer cette fraction de sources non détectées, nous avons ajouté aléatoirement sur les cartes IRAC des sources fictives de flux donné S_0 . Nous avons ensuite construit un nouveau catalogue à l'aide de SExtractor et cherché dans ce catalogue les sources que nous

venions d'ajouter. Une source est considérée comme détectée si elle se trouve à une distance inférieure à 1.5 pixel ($\sim 2''$) de l'endroit où elle a été ajoutée et si son flux mesuré S_{mes} vérifie : $0.5 < \frac{S_{\text{mes}}}{S_0} < 1.5$. Afin de ne pas modifier les propriétés de la carte, il convient de ne pas ajouter trop de sources à la fois. Il sera donc nécessaire de renouveler cette opération un grand nombre de fois, afin d'avoir malgré tout une statistique suffisante. Par exemple, à $3.6 \mu\text{m}$, pour mesurer la complétude à $1 \mu\text{Jy}$ (respectivement 10 et $100 \mu\text{Jy}$), nous avons ajouté 5000 (respectivement 2000 et 100) sources sur une surface de $\sim 0.5 \text{deg}^2$ degrés et réalisé cette opération 100 fois. Ces nombres de sources correspondent à des densités inférieures à 2.8arcmin^{-2} , ce qui correspond à $\sim 10\%$ de la densité des galaxies réelles. Ces sources ajoutées ne modifient donc pas le comportement de l'algorithme de détection des sources.

La complétude obtenue pour les quatre longueurs d'onde IRAC est tracée sur la figure IV.2. Dans l'étude présentée dans cette partie, nous n'utiliserons en réalité que le catalogue à $3.6 \mu\text{m}$. Les limites de complétude à 50 et 80% des champs GTO pour les quatre longueurs d'onde IRAC sont également données dans la table IV.2. On remarque en particulier que les courbes de complétude à 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$ sont très différentes de celles obtenues à 5.8 et $8.0 \mu\text{m}$. En effet, aux plus courtes longueurs d'onde on est limité par la confusion : la forte densité de sources fait que certaines sources brillantes, proches d'autres sources brillantes, ne sont pas détectées. Ceci explique la décroissance plutôt lente de la complétude avec le flux. En revanche aux plus grandes longueurs d'onde, on est limité par le bruit instrumental : les sources qui sortent du bruit sont détectées et les sources plus faibles ne le sont pas, d'où une variation abrupte de la complétude avec le flux. Cette différence avait déjà été notée par Fazio et al. (2004a).

	$3.6 \mu\text{m}$	$4.5 \mu\text{m}$	$5.8 \mu\text{m}$	$8.0 \mu\text{m}$
Limite de complétude à 80%	9.5	8.9	20.9	44.4
Limite de complétude à 50%	2.7	4.0	16.0	35.6

Table IV.2 – *Limites de complétude à 50 et 80% des catalogues IRAC obtenus dans les champs GTO (CDFs, HDFN, LH). Les flux sont en μJy .*

A $3.6 \mu\text{m}$, nous avons également estimé le nombre de fausses sources résultant de la détection d'un pic de bruit. Pour cela, nous avons extrait un catalogue de sources sur le négatif de l'image. Nous détectons ainsi uniquement les «sources» dues au bruit. Cette méthode est celle utilisée par Papovich et al. (2004) à $24 \mu\text{m}$. Nous avons trouvé qu'une part importante des sources $S_{3.6} < 2 \mu\text{Jy}$ étaient des fausses sources dues au bruit. C'est pourquoi dans la suite de notre étude, nous nous limiterons à étudier les sources $S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$, ce qui correspond également à approximativement 50% de complétude. Le catalogue ainsi obtenu contient 56622 sources ce qui correspond à une densité de 21.3arcmin^{-2} .

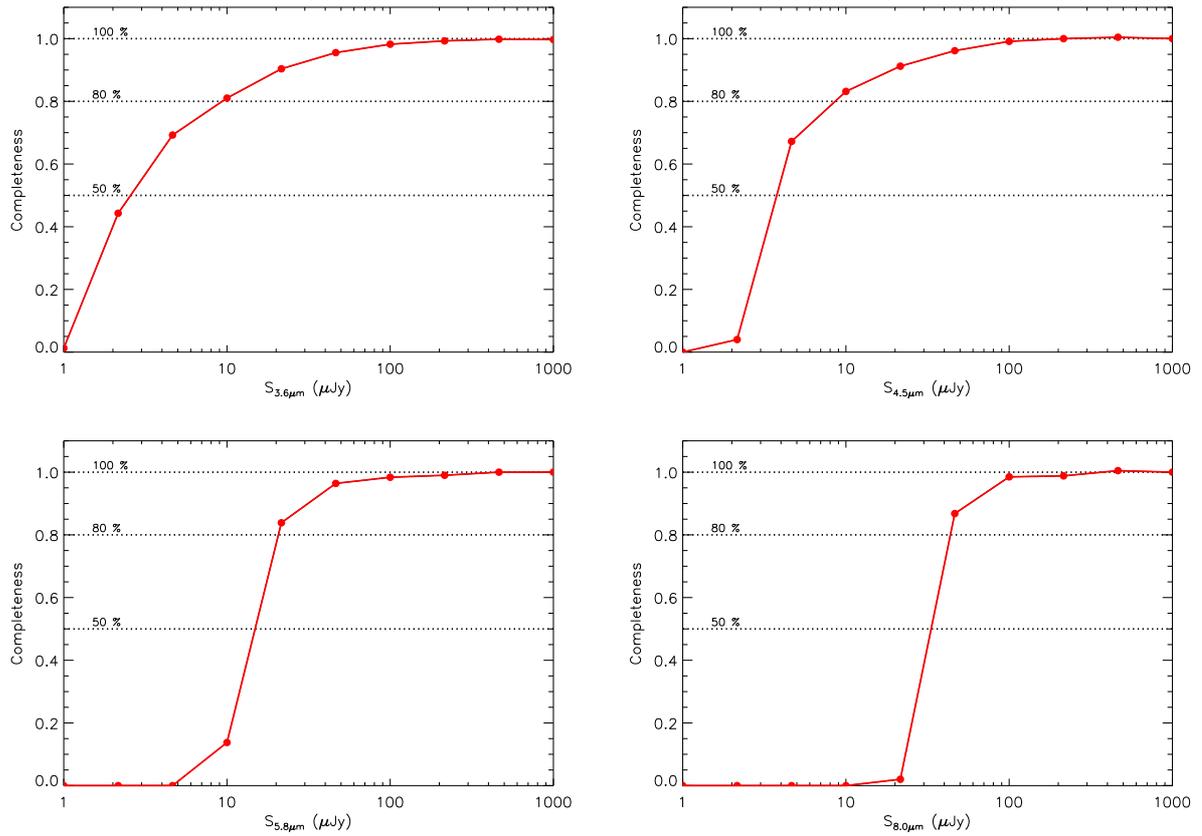


Figure IV.2 – Complétude des catalogues IRAC construits avec SExtractor dans les champs GTO (CDF5, HDFN et LH) à 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm .

IV.2.2 Identification des sources 3.6 μm à 24 μm

Les trois champs CDF5, HDFN et LH ont également été observés avec MIPS à 24, 70 et 160 μm . Nous avons utilisé les catalogues des sources détectées à 24 μm faits par Casey Papovich (Texas A&M University). La construction de ces catalogues est détaillée dans Papovich et al. (2004). Les limites de complétude à 50 et 80% sont respectivement de 60 et 83 μJy . Ces catalogues contiennent 16516 sources telles que $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ dans la région de 0.74 deg^2 , ce qui fait une densité de sources de 6.2 arcmin^{-2} . Cette densité est comparable à celle trouvée par Papovich et al. (2004) (5.8 arcmin^{-2}) et celle du catalogue utilisé par Dole et al. (2006) (6.3 arcmin^{-2}).

Pour chaque source du catalogue 3.6 μm , nous avons cherché une contrepartie dans le catalogue 24 μm dans un rayon de 2". Parmi les 56622 sources détectées à 3.6 μm , 14508 ont été associées de façon univoque à une source du catalogue 24 μm . Nous avons trouvé deux contreparties 24 μm pour 37 sources 3.6 μm : dans ce cas, la source la plus proche a été choisie.

A la fin de ce processus, nous avons regardé pour chaque source 24 μm , le nombre de fois où

elle a été associée à une source du catalogue 3.6 μm : la majorité des sources 24 μm (12478) a été associée à une source 3.6 μm . 11 sources 24 μm ont été associées à deux sources différentes à 3.6 μm . Enfin, il reste 2019 sources 24 μm qui n'ont été associées à aucune source du catalogue 3.6 μm . Pourtant le seuil de détection (2 μJy) à 3.6 μm devrait permettre de détecter toutes les sources 24 μm , puisque des galaxies si « rouges » ($S_{24}/S_{3.6} > 30$) sont très rares (voir paragraphe IV.3.2). Le fait qu'une fraction non négligeable des sources 24 μm ne soit associée à aucune source 3.6 μm vient du fait que notre catalogue 3.6 μm est limité par la confusion et qu'il manque donc des sources, même parmi les brillantes. On peut estimer a priori cette fraction. Notons $n_0(S_{3.6}, S_{24})dS_{3.6}dS_{24}$ le nombre de sources dont le flux à 3.6 μm est compris entre $S_{3.6}$ et $S_{3.6}+dS_{3.6}$ et dont le flux à 24 μm est compris entre S_{24} et $S_{24}+dS_{24}$. n_0 est donc une densité de sources ; elle dépend des flux à 3.6 μm et à 24 μm . La densité de sources détectées à 3.6 μm et à 24 μm s'écrit :

$$n_{3.6,24}(S_{3.6}, S_{24}) = C_{3.6}(S_{3.6})C_{24}(S_{24})n_0(S_{3.6}, S_{24}) \quad (\text{IV.1})$$

où $C_{3.6}$ et C_{24} sont les complétudes à 3.6 et 24 μm , qui dépendent respectivement de $S_{3.6}$ et de S_{24} . La densité de sources détectées à 24 μm mais pas à 3.6 μm vaut alors :

$$n_{\text{no}3.6,24} = C_{24}n_0 - n_{3.6,24} \quad (\text{IV.2})$$

$$= C_{24}n_0 - C_{3.6}C_{24}n_0 \quad (\text{IV.3})$$

$$= n_{3.6,24} \frac{1 - C_{3.6}}{C_{3.6}} \quad (\text{IV.4})$$

ce qui donne, en intégrant sur $S_{3.6}$ et sur S_{24} , le nombre $N_{\text{no}3.6,24}$ de sources détectées à 24 μm mais pas à 3.6 μm :

$$N_{\text{no}3.6,24} = \int_{60\mu\text{Jy}}^{\infty} \int_{2\mu\text{Jy}}^{\infty} n_{3.6,24} \frac{1 - C_{3.6}}{C_{3.6}} dS_{3.6}dS_{24} \quad (\text{IV.5})$$

On prédit ainsi, en utilisant la courbe de complétude établie précédemment et la densité de sources $n_{3.6,24}$ observée, que 15% des sources 24 μm ne seront pas associées à des sources 3.6 μm , ce qui est en bon accord avec les 12% mesurés.

On peut maintenant tracer pour les 14508 sources 3.6 μm associées à une source 24 μm le flux S_{24} en fonction du flux $S_{3.6}$ (figure IV.3). On remarque sur la droite de cette figure, à $S_{3.6} > 10^3 \mu\text{Jy}$, une ligne courbe formée par quelques sources. Ces sources sont en réalité des étoiles, mais les plus brillantes d'entre elles sont saturées ce qui explique pourquoi cette ligne remonte verticalement. Les couleurs $S_{24}/S_{3.6}$ de ces sources sont compatibles avec celles de corps noirs de températures comprises entre 4000 et 10000 K. Nous utiliserons le critère $S_{24}/S_{3.6} < 0.1$, également utilisé par Rodighiero et al. (2006), pour repérer les étoiles dans notre échantillon.

La figure IV.4 montre la fraction de sources 3.6 μm détectées à 24 μm . Seulement 25% des sources 3.6 μm sont détectées à 24 μm , mais celles-ci ne se répartissent pas de façon uniforme

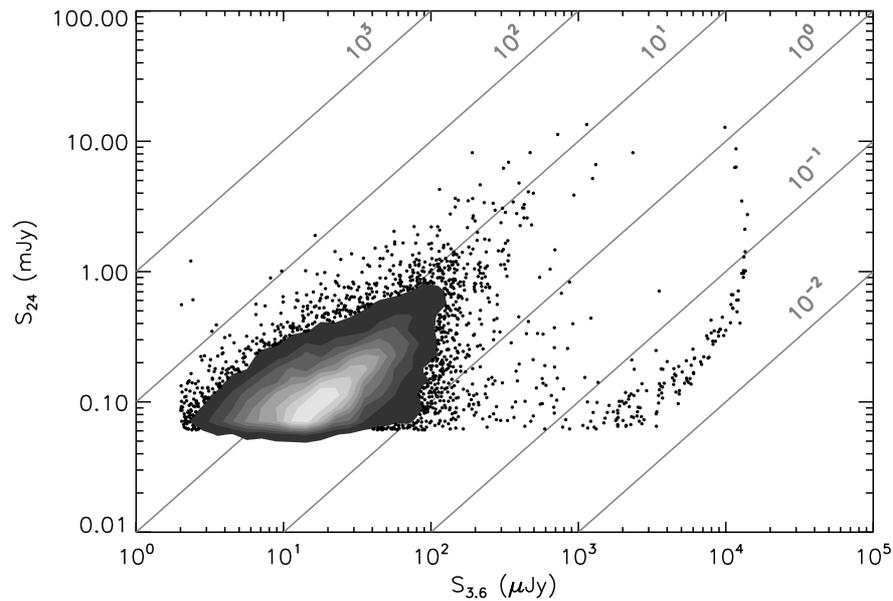


Figure IV.3 – Flux $24 \mu\text{m}$ en fonction du flux $3.6 \mu\text{m}$ pour toutes les sources détectées aux deux longueurs d’onde. Les régions grises (de la plus foncée à la plus claire) contiennent respectivement 90, 80, ..., 10% des sources. Les lignes grises obliques sont des lignes iso-couleurs $S_{24}/S_{3.6}$.

en fonction du flux $S_{3.6}$. La quasi-totalité des sources brillantes à $3.6 \mu\text{m}$ ($S_{3.6} \gtrsim 200 \mu\text{Jy}$) sont des étoiles et sont détectées à $24 \mu\text{m}$. A des flux intermédiaires ($0.1 \text{ mJy} \gtrsim S_{3.6} \gtrsim 1 \text{ mJy}$), les étoiles représentent une partie importante ($\sim 50\%$) de l’échantillon mais ne permettent pas d’expliquer la totalité des sources non détectées à $24 \mu\text{m}$: il existe donc des galaxies détectées à $3.6 \mu\text{m}$ et non détectées à $24 \mu\text{m}$. A plus faible flux, la fraction de ces galaxies augmente. Tout ceci sera discuté de façon plus détaillée au paragraphe IV.3.3

IV.3 Contribution au fond à 3.6 et $24 \mu\text{m}$ par tranches de couleurs

Nous étudions dans cette partie la contribution des sources détectées à 3.6 et $24 \mu\text{m}$ au fond infrarouge à 3.6 et $24 \mu\text{m}$ en fonction de leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$.

IV.3.1 Comptages de sources à $3.6 \mu\text{m}$

Nous avons tout d’abord calculé les comptages différentiels des sources détectées à $3.6 \mu\text{m}$ et nous les avons comparés à ceux obtenus par Fazio et al. (2004a) (figure IV.5). On remarque que les comptages divergent aux grands flux. Ceci est dû à la contribution des étoiles

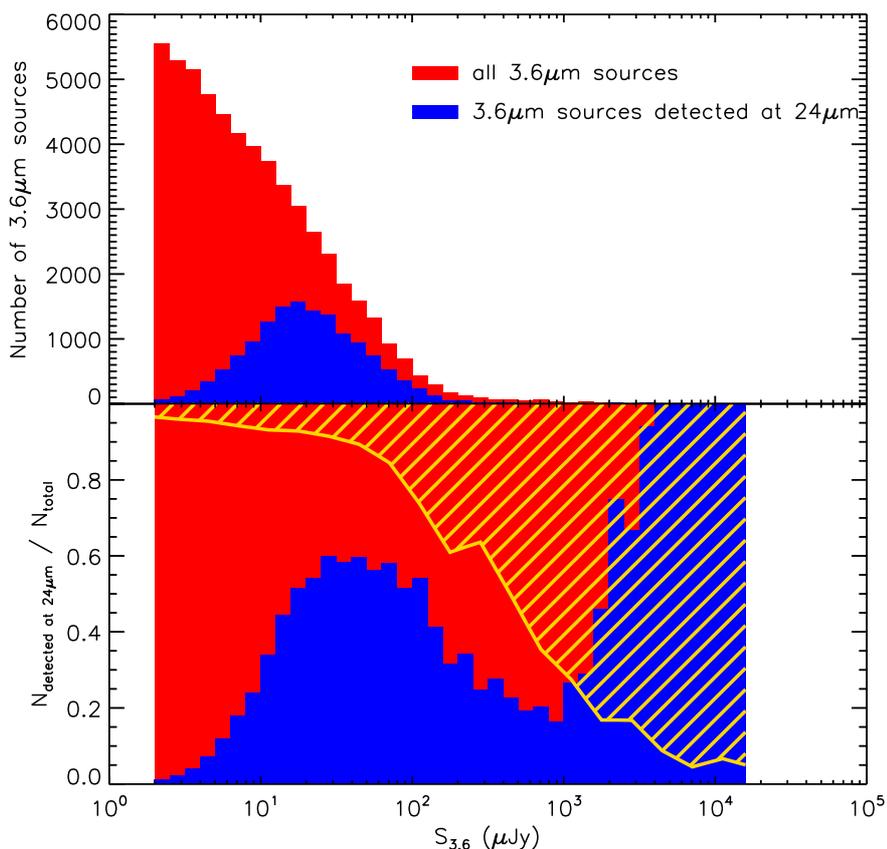


Figure IV.4 – En haut : histogramme des flux $S_{3.6}$. Les sources détectées à 24 μm sont en bleu et celles non détectées à 24 μm sont en rouge. En bas : même chose mais normalisé au nombre total de sources. La partie hachurée en jaune représente la fraction d'étoiles prédite à partir des comptages de Fazio et al. (2004a).

et ce comportement est correctement prédit par le *Faint Source Count Model* (Arendt et al. 1998) (modèle FSC). Ce modèle utilisé par l'équipe de DIRBE permet d'estimer les comptages d'étoiles en fonction des coordonnées galactiques du champ observé. La courbe rouge présentée figure IV.5 a été calculée pour nous par Rick Arendt (Goddard Space Flight Center) à partir du modèle FSC. On remarque que les prédictions de ce modèle sont en bon accord avec les comptages obtenus. Cela signifie également que les sources 3.6 μm plus brillantes que $\sim 1 \text{ mJy}$ sont très majoritairement des étoiles.

Nous avons expliqué précédemment que les étoiles étaient séparables des galaxies à l'aide d'un critère de couleur pour $S_{3.6} > 600 \mu\text{Jy}$. En revanche ceci n'est plus applicable à plus faible flux car les étoiles ne sont plus détectées à 24 μm . On peut cependant utiliser les prédictions du modèle FSC pour soustraire de façon statistique la contribution des étoiles aux comptages pour $S_{3.6} < 600 \mu\text{Jy}$. En combinant ces deux méthodes, on obtient alors les comptages différentiels des galaxies (figure IV.6). Ceux-ci sont en très bon accord avec ceux de Fazio et al. (2004a) pour $S_{3.6} < 60 \mu\text{Jy}$, mais l'écart est plus important à plus grand flux.

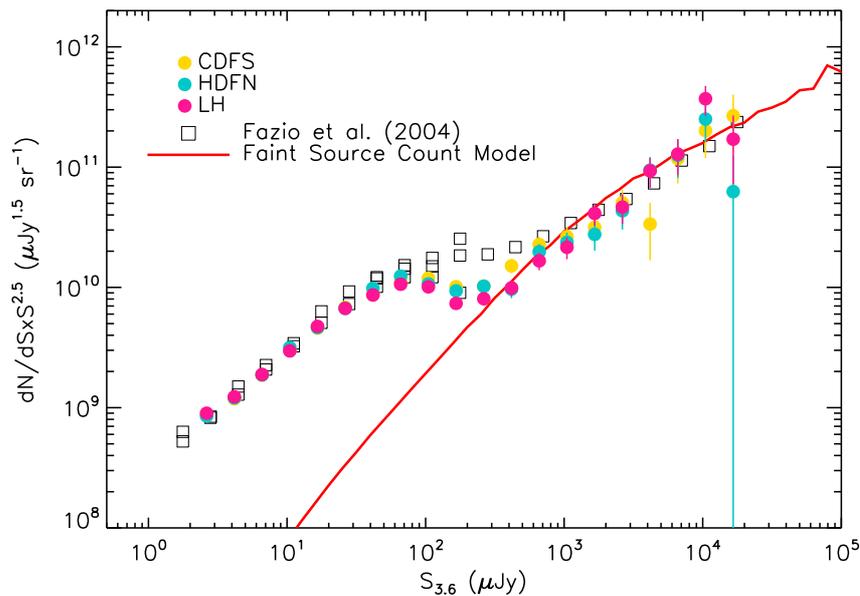


Figure IV.5 – Comptages différentiels de toutes les sources (c'est-à-dire étoiles et galaxies) à $3.6 \mu\text{m}$ obtenus dans les champs CDFS, HDFN et LH (points ronds colorés). Les carrés noirs représentent les comptages obtenus par Fazio et al. (2004a). La ligne rouge est la prédiction des comptages stellaires d'après le Faint Source Count Model de DIRBE (Arendt et al. 1998).

On notera cependant que les champs que nous avons utilisés sont plus petits que ceux de Fazio et al. (2004a) (0.85 deg^2 contre $\sim 9 \text{ deg}^2$) et que la statistique y est donc moins bonne. Enfin, on peut noter que les valeurs obtenues par Fazio et al. (2004a) pour $S_{3.6} \sim 200 \mu\text{Jy}$ sont elles-mêmes très dispersées.

IV.3.2 La couleur $S_{24}/S_{3.6}$

La bande à $3.6 \mu\text{m}$ de IRAC permet de sonder l'émission des vieilles étoiles des galaxies observées. Ces étoiles constituent l'essentiel de la masse stellaire et les luminosités dans l'infrarouge proche sont donc de bons traceurs de la masse stellaire (Papovich et al. 2001). De plus, cette gamme de longueur d'onde est peu sensible aux effets d'extinction d'une part, et à l'histoire de formation stellaire des galaxies d'autre part (Caputi et al. 2005, 2006b). Ceci est valable au moins jusqu'à un redshift de 3, et nous considérerons donc ici que la bande à $3.6 \mu\text{m}$ est un bon traceur de la masse stellaire pour toutes les galaxies de notre échantillon.

De plus différentes études ont montré que l'infrarouge moyen était un bon traceur de la luminosité totale infrarouge (Chary & Elbaz 2001; Takeuchi et al. 2005a; Bavouzet et al. 2008), qui trace elle-même le taux de formation stellaire (Kennicutt 1998a). Il sera question de ceci de façon beaucoup plus détaillée au paragraphe V.1. Comme la bande $24 \mu\text{m}$ de MIPS sonde l'émission infrarouge moyen des poussières jusqu'à un redshift d'environ 3, le flux S_{24}

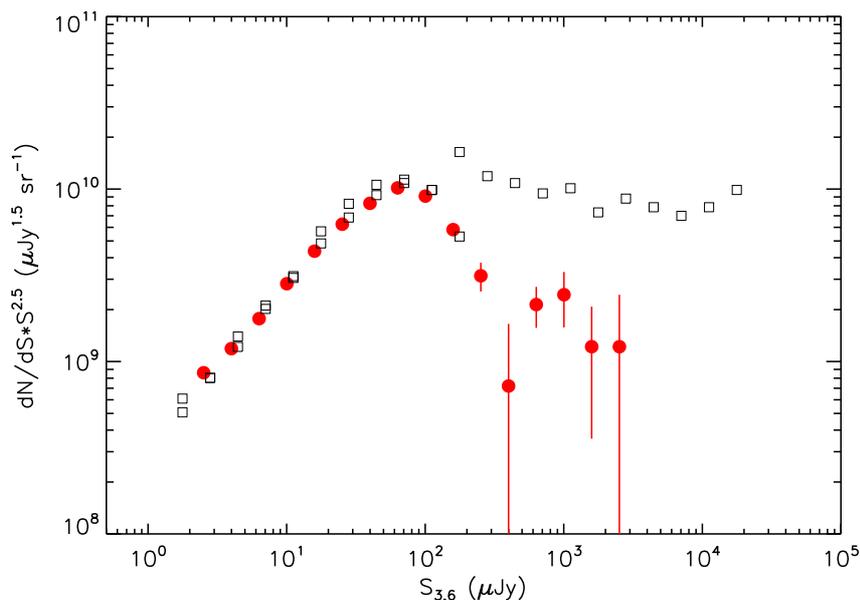


Figure IV.6 – Comptages différentiels des galaxies détectées à 3.6 μm (points rouges). Les carrés noirs sont les comptages de galaxies obtenus par Fazio et al. (2004a).

peut être ici considéré comme un traceur du taux de formation stellaire.

La couleur $S_{24}/S_{3.6}$ trace donc le taux de formation stellaire spécifique SFR_d , défini comme le rapport du taux de formation stellaire sur la masse stellaire de la galaxie. Outre le fait que les luminosités à 3.6 et à 24 μm ne soient intrinsèquement pas des traceurs parfaits de la masse stellaire et du taux de formation stellaire, l'estimateur de SFR_d est ici biaisé car nous n'effectuons pas de K-correction. Ainsi quand le redshift augmente, pour une SED de starburst classique, la luminosité observée à 3.6 μm est plus grande que la luminosité à 3.6 μm au repos et à 24 μm , on observe l'effet inverse. La couleur $S_{24}/S_{3.6}$ d'une galaxie de taux de formation stellaire spécifique donné diminuera donc quand on éloignera cette galaxie. Au delà de $z \sim 1$, c'est-à-dire lorsque les PAHs entreront dans la bande à 24 μm , la luminosité à 24 μm observée va de nouveau augmenter et la couleur $S_{24}/S_{3.6}$ augmentera également. On a donc ici une dégénérescence de notre traceur du taux de formation stellaire spécifique avec le redshift car on n'a pas effectué de K-correction. Cet effet peut-être vu sur la figure IV.7. Malgré cette dégénérescence, on considèrera que plus la couleur $S_{24}/S_{3.6}$ est importante et plus le taux de formation stellaire spécifique est grand, c'est-à-dire que plus l'épisode de formation stellaire traversé par la galaxie sera important pour celle-ci.

La figure IV.7 montre la répartition des galaxies de notre échantillon en fonction de leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$ (la ligne pointillée sur la figure IV.7). Pour les galaxies qui ne sont pas détectées à 24 μm , on peut écrire $S_{24} < 60 \mu\text{Jy}$ ce qui permet d'obtenir une limite supérieure de cette couleur. Nous avons également calculé la variation de cette couleur en fonction du redshift pour différentes SEDs de galaxies. Ces galaxies ont été choisies afin de représenter une

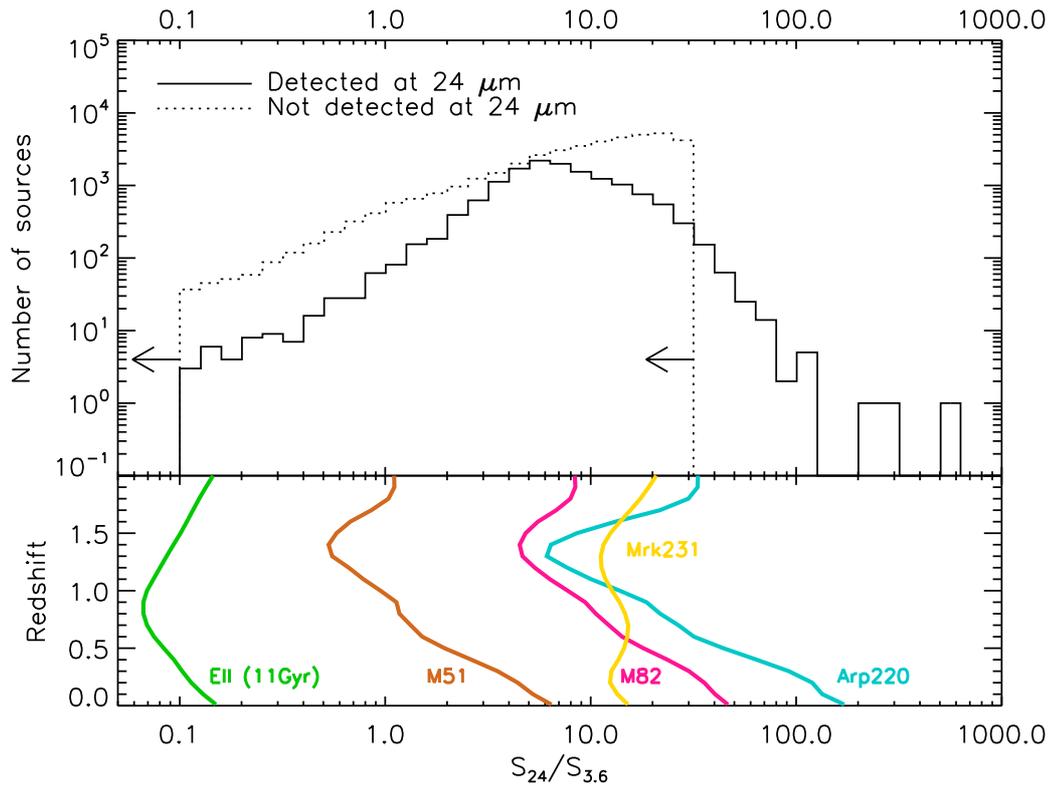


Figure IV.7 – En haut : répartition des galaxies de notre échantillon en fonction de leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$ (trait continu). Pour les galaxies qui ne sont pas détectées à $24 \mu\text{m}$ on peut calculer une limite supérieure de cette couleur (courbe pointillée). En bas : variation de la couleur $S_{24}/S_{3.6}$ en fonction du redshift pour différentes SEDs de galaxies. La SED de galaxie elliptique de 11 Gyr et celles de M51, M82 et Arp 220 proviennent de la librairie GRASIL (Silva et al. 1998). La SED de Mrk231 vient de la librairie de Polletta et al. (2007).

large gamme de taux de formation stellaire spécifique. On a également tracé pour information la couleur obtenue avec une SED du type de celle de Mrk 231, qui est un AGN associé à un puissant starburst. On remarque que les galaxies du type de Arp 220 (un puissant starburst) sont très rares, en tout cas dans l'Univers local. On remarque également que parmi les galaxies détectées à $24 \mu\text{m}$ très peu présentent une couleur compatible avec la SED d'une galaxie elliptique. Enfin pour les galaxies qui ne sont pas détectées à $24 \mu\text{m}$, la limite supérieure calculée ne permet pas vraiment de contraindre le type de galaxies observé, puisque ces couleurs pourraient aussi bien correspondre à des starbursts (de type M82) à $z \sim 1$ qu'à des galaxies spirales locales (de type M51) ou même à des elliptiques locales.

IV.3.3 Comparaison des contributions au fond infrarouge à 3.6 et $24 \mu\text{m}$

Nous avons séparé notre échantillon de 14508 sources détectées à la fois à 3.6 et à $24 \mu\text{m}$ en six sous-échantillons selon leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$. Les limites sont les suivantes :

- de 0.1 à 0.6 : cela correspond aux galaxies elliptiques,
- de 0.6 à 2 et de 2 à 6 : ces deux boîtes correspondent plutôt à des galaxies de type spirale avec un taux de formation stellaire modéré,
- de 6 à 20 et de 20 à 60 : ces deux boîtes contiennent majoritairement des galaxies starburst qui sont le siège d'un important épisode de formation stellaire, et qui contiennent éventuellement un AGN.
- de 60 à 1000 : cette dernière boîte contient les galaxies de type ULIRGs *locales*, comme Arp220. Malgré la grande variété de spectres infrarouges observés pour les ULIRGs (Armus et al. 2007), ces dernières présentent presque systématiquement un rapport $S_{24}/S_{3.6}$ important. En revanche, comme l'illustre la figure IV.7, les ULIRGs situées à plus grand redshift voient leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$ décroître très fortement à cause de l'absorption due aux silicates et ne sont donc pas sélectionnées par ce critère.

Nous avons ensuite étudié la contribution de chacun de ces sous-échantillons au fond diffus dans l'infrarouge proche (à 3.6 μm) et dans l'infrarouge moyen (à 24 μm) (figure IV.8). Pour construire cette figure, nous avons découpé chacun des six sous-échantillons précédents selon le flux à 3.6 μm (respectivement 24 μm). Pour chacun de ces mini-échantillons il est possible, en ajoutant le flux de toutes les sources, d'en déduire la contribution au fond infrarouge à cette longueur d'onde. A 3.6 μm , il est important de corriger des effets de complétude : en effet, à cause de la sélection en flux à 24 μm ($S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$), toutes les sources d'une boîte découpée selon le flux $S_{3.6}$ et la couleur $S_{24}/S_{3.6}$ ne sont pas détectées.

A 3.6 μm , le fond est très largement dominé par les galaxies telles que $S_{24}/S_{3.6} < 6$. En effet, les galaxies avec des couleurs $S_{24}/S_{3.6} > 6$ sont quasiment toutes détectées à 24 μm , ce qui permet d'estimer leur contribution au fond à 3.6 μm : elle est de $\sim 20\%$. Les sources avec des couleurs plus faibles ne sont pas toutes détectées à 24 μm et on ne peut donc pas dire si ce sont plutôt les galaxies avec des SEDs de type elliptique ($S_{24}/S_{3.6} < 0.6$) ou des galaxies de type spirale qui dominent. Au maximum d'émission ($S_{3.6} \sim 60 \mu\text{Jy}$), il semble quand même que ce soit cette dernière catégorie de galaxies qui prédomine.

A 24 μm , toutes les galaxies sont détectées à 3.6 et à 24 μm et l'analyse est donc beaucoup plus simple qu'à 3.6 μm . On remarque que ce sont les galaxies telles que $6 < S_{24}/S_{3.6} < 20$ qui dominent le fond dans l'infrarouge moyen : elles contribuent pour $\sim 50\%$ au fond fait par les galaxies telles que $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$. Ces galaxies et les autres galaxies à forte formation d'étoiles ($S_{24}/S_{3.6} > 6$) contribuent pour $\sim 2/3$ au fond infrarouge à 24 μm . A plus faible flux ($S_{24} < 60 \mu\text{Jy}$), il semblerait que la contribution de ces galaxies diminue légèrement. En effet, la figure IV.8 (bas) montre que les trois courbes correspondant à ces galaxies ont déjà convergé (leur maximum est à $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$) alors que ce n'est pas le cas pour les sources $S_{24}/S_{3.6} < 6$.

Nous avons introduit dans la discussion précédente une limite un peu arbitraire ($S_{24}/S_{3.6} = 6$) pour distinguer les galaxies à fort taux de formation stellaire spécifique des galaxies plus

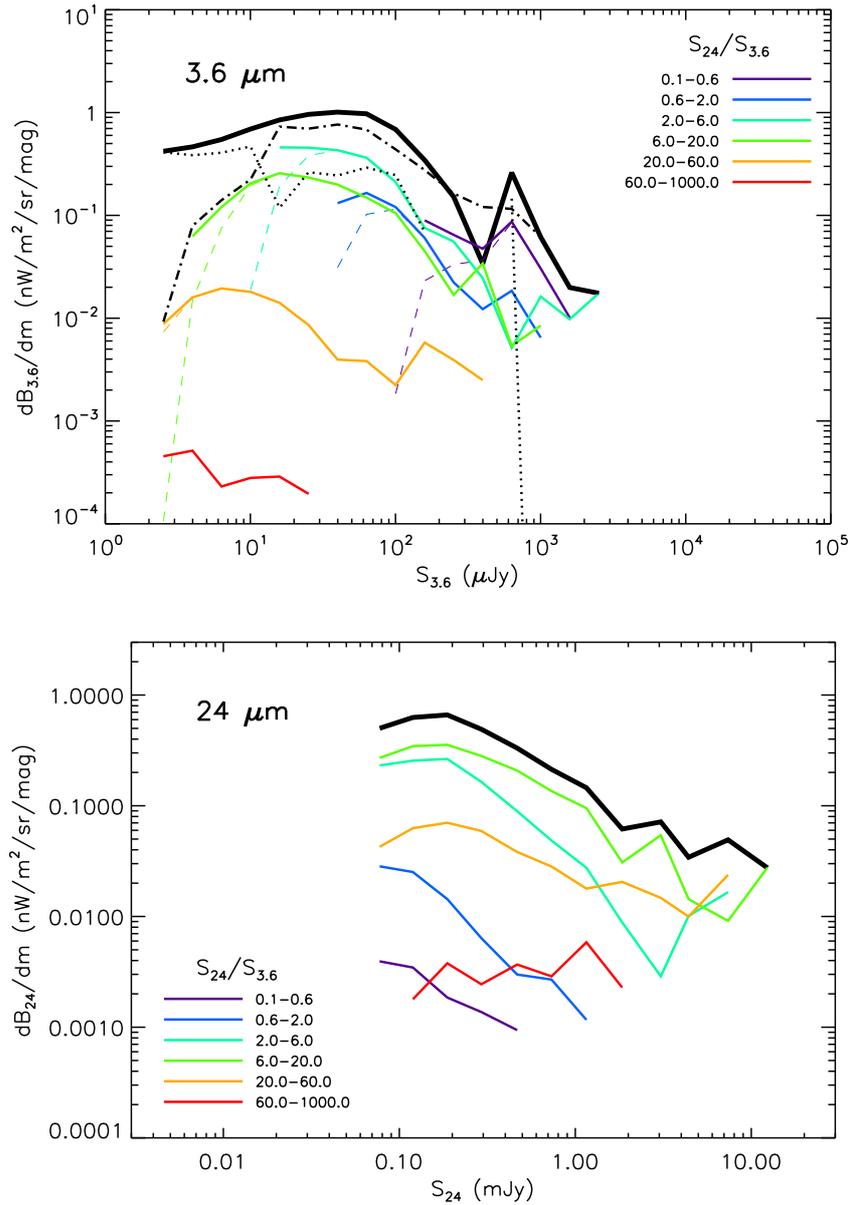


Figure IV.8 – En haut : contribution des galaxies détectées à 3.6 et à 24 μm au fond diffus infrarouge à 3.6 μm en fonction de leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$ et du flux $S_{3.6}$. Une correction de complétude a été appliquée : les lignes colorées continues tiennent compte de cette correction alors que les lignes colorées en tiret correspondent aux contributions non corrigées. La ligne noire épaisse est la contribution des galaxies détectées à 3.6 μm au fond à 3.6 μm et la ligne noire en tiret-point est la contribution des galaxies détectées à 3.6 et à 24 μm au fond infrarouge (c'est à dire la somme de toutes les courbes colorées). Enfin la contribution des galaxies non détectées à 24 μm est montrée en pointillés noirs. En bas : contribution des galaxies détectées à 3.6 et à 24 μm au fond diffus infrarouge à 24 μm en fonction de leur couleur $S_{24}/S_{3.6}$ et du flux S_{24} . La ligne noire épaisse est la somme de toutes les contributions.

calmes. Malgré le caractère artificiel de cette séparation, cette étude montre que les galaxies qui dominent le fond à 3.6 μm sont plutôt des galaxies de type spiral ou elliptique alors que celles qui font le fond à 24 μm sont plutôt de type starburst. En particulier, les galaxies telles que $S_{24}/S_{3.6} > 6$ contribuent pour environ les 2/3 du fond à 24 μm alors qu'elles ne contribuent que pour $\sim 20\%$ à 3.6 μm .

Enfin, afin d'approfondir cette discussion et de s'affranchir de la dégénérescence entre SFR_d et redshift, il faudrait connaître les redshifts de toutes ces sources. On pourrait aussi imaginer de construire un estimateur de ce taux de formation stellaire spécifique qui dépendrait moins fortement du redshift, en utilisant par exemple un rapport de combinaisons linéaires de différents flux infrarouges, ce qui serait plus ou moins équivalent à utiliser des redshifts photométriques. De telles études permettraient sans doute d'apporter quelques contraintes supplémentaires sur les populations de galaxies qui dominent les fonds à 3.6 et 24 μm .

IV.4 Contribution au CIB à 24, 70 et 160 μm par tranches de $S_{3.6}$

Dans cette partie, nous étudions la contribution des galaxies sélectionnées à 3.6 μm au fond diffus infrarouge (à 24, 70 et 160 μm). Nous comparerons cette contribution à celles des galaxies sélectionnées à 24 μm (en particulier à l'étude de Dole et al. (2006)). En effet, en sélectionnant les galaxies à 24 μm , on est biaisé vers les galaxies à forte formation d'étoiles. Notre échantillon sélectionné dans l'infrarouge proche contient une plus grande variété de galaxies. On ajoute ainsi à l'échantillon de Dole et al. (2006) des galaxies à taux de formation stellaire plus faible et on s'attend donc à une contribution dans l'infrarouge lointain peu importante. Toutefois certaines études ont révélé des résultats assez surprenants (voir la discussion au paragraphe IV.1 et les résultats de Wang et al. (2006)).

Dans la suite, nous séparerons notre échantillon en 5 boîtes selon le flux des sources à 3.6 μm . Les boîtes sont les suivantes : $S_{3.6} (\mu\text{Jy}) > 500$, $120 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 500$, $30 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 120$, $8 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 30$ et $2 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 8$. Dans chaque boîte nous distinguerons également les sources qui sont détectées à 24 μm de celles qui ne le sont pas. Enfin nous considérerons une dernière boîte constituée des 2019 galaxies détectées à 24 μm mais qui n'ont été associées à aucune source à 3.6 μm .

IV.4.1 Valeurs du CIB

Comme il a déjà été expliqué dans l'introduction (paragraphe I.4.3), il est assez difficile de mesurer de façon absolue la valeur du fond diffus infrarouge. Comme Dole et al. (2006)

(voir en particulier la discussion au paragraphe 4.1), nous utiliserons les valeurs prédites par le modèle de Lagache et al. (2004) (modèle LDP) comme valeurs de référence. Ces valeurs sont données dans la table IV.3. La figure IV.9 montre également la distribution spectrale du CIB prédite par le modèle ainsi que la contribution des sources $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ au fond aux différentes longueurs d'onde. On remarque sur cette figure que la contribution des sources $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ est maximum à $70 \mu\text{m}$ et diminue quand on va dans l'infrarouge lointain et le domaine sub-millimétrique. En effet les sources sélectionnées par le critère ($S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$) sont à $z \sim 1$ (Caputi et al. 2006a) alors que le fond sub-millimétrique est dominé par des galaxies à plus haut redshift ($z \gtrsim 2$).

	24 μm	70 μm	160 μm
B_ν (MJy/sr)	0.022	0.15	0.82
νB_ν (nW/m ² /sr)	2.7	6.4	15.4

Table IV.3 – Valeurs du CIB prédites par le modèle de Lagache et al. (2004).

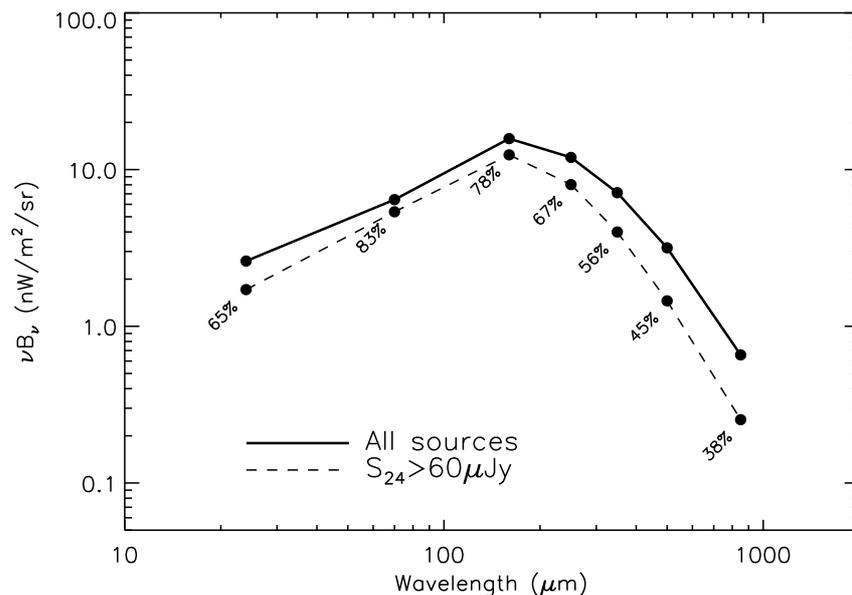


Figure IV.9 – Distribution spectrale d'énergie du CIB prédite par le modèle de Lagache et al. (2004) pour toutes les galaxies (trait continu) et pour les galaxies telles que $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ (trait tiret). Le pourcentage donné à chaque longueur d'onde représente la contribution des galaxies $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ au fond infrarouge total.

On peut estimer le fond fait par les sources détectées à $24 \mu\text{m}$ sans se soucier pour l'instant de savoir si elles se trouvent dans le catalogue final, c'est-à-dire si elles ont été associées à une source à $3.6 \mu\text{m}$. On obtient, en sommant le flux de toutes les sources $24 \mu\text{m}$ de notre catalogue une valeur du fond à $24 \mu\text{m}$ de $1.84 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$. En appliquant les couleurs

moyennes des galaxies établies par Dole et al. (2006), on peut ensuite estimer la valeur du CIB à 70 et 160 μm : on obtient respectivement 6.02 et 14.10 $\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$.

• Mise à jour des résultats de Dole et al. (2006)

On met ici à jour les estimations du fond à 24, 70 et 160 μm faites par Dole et al. (2006). En effet des erreurs se sont glissées dans la photométrie à 24 et 160 μm , il convient donc d'appliquer les corrections suivantes :

$$\begin{cases} S_{24,\text{nouveau}} &= S_{24,\text{ancien}}/1.12 \\ S_{160,\text{nouveau}} &= S_{160,\text{ancien}} \times 1.30 \end{cases} \quad (\text{IV.6})$$

A 160 μm , le facteur 1.30 vient d'une erreur dans la taille du pixel. Au départ, les cartes étaient générées avec des pixels de taille instrumentale puis par la suite elles ont été générées avec des pixels de 16". Voici alors, après correction, les contributions des galaxies $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ au CIB à 24, 70 et 160 μm : $1.93 \pm 0.23 \text{ nW}/\text{m}^2/\text{sr}$, $5.9 \pm 0.9 \text{ nW}/\text{m}^2/\text{sr}$ et $13.9 \pm 2.1 \text{ nW}/\text{m}^2/\text{sr}$, ce qui fait des contributions de 71%, 92% et 90% au fond total estimé à partir du modèle LDP. Les estimations précédentes du CIB qui utilisent les couleurs moyennes des galaxies mesurées par Dole et al. (2006) tiennent compte de ces corrections.

IV.4.2 Stacking et correction des effets de corrélation

Les sources de chacun des 10 sous-échantillons sont ensuite stackées à 24, 70 et 160 μm . Nous avons vu au paragraphe III.4 que les effets de la corrélation spatiale des galaxies pouvait biaiser le stacking. Nous allons appliquer ici deux corrections. L'une est due à l'auto-corrélation de l'échantillon stacké alors que l'autre est due à la cross-corrélation de l'échantillon stacké avec toutes les autres sources du champ. On s'attend généralement à ce que cette deuxième correction soit plus faible que la première mais dans notre cas ce sont les termes de cross-corrélation qui dominent. Nous verrons que ceci est lié au fait que le catalogue des sources 3.6 μm n'est pas complet et est affecté par la confusion. Nous commencerons par appliquer la correction de cross-corrélation qui s'applique directement sur l'image résultant du stacking. Nous appliquerons ensuite la deuxième correction liée à l'auto-corrélation des sources qui, elle, peut s'appliquer sur le flux mesuré.

• Cross-corrélation

Nous avons observé que lorsque l'on stacke un échantillon non complet affecté par la confusion (comme par exemple les sous-échantillons $8 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 30$ et $2 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 8$), le continu de l'image stackée obtenue n'est pas uniforme et présente un «trou» au centre, là où on s'attend à trouver la source moyenne (voir figure IV.13). Ceci peut entraîner une sous-estimation du flux mesuré.

Ceci s'explique par le fait que les sources présentes dans le catalogue sont celles qui se trouvent dans les environnements les moins denses. En effet si elles ont pu être détectées c'est parce qu'elles étaient suffisamment éloignées de toute source brillante. A $3.6 \mu\text{m}$, il n'y a donc pas de sources brillantes au voisinage des sources faibles du catalogue. Il est important de noter que ceci n'est pas un effet physique et est uniquement dû au processus d'extraction des sources.

Afin de mesurer ce continu non uniforme, que nous devons soustraire aux images résultant du stacking avant de faire la photométrie, nous avons appliqué la méthode suivante. Nous avons ajouté des sources fictives de flux donné sur la carte $3.6 \mu\text{m}$ et nous avons de nouveau extrait un catalogue à $3.6 \mu\text{m}$ et cherché dans ce catalogue les sources ajoutées. Cette méthode est identique à celle utilisée pour estimer la complétude du catalogue à $3.6 \mu\text{m}$. Nous avons ensuite stacké à 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$ aux positions des sources fictives détectées à $24 \mu\text{m}$, sans avoir ajouté de sources fictives sur les cartes à ces longueurs d'onde. De cette façon nous stackons l'environnement des sources $3.6 \mu\text{m}$. Le «trou» observé est d'autant plus profond que les sources ajoutées à $3.6 \mu\text{m}$ sont faibles et donc que la complétude est faible. Les continus obtenus pour chacune des 5 boîtes en flux à $3.6 \mu\text{m}$ sont montrés figure IV.10.

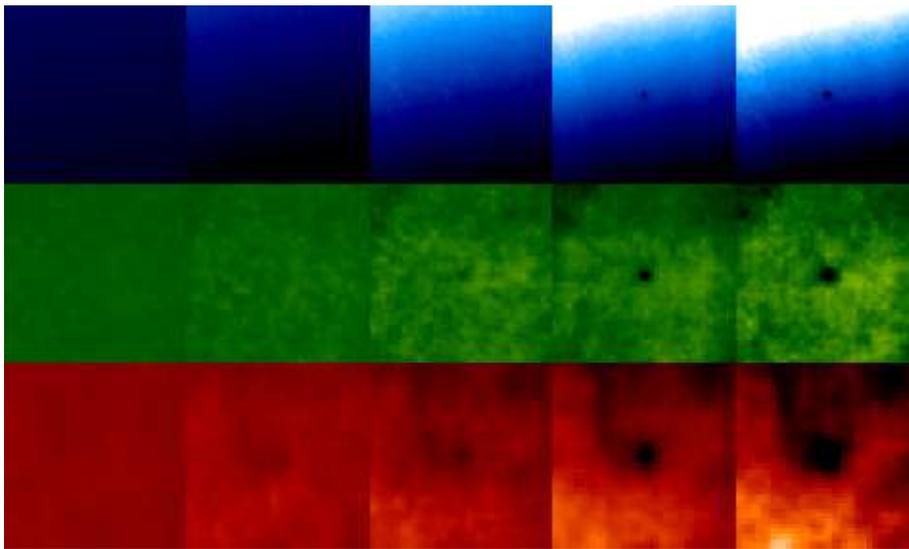


Figure IV.10 – Continus non uniforme obtenus pour chacune des 5 boîtes en flux $S_{3.6}$ (des sources $3.6 \mu\text{m}$ les plus brillantes aux plus faibles) et à 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$ (de haut en bas). Chaque image a une taille de $10' \times 10'$.

On aurait pu imaginer appliquer directement les relations établies au paragraphe III.4 pour estimer ce continu non uniforme. Il aurait alors fallu calculer la quantité suivante :

$$\text{Continu}_{2\text{D}} = \int_0^\infty \left(\chi_{2\text{D}}(S_{3.6}) \star \text{PSF}_{2\text{D}} \right) \times \frac{dN}{\Sigma} S_\lambda(S_{3.6}) \quad (\text{IV.7})$$

où $\chi_{2\text{D}}(S_{3.6})$ est la cross-corrélation angulaire (à deux dimensions) entre les sources de flux $S_{3.6}$ et toutes les autres sources, $S_\lambda(S_{3.6})$ est le flux à la longueur d'onde λ des sources de

flux $S_{3.6}$ à 3.6 μm , dN est le nombre de sources de flux $S_{3.6}$ et Σ est la surface du champ. La difficulté est ici d'estimer $S_\lambda(S_{3.6})$ puisque très peu de sources sont détectées à 70 μm . C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser la simulation précédente.

On peut malgré tout essayer d'analyser un peu plus en détail ce que donnerait l'équation IV.7. Pour cela nous avons séparé notre échantillon de sources détectées à 3.6 μm selon leur flux $S_{3.6}$ en 10 boîtes et de façon à ce que chaque boîte contienne le même nombre de sources (~ 1700). Nous avons ensuite distribué aléatoirement et en plusieurs fois 30000 sources fictives de flux $S_{3.6} = 5 \mu\text{Jy}$ sur la carte 3.6 μm et avons ensuite re-extrait un catalogue à 3.6 μm . Nous avons noté la position des sources détectées. Ces sources sont biaisées vis-à-vis des vraies sources brillantes de la même façon que les sources $2 \mu\text{Jy} < S_{3.6} < 8 \mu\text{Jy}$ le sont. Nous avons ensuite calculé la fonction de cross-corrélation angulaire entre ces sources fictives détectées et les vraies sources des 10 boîtes que nous avons faites. Enfin nous avons convolué ces fonctions de cross-corrélation avec la PSF et tracé les profils qui sont donnés figure IV.11. On remarque que les sources $S_{3.6} = 5 \mu\text{Jy}$ sont très anti-corrélées avec les sources brillantes, alors qu'elles le sont peu avec les sources plus faibles. Comme chaque boîte contient le même nombre de sources, il est facile de calculer ensuite le résultat de l'équation IV.7 : il suffit de multiplier chaque fonction de corrélation angulaire par le flux à 70 μm des sources de flux $S_{3.6}$. En supposant en première approximation que la couleur $S_{70}/S_{3.6}$ est la même pour les 10 boîtes, on en déduit que ce sont les boîtes de flux $S_{3.6}$ important qui dominent l'intégrale et que ceux-ci créent un «trou» (qui correspond à une anticorrélation) comme on l'avait estimé précédemment.

Enfin on peut vérifier que le profil du continu calculé à l'aide de l'équation IV.7 est semblable à celui obtenu à l'aide de la simulation précédente (figure IV.12).

Les continus estimés à l'aide de la simulation précédente sont finalement soustraits aux petites images obtenues avec le stacking. Une illustration de cette soustraction est faite figure IV.13. Ceci permet de corriger des effets de cross-corrélation entre l'échantillon stacké et les autres sources.

• Auto-corrélation

Il reste maintenant à corriger des effets d'auto-corrélation de la population stackée. Comme expliqué au paragraphe III.4, cette correction peut se faire sur le flux final mesuré par photométrie d'ouverture.

Pour estimer cette correction à appliquer, nous avons mesuré les fonctions d'auto-corrélation des différents échantillons stackés. Nous les avons ensuite convoluées par les PSF et nous avons mesuré le flux, par photométrie d'ouverture, sur ces fonctions d'auto-corrélation angulaires à deux dimensions avec les mêmes paramètres de photométrie que pour les sources.

Il n'est pas possible de mesurer les fonctions d'auto-corrélation angulaires aux très petites

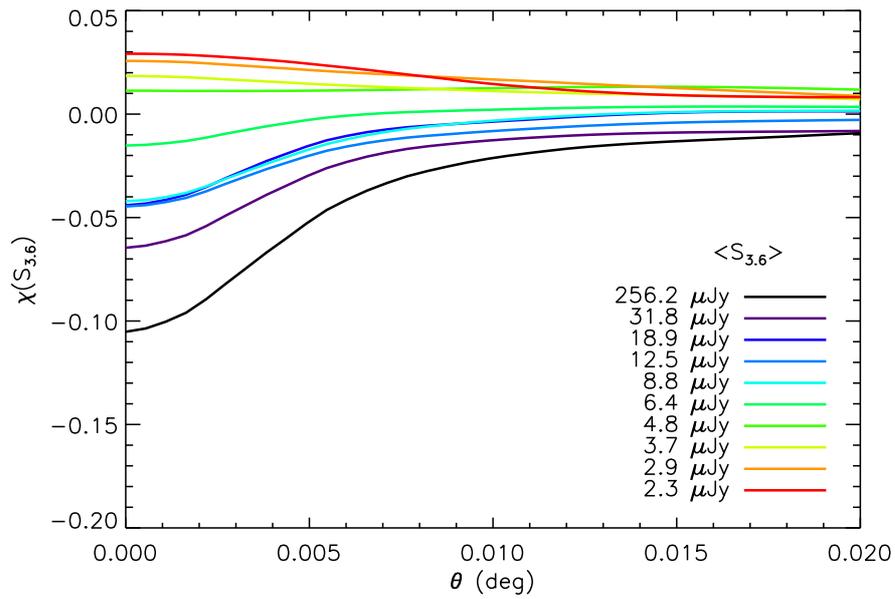


Figure IV.11 – Profil des fonctions de cross-corrélation angulaires convoluées par la PSF à $70 \mu\text{m}$ entre des sources simulées et les vraies sources du catalogue à $3.6 \mu\text{m}$ classées selon leur flux $S_{3.6}$ (les dix courbes correspondent à dix tranches de flux à $3.6 \mu\text{m}$). Voir le texte pour plus de détails sur la simulation.

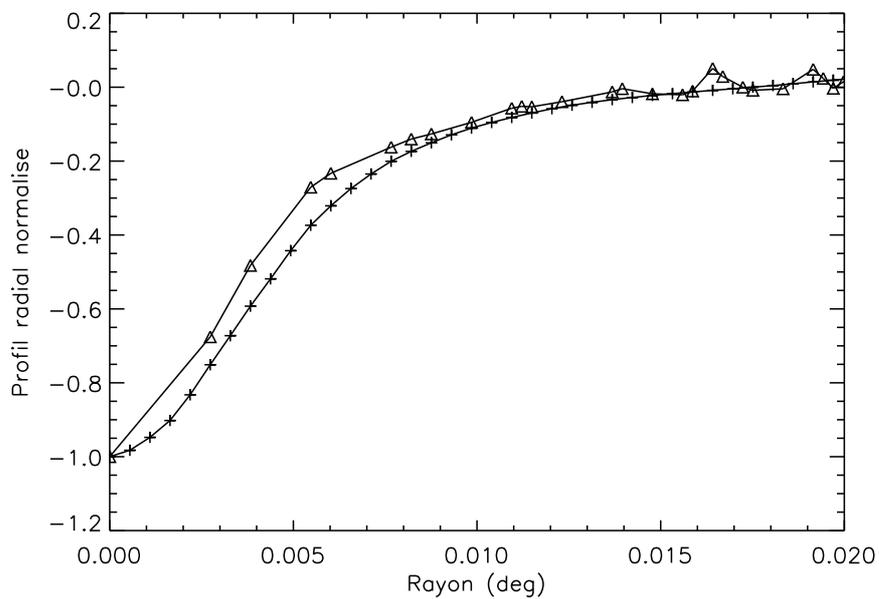


Figure IV.12 – Comparaison des profils des fonctions de cross-corrélation angulaire calculés à partir de la simulation (triangles) et à partir de l'équation IV.7 (croix).

échelles (c'est-à-dire aux échelles inférieures à la taille de la PSF à $3.6 \mu\text{m}$) car deux sources très proches à $3.6 \mu\text{m}$ ne sont pas séparées. Il faut alors extrapoler la fonction d'auto-

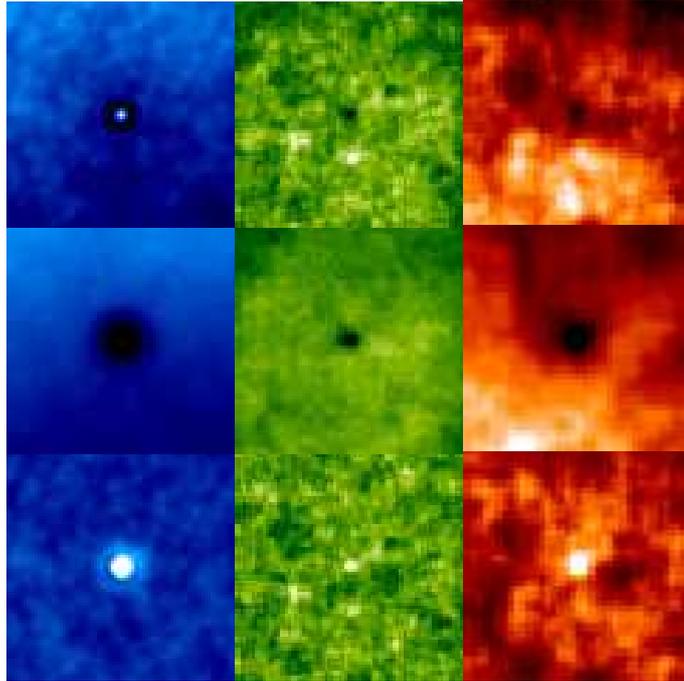


Figure IV.13 – Illustration de la soustraction du fond non uniforme dû aux effets de corrélation des sources stackées (ici toutes les sources $2 < S_{3.6} \mu\text{Jy} < 8$) avec les autres sources. De gauche à droite : à 24, 70 et 160 μm . La ligne du haut montre le résultat brut du stacking. La ligne du centre montre le continu à soustraire. Enfin la ligne du bas montre le résultat du stacking corrigé (c'est-à-dire après soustraction). A 24 μm , les images font $1.7' \times 1.7'$ et à 70 et 160 μm elles font $10' \times 10'$.

corrélation au centre. Nous avons essayé différentes méthodes :

- $\chi(\theta < \theta_0) = \chi(\theta_0)$
- $\chi(\theta < \theta_0) = 0$

avec différentes valeurs de θ_0 . Les résultats ne changent pas de façon significative avec l'une ou l'autre des méthodes. Nous avons finalement extrapolé les fonctions d'auto-corrélation au centre avec la méthode $\chi(\theta < 5'') = \chi(5'')$.

On obtient alors les corrections qui sont données table IV.4. Les corrections à 24 μm sont négligeables ($< 5\%$) mais ce n'est plus le cas à 70 et à 160 μm où elles sont respectivement de l'ordre de 10% et 20%. Cette augmentation avec la longueur d'onde est liée à celle de la largeur de la PSF.

• Estimation des incertitudes

Il existe différentes sources d'incertitude sur les flux mesurés. On a tout d'abord une erreur photométrique due au bruit instrumental et au bruit de photons ; celle-ci est mesurée par l'algorithme de photométrie en mesurant le flux à ~ 2000 positions aléatoires autour de la source moyenne résultant du stacking. L'écart-type de ces valeurs donne l'incertitude photo-

	24 μm	70 μm	160 μm
Toutes les sources 3.6 μm			
$S_{3.6} (\mu\text{Jy}) > 500$	1.00	0.99	0.97
$120 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 500$	1.00	1.04	1.06
$30 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 120$	1.04	1.13	1.20
$8 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 30$	1.03	1.10	1.18
$2 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 8$	1.04	1.14	1.29
Les sources détectées à 24 μm			
$S_{3.6} (\mu\text{Jy}) > 500$	1.00	0.99	0.98
$120 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 500$	1.00	1.00	1.00
$30 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 120$	1.01	1.07	1.10
$8 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 30$	1.03	1.10	1.17
$2 < S_{3.6} (\mu\text{Jy}) < 8$	1.00	1.10	1.14

Table IV.4 – Valeurs des corrections des effets d'auto-corrélation pour chacun des 10 échantillons et aux trois longueurs d'onde MIPS. Les flux mesurés sont à diviser par ces coefficients afin d'obtenir les flux non contaminés par l'auto-corrélation.

métrique σ_{phot} . Ici, il n'est pas utile d'utiliser la méthode de bootstrap (voir paragraphe II.3.2) (qui aurait pris vraiment beaucoup de temps de calcul) pour mesurer cette incertitude car les sources stackées sont très largement sous le seuil de détection. Leur dispersion intrinsèque est donc négligeable devant le bruit instrumental et le bootstrap n'apporterait donc aucune information supplémentaire.

Une autre source d'erreur provient de la soustraction du continu qui corrige des effets de cross-corrélation. En examinant, ces continus (figure IV.10), on remarque en effet des structures rémanentes. Il nous semble que ces structures sont des résidus du filtrage appliqué lors de la réduction des données, puisque celles-ci dépendent du champ et leur direction est liée à l'orientation spatiale du télescope au moment de l'observation (et donc de la direction de *scan*). Afin de mesurer l'erreur introduite par ces structures rémanentes, nous avons calculé la différence entre les continus obtenus dans chacun des champs et avons mesuré la dispersion de ces différences. Nous obtenons des valeurs pour l'incertitude sur la soustraction du continu de 1 μJy à 24 μm , de 50 μJy à 70 μm et de 380 μJy à 160 μm .

Enfin la dernière source d'erreur provient de la variance cosmique. Nous utilisons les mêmes champs que Dole et al. (2006) et nous avons donc utilisé leur estimation qui est de 15% d'incertitude. Cette valeur a été obtenue en séparant leur échantillon total en 12 champs et en refaisant le même travail sur chacun de ces 12 sous-échantillons. L'écart-type des valeurs obtenues permet d'estimer l'incertitude qui résulte de la variance cosmique.

L'incertitude totale sur chaque flux mesuré est finalement la somme quadratique de ces

trois incertitudes.

IV.4.3 Contributions au fond infrarouge

Nous avons donc mesuré le flux moyen à 24, 70 et 160 μm de chacun de nos 11 sous-échantillons. On rappelle que 5 de ces boîtes contiennent toutes les sources détectées à 3.6 μm classées selon leur flux $S_{3.6}$. Les 5 autres boîtes contiennent uniquement les sources détectées à 3.6 μm et à 24 μm classées également selon leur flux $S_{3.6}$. Nous disposons enfin d'un dernier sous-échantillon constitué des sources uniquement détectées à 24 μm . A partir de ces flux moyens, il est possible d'en déduire, connaissant le nombre de sources dans chaque boîte et en corrigeant des effets de complétude, la contribution de ces sources au fond diffus infrarouge. La figure IV.14 montre les contributions totales et différentielles de toutes ces sources au fond infrarouge à 24, 70 et 160 μm . Les valeurs des flux moyens et des contributions au CIB sont également données table IV.5 et IV.6.

On peut tout d'abord comparer nos estimations du fond fait par les galaxies $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$ aux résultats de Dole et al. (2006) : ceux-ci sont en très bon accord compte-tenu des incertitudes assez-importantes sur ces valeurs.

On remarque que la contribution des galaxies détectées à 3.6 μm est maximale à $S_{3.6} \sim 30 \mu\text{Jy}$ et décroît ensuite. Ceci montre qu'une grande partie de ce fond a été résolu et qu'on commence à converger. Même s'il faudrait continuer à stacker des sources de flux $S_{3.6}$ plus faible pour obtenir une estimation du CIB, la contribution des sources $S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$ permet de donner des limites inférieures de la valeur du CIB : 2.08 ± 0.17 à 24 μm , 6.6 ± 0.8 à 70 μm et 15.8 ± 2.2 à 160 μm en $\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$.

Ces limites inférieures sont comparables, à 70 et à 160 μm , aux prédictions du modèle de Lagache et al. (2004), alors qu'elles sont inférieures à 24 μm . Ceci pourrait suggérer une sous-estimation de la valeur du CIB par ce modèle dans l'infrarouge lointain. En utilisant les prédictions du modèle LDP comme valeur de référence, notre échantillon permet de résoudre $\sim 80\%$ du fond à 24 μm , et $\sim 100\%$ du fond à 70 et à 160 μm .

Nous pouvons également comparer la contribution au CIB de toutes les galaxies sélectionnées à 3.6 μm à la contribution de la fraction de ces galaxies détectée à 24 μm . On a une augmentation de $4 \pm 11\%$ à 24 μm , de $7 \pm 16\%$ à 70 μm et de $29 \pm 21\%$ à 160 μm . On voit que malgré le nombre important de galaxies détectées uniquement à 3.6 μm (environ les $\sim 2/3$ de l'échantillon total) celles-ci contribuent très peu dans l'infrarouge. Le fond infrarouge est donc dominé par les galaxies à fort taux de formation stellaire et donc détectées à 24 μm . Même si les incertitudes sont grandes, on remarque que la contribution de ces galaxies calmes non détectées à 24 μm augmente avec la longueur d'onde, ce qui pourrait être expliqué par une faible composante de poussière froide. Cela pourrait aussi s'expliquer par le fait que les

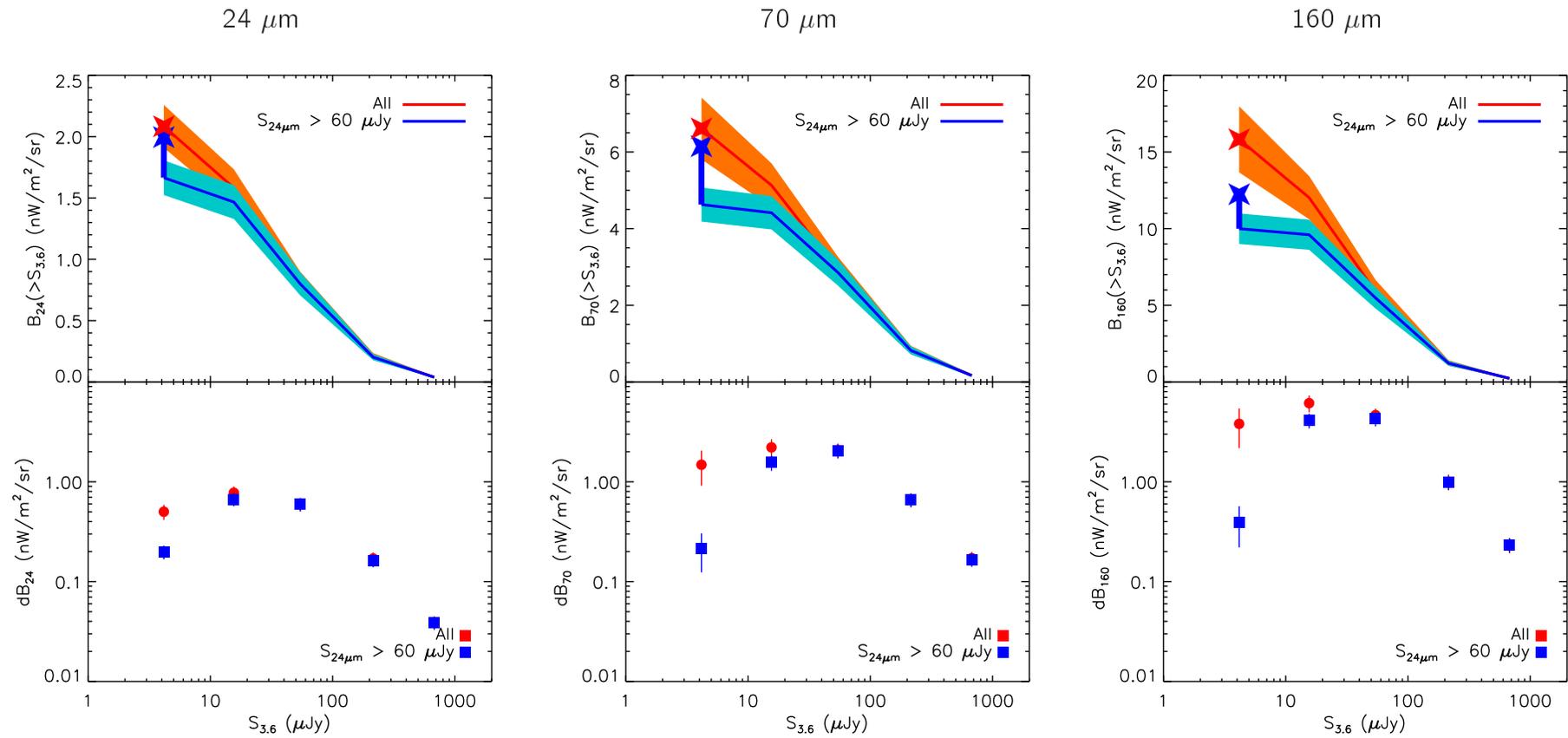


Figure IV.14 – Contribution différentielle (en bas) et intégrale (en haut) des sources sélectionnées à 3.6 μm uniquement (en rouge) et des sources détectées à 3.6 et à 24 μm (en bleu) au fond diffus infrarouge à 24, 70 et 160 μm (respectivement de gauche à droite). Les étoiles rouges (bleues) représentent les estimations totales des contributions des sources $S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$ (et détectées à 24 μm) au fond infrarouge. Le trait vertical bleu dans les graphs du haut correspond à la contribution des sources détectées à 24 μm uniquement.

$S_{3.6}$ (μJy)	N_{det24}	N_{all}	Comp.	$\langle S_{\text{det24}} \rangle$ (μJy)	$\langle S_{\text{nodet24}} \rangle$ (μJy)	$\langle S_{\text{all}} \rangle$ (μJy)	B_{det24} ($\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$)	B_{all} ($\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$)
$500 < S_{3.6} < 10000$	35	73	1.00	1988.29 ± 299.04	1.97 ± 390.47	954.32 ± 144.08	0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01
$120 < S_{3.6} < 500$	329	934	0.99	886.95 ± 133.39	20.15 ± 105.13	325.48 ± 49.29	0.16 ± 0.02	0.17 ± 0.03
$30 < S_{3.6} < 120$	4176	7274	0.96	247.61 ± 37.34	-0.90 ± 71.28	141.77 ± 21.50	0.60 ± 0.09	0.60 ± 0.09
$8 < S_{3.6} < 30$	7801	18491	0.87	133.20 ± 20.21	16.01 ± 22.76	65.45 ± 10.02	0.67 ± 0.10	0.78 ± 0.12
$2 < S_{3.6} < 8$	2026	29543	0.66	115.54 ± 18.23	13.02 ± 3.94	20.05 ± 3.45	0.20 ± 0.03	0.50 ± 0.09

$S_{3.6}$ (μJy)	N_{det24}	N_{all}	Comp.	$\langle S_{\text{det24}} \rangle$ (mJy)	$\langle S_{\text{nodet24}} \rangle$ (mJy)	$\langle S_{\text{all}} \rangle$ (mJy)	B_{det24} ($\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$)	B_{all} ($\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$)
$500 < S_{3.6} < 10000$	35	73	1.00	25.07 ± 3.89	0.71 ± 5.17	12.37 ± 1.94	0.17 ± 0.03	0.17 ± 0.03
$120 < S_{3.6} < 500$	329	934	0.99	10.56 ± 1.64	0.06 ± 1.26	3.72 ± 0.59	0.66 ± 0.10	0.66 ± 0.10
$30 < S_{3.6} < 120$	4176	7274	0.96	2.46 ± 0.39	0.08 ± 0.76	1.45 ± 0.23	2.03 ± 0.32	2.08 ± 0.33
$8 < S_{3.6} < 30$	7801	18491	0.87	0.90 ± 0.16	0.28 ± 0.22	0.54 ± 0.11	1.56 ± 0.27	2.21 ± 0.46
$2 < S_{3.6} < 8$	2026	29543	0.66	0.37 ± 0.15	0.16 ± 0.07	0.17 ± 0.07	0.21 ± 0.09	1.48 ± 0.57

$S_{3.6}$ (μJy)	N_{det24}	N_{all}	Comp.	$\langle S_{\text{det24}} \rangle$ (mJy)	$\langle S_{\text{nodet24}} \rangle$ (mJy)	$\langle S_{\text{all}} \rangle$ (mJy)	B_{det24} ($\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$)	B_{all} ($\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$)
$500 < S_{3.6} < 10000$	35	73	1.00	80.98 ± 12.65	-0.50 ± 17.43	38.52 ± 6.77	0.23 ± 0.04	0.23 ± 0.04
$120 < S_{3.6} < 500$	329	934	0.99	35.68 ± 5.62	0.34 ± 4.68	12.79 ± 2.30	0.99 ± 0.16	1.00 ± 0.18
$30 < S_{3.6} < 120$	4176	7274	0.96	11.72 ± 1.85	1.45 ± 3.75	7.35 ± 1.19	4.26 ± 0.67	4.65 ± 0.75
$8 < S_{3.6} < 30$	7801	18491	0.87	5.49 ± 0.93	1.95 ± 1.33	3.44 ± 0.66	4.12 ± 0.70	6.13 ± 1.18
$2 < S_{3.6} < 8$	2026	29543	0.66	1.53 ± 0.68	0.98 ± 0.47	1.01 ± 0.43	0.39 ± 0.17	3.80 ± 1.63

 Table IV.5 – Résultats du stacking à 24, 70 et 160 μm .

	24 μm	70 μm	160 μm
$S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$	2.08 ± 0.17	6.6 ± 0.8	15.8 ± 2.2
$S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$ et détecté à 24 μm	1.67 ± 0.14	4.6 ± 0.4	10.0 ± 1.0
Détecté seulement à 24 μm	0.33 ± 0.05	1.5 ± 0.3	2.3 ± 0.4
$S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$ et $S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$	2.00 ± 0.15	6.2 ± 0.5	12.3 ± 1.1
Dole et al. (2006) mis à jour ($S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$)	1.93 ± 0.23	5.9 ± 0.9	13.9 ± 2.1
Modèle Lagache et al. (2004)	2.7	6.4	15.4

Table IV.6 – Contribution au CIB à 24, 70 et 160 μm de différents échantillons. Les valeurs sont données en $\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$.

galaxies sélectionnées à 3.6 μm et non détectées à 24 μm pourraient se trouver à plus grand redshift que les galaxies détectées uniquement à 24 μm et leur émission infrarouge serait alors décalée vers les grandes longueurs d'onde, d'où une contribution plus importante dans l'infrarouge lointain.

Enfin, nos résultats ne semblent pas confirmer ceux de Wang et al. (2006) qui avaient suggéré l'existence d'une population de galaxies locales froides pour expliquer la grande contribution des galaxies sélectionnées dans l'infrarouge proche ($S_{3.6} \gtrsim 2 \mu\text{Jy}$), par rapport aux galaxies sélectionnées à 24 μm , au fond infrarouge à 850 μm . En effet nous n'observons pas une si grande différence ($\sim 30\%$) entre les contributions de ces deux populations au fond à 160 μm . De plus, nous avons montré ici que le stacking pouvait être énormément biaisé par les effets de corrélations spatiales des galaxies. Or ces effets n'ont pas été pris en compte par Wang et al. (2006). Ils ont toutefois étudié si leurs résultats étaient modifiés par la soustraction des sources brillantes à 850 μm préalablement à l'étape de stacking. La table 3 de cette étude montre que les différences peuvent être importantes (presque un facteur 2) ce qui laisse penser que des effets de corrélation spatiale biaisent considérablement leurs résultats.

Chapitre V

Etude des distributions spectrales d'énergie des galaxies infrarouges

Sommaire

V.1 Estimation de la luminosité totale infrarouge des galaxies	120
V.1.1 Introduction	120
V.1.2 Construction du catalogue de sources	124
V.1.3 Corrélations et estimation de L_{IR}	131
V.1.4 Application à l'Univers lointain	135
V.1.5 Evolution avec le redshift?	136
V.1.6 Lien avec la population des galaxies submillimétriques	137
V.2 Etude détaillée des SEDs de quelques galaxies	137
V.2.1 Présentation des données	139
V.2.2 Analyse	146
V.3 Observation sub-millimétrique d'un proto-amas à $z = 2.38$	154

On s'intéresse dans cette partie à la description des distributions spectrales d'énergie (SED pour *Spectral Energy Distribution*) des galaxies infrarouges. C'est en effet grâce à l'étude détaillée de ces SEDs que l'on peut remonter à certaines grandeurs physiques, comme la température, la distribution de taille, l'abondance des poussières ou encore l'intensité du champ de rayonnement. C'est aussi, par exemple, à l'aide de ces SEDs que l'on peut détecter la présence éventuelle d'un noyau actif grâce à son émission infrarouge. Ce genre de diagnostic est complémententaire à la spectroscopie optique qui apporte plus d'informations mais est beaucoup plus coûteuse en temps d'observation. La luminosité totale L_{IR} émise dans l'infrarouge (entre quelques microns et ~ 1 mm) est également un paramètre important à mesurer puisque, pour les galaxies qui sont dominées par les processus de formation stellaire, elle est bien corrélée au taux de formation stellaire (ou SFR pour *Star Formation Rate*) et permet donc une estimation de celui-ci (Kennicutt 1998a).

Bien évidemment, plus la SED contient de points photométriques et plus on pourra en tirer d'informations. De plus, chaque gamme de longueurs d'onde nous apporte des informations spécifiques : par exemple l'infrarouge proche ($2\text{--}8\ \mu\text{m}$) nous renseigne sur la présence éventuelle d'un AGN, ou permet encore d'estimer des masses stellaires. L'infrarouge moyen permet, entre autres, une étude détaillée des PAHs (composition, taille...). L'infrarouge lointain ($50\text{--}300\ \mu\text{m}$), qui est la gamme de longueurs d'onde où l'émission infrarouge est maximum, et le domaine sub-millimétrique ($300\ \mu\text{m}\text{--}1\ \text{mm}$) sont quant à eux essentiels pour déterminer la température des gros grains de poussière (BG). On comprend donc pourquoi il est intéressant d'obtenir des SEDs les plus complètes possibles.

Dans ce chapitre, nous présentons différentes études de SEDs de galaxies. Dans une première partie, nous étudierons les corrélations entre luminosités monochromatiques (dans tout le domaine infrarouge) et luminosité totale infrarouge. Ces mêmes corrélations pourront servir d'estimateurs de L_{IR} et donc du taux de formation d'étoiles. Cette première étude a donné lieu à une publication (Bavouzet et al. (2008), reproduite en Annexe A.1). Nous présenterons ensuite quelques résultats préliminaires sur des observations spectroscopiques (IRS et MIPS-SED) obtenues par Spitzer sur un échantillon de 17 galaxies infrarouges à $z \sim 0.15$. Enfin nous présenterons les résultats de l'observation à 3.6 , 24 et $870\ \mu\text{m}$ d'un proto-amas situé à $z = 2.38$ contenant quatre sources de type blob Ly α .

V.1 Estimation de la luminosité totale infrarouge des galaxies

V.1.1 Introduction

La compréhension fine de la physique des galaxies infrarouges nécessite l'obtention de SEDs couvrant une gamme spectrale la plus large possible. Malheureusement certaines gammes de longueurs d'onde sont plus difficilement accessibles que d'autres du fait de la sensibilité limitée des détecteurs. C'est en particulier le cas dans l'infrarouge lointain et le domaine submillimétrique. De plus la résolution angulaire augmentant avec la longueur d'onde (pour une taille de télescope donnée), la confusion vient également limiter les relevés à grande longueur d'onde. Il est donc plus difficile d'obtenir des points photométriques au delà de $\lambda \gtrsim 50\ \mu\text{m}$ pour la plupart des galaxies infrarouges. La figure V.1 montre les seuils de détection pour différents relevés typiques ainsi que la région où se situent les galaxies qui dominent les comptages et le fond diffus infrarouge (c'est-à-dire celles de luminosité infrarouge de l'ordre de L^*). On voit clairement qu'entre $z = 1$ et $z = 2$, les galaxies typiques (c'est-à-dire telles que $L_{\text{IR}} \sim L^*$) ne sont actuellement observables que dans l'infrarouge moyen (à $24\ \mu\text{m}$ avec *Spitzer*). PACS et SPIRE $250\ \mu\text{m}$ ne permettront d'étudier ces galaxies que jusqu'à

$z \sim 0.4$. Ainsi, la partie infrarouge lointain des SEDs de galaxies est difficile à contraindre au delà de $z \sim 0.15$ à l'heure actuelle et $z \sim 0.4$ dans quelques années. Il existe toutefois quelques relevés profonds mais limités à une petite surface qui permettent de détecter ces galaxies à plus grand redshifts (le relevé GOODS-Herschel par exemple). Pourtant c'est dans cette gamme de longueur d'onde que l'émission infrarouge est maximale. L'estimation de la luminosité totale infrarouge L_{IR} en est donc d'autant plus délicate car on ne dispose en général que de quelques points photométriques (souvent un) dans l'infrarouge moyen (8 et/ou 24 μm).

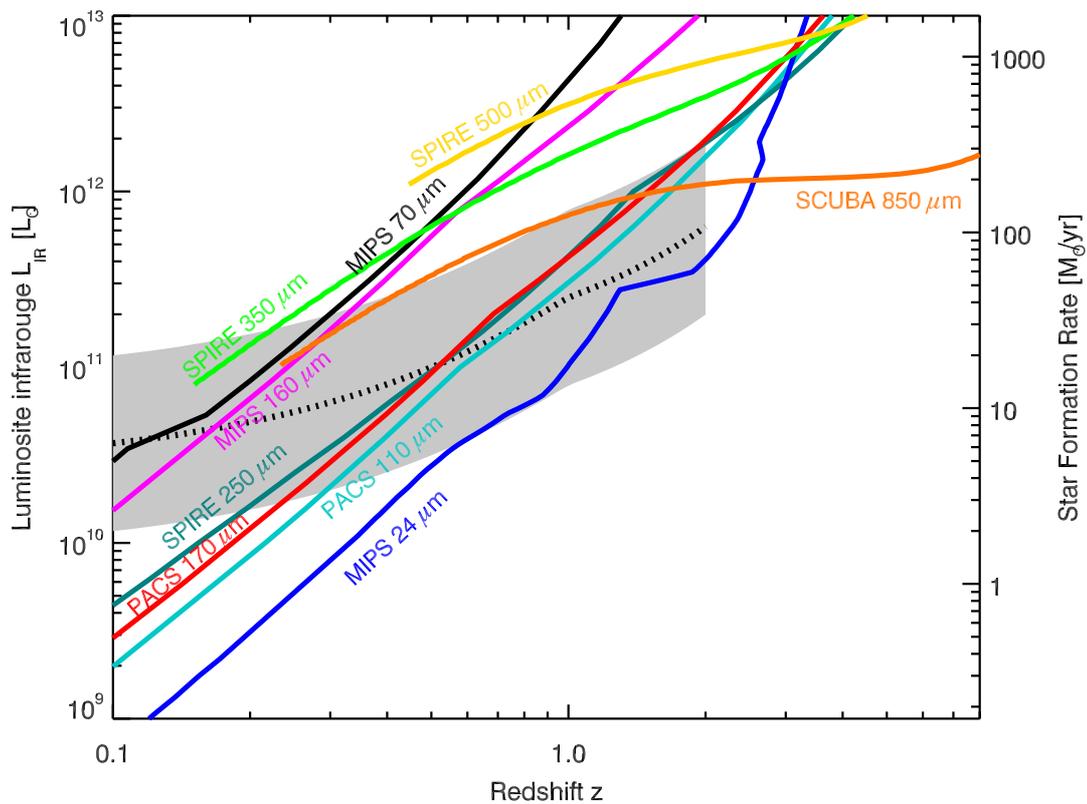


Figure V.1 – Limites de détection pour différents relevés actuels ou futurs dans l'infrarouge moyen, lointain et le domaine submillimétrique. Au moins 10 des galaxies situées dans la région au-dessus de la courbe sont (ou pourront) être détectées. Ces limites ont été calculées à partir du modèle de Lagache et al. (2004). La ligne pointillée représente L^* (le coude de la fonction de luminosité, cf I.3.3) en fonction du redshift z (mesuré par Le Floc'h et al. (2005) entre $z = 0$ et $z = 1$ et par Caputi et al. (2007) à $z = 1$ et $z \sim 2$). La zone grisée regroupe, à un redshift donné, les galaxies telles que $-0.5 < \log \frac{L_{IR}}{L^*} < 0.5$. Les seuils de détection choisis pour tracer cette figure sont les suivants : MIPS 24 μm : $S_{24} > 80 \mu\text{Jy}$; MIPS 70 μm : $S_{70} > 25 \text{ mJy}$; MIPS 160 μm : $S_{160} > 50 \text{ mJy}$; SCUBA 850 μm : $S_{850} > 1 \text{ mJy}$; PACS 110 μm : $S_{110} > 6.2 \text{ mJy}$; PACS 170 μm : $S_{170} > 9 \text{ mJy}$; SPIRE 250 μm : $S_{250} > 11 \text{ mJy}$; SPIRE 350 μm : $S_{350} > 14.7 \text{ mJy}$; SPIRE 500 μm : $S_{500} > 12.5 \text{ mJy}$. Cette figure est une adaptation de la figure 3 de Lagache et al. (2005).

Grâce à l'étude détaillée des SEDs des galaxies locales, il a été possible de modéliser l'émission infrarouge des galaxies. Par exemple, le modèle de Dale & Helou (2002) (que l'on notera DH par la suite) fournit une librairie de SEDs qui reproduisent les diagrammes couleur-couleur S_{12}/S_{25} vs S_{60}/S_{100} et S_7/S_{15} vs S_{60}/S_{100} observés par IRAS et ISOCAM. La construction de cette librairie repose sur la physique des grains de poussière. Cette librairie est paramétrée par α (l'exposant de la loi de puissance qui décrit la variation de la masse de poussière en fonction de l'intensité du champ de rayonnement) qui est lui-même relié à la couleur S_{60}/S_{100} . De plus, la couleur S_{60}/S_{100} est corrélée avec la luminosité infrarouge L_{IR} (Soifer et al. 1987; Soifer & Neugebauer 1991) et il est donc possible de paramétrer la librairie DH par la luminosité totale infrarouge en utilisant par exemple l'équation 1 de Marcellac et al. (2006). Les SEDs de cette librairie sont très variées et permettent de reproduire les SEDs d'objets extrêmes. Cependant la grande majorité (80%) des galaxies infrarouges locales ont des SEDs dont le paramètre α est compris entre 1.3 et 3.5 (Dale et al. 2005).

Les SEDs du modèle de Chary & Elbaz (2001) (que l'on notera CE par la suite) ont été construites dans le but de reproduire les corrélations couleurs-couleurs et corrélations entre luminosité monochromatiques (7, 12 et 15 μm) et la luminosité infrarouge observées pour les galaxies locales. Elles reposent en partie sur les SEDs observées de quatre galaxies bien connues (Arp220, NGC6090, M82 et M51). Cette famille de SEDs a également été construite avec l'idée que pour un flux donné à une longueur d'onde donnée, il ne pouvait correspondre qu'une seule SED. Autrement dit, la luminosité totale infrarouge L_{IR} est le seul paramètre libre introduit. Ensuite, la comparaison avec d'autres types d'observations (comptages de sources, distributions en redshift) a permis, en utilisant ces SEDs de faire des prédictions sur l'évolution de la fonction de luminosité avec le redshift.

L'ajout de nouvelles observations (fonctions de luminosité, comptages de sources, distribution en redshift, valeur du fond diffus infrarouge...) permet de mieux contraindre les SEDs des galaxies infrarouges et d'obtenir des SEDs *représentatives* pour une luminosité donnée, en même temps que des contraintes sur l'évolution avec le redshift de la fonction de luminosité. Le modèle Lagache et al. (2004) a été construit dans cette optique et les SEDs ainsi obtenues sont donc, en quelque sorte, une moyenne des SEDs des galaxies de chaque luminosité. Elles ne sont donc pas supposées reproduire la diversité des galaxies observées. En revanche, comme ce modèle est en accord avec un grand nombre d'observations à différents redshifts, on peut espérer que les SEDs de ce modèle soient utilisables à plus grand redshift.

Tous ces modèles ne sont paramétrés que par une seule grandeur : la couleur S_{60}/S_{100} pour DH et la luminosité infrarouge L_{IR} pour CE et LDP. Il est donc possible, connaissant le redshift z et le flux à une longueur d'onde d'estimer la luminosité totale infrarouge. Ceci est illustré, à 24 μm , figure V.2 avec les modèles LDP et CE. D'une part, on remarque qu'il existe des différences pouvant aller jusqu'à 45% (c'est-à-dire presque un facteur 2) entre les prédictions des deux modèles. D'autre part, ces modèles ne permettent pas d'estimer l'incertitude sur

la mesure de L_{IR} due au fait qu'un seul paramètre libre est en réalité insuffisant pour rendre compte de la diversité des galaxies d'une luminosité donnée.

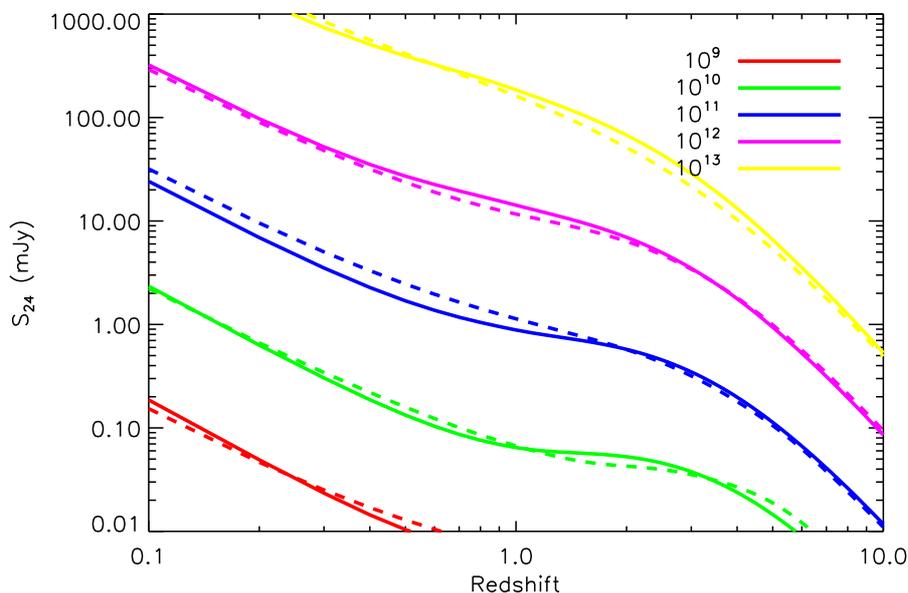


Figure V.2 – Illustration de la méthode permettant d'estimer la luminosité totale infrarouge (ici entre $8 \mu\text{m}$ et 1mm) à partir du flux S_{24} et du redshift à partir des modèles Lagache et al. (2004) (ligne continue) et Chary & Elbaz (2001) (ligne en tirets).

Une autre méthode qui permet d'estimer la luminosité infrarouge est d'exploiter le fait que la luminosité dans l'infrarouge lointain L_{FIR} (entre $\sim 40 \mu\text{m}$ et $\sim 120 \mu\text{m}$) est très bien corrélée avec l'émission radio à 1.4 GHz (21 cm). Cette corrélation a été observée pour la première fois par van Der Kruit (1971) entre les flux à $10 \mu\text{m}$ et les flux radios. Helou et al. (1985) ont introduit le paramètre q , défini par :

$$q = \log \left(\frac{L_{\text{FIR}}(\text{W})}{3.75 \times 10^{12}(\text{Hz})} \frac{1}{L_{1.4\text{GHz}}(\text{W}/\text{Hz})} \right) \quad (\text{V.1})$$

qui permet de mesurer la pente de cette corrélation. Diverses études ont permis de montrer que pour une grande variété d'objets, on obtenait $q \sim 2.3$ avec une dispersion $\sigma_b \lesssim 0.2$ (voir Yun et al. (2001) pour une discussion plus détaillée et des références). On interprète cette corrélation de la façon suivante (Harwit & Pacini 1975; Dickey & Salpeter 1984; Condon 1992) : l'émission radio aurait pour origine l'émission synchrotron des électrons relativistes accélérés dans les restes de supernovae des étoiles massives (les premières à arriver à ce stade dans une région de formation d'étoiles). Or ce sont ces mêmes étoiles massives qui chauffent les poussières responsables de l'émission infrarouge. Une fois connu le flux d'une galaxie dans le domaine radio, il est facile d'estimer la luminosité à 1.4 GHz car le spectre de l'émission synchrotron est bien connu ($S_\nu \propto \nu^{-0.75}$) et la K-correction ne pose pas de problème. On obtient ensuite la luminosité dans l'infrarouge lointain qui est elle-même reliée à l'émission

totale infrarouge par la relation suivante (Elbaz et al. 2002) :

$$L_{\text{IR}} = 1.91 (\pm 0.17) \times L_{\text{FIR}} \quad (\text{V.2})$$

La mesure d'un flux dans le domaine radio permet donc, si on connaît le redshift de la source, d'estimer sa luminosité totale infrarouge L_{IR} .

Enfin, la dernière méthode qui peut-être utilisée pour estimer L_{IR} est l'utilisation des corrélations entre luminosités monochromatiques dans l'infrarouge et la luminosité totale L_{IR} , ce qui font des luminosités, en particulier dans l'infrarouge moyen ($\sim 25 \mu\text{m}$), de très bons traceurs de L_{IR} . On peut par exemple citer les études de Chary & Elbaz (2001) et Takeuchi et al. (2005b) à ce sujet. Toutefois ces relations sont calibrées sur des échantillons de galaxies locales et l'extrapolation à plus grand redshift est incertaine parce que ce ne sont pas les mêmes galaxies qui dominent les populations à $z = 0$ et $z \gtrsim 1$. Symeonidis et al. (2008) ont réalisé une étude similaire à plus grand redshift ($0.1 < z < 1.2$) sur un échantillon de 43 galaxies et ont montré que ces corrélations s'appliquaient encore.

Marcillac et al. (2006) ont comparé différentes méthodes pour estimer L_{IR} : tout d'abord la méthode présentée ci dessus qui utilise les flux 15 et 24 μm et les modèles CE et DH, et également la méthode qui repose sur les corrélations radio-infrarouge lointain. Ils ont montré que, sur un échantillon de 49 galaxies situées entre $z = 0.4$ et $z = 1.3$, ces deux méthodes donnaient des résultats cohérents et que la dispersion résultante était de l'ordre de 40%. Cependant, ils n'ont pas pu étudier directement les corrélations entre luminosités monochromatiques et luminosité totale infrarouge car leur premier estimateur impose déjà cette relation (en fait celle prédite par le modèle utilisé).

Dans cette section, nous étudions les SEDs de ~ 2000 galaxies (372 directement et le reste de façon statistique) sur tout le domaine infrarouge et situées entre $z = 0$ et $z = 2$. Nous étudions, entre autres, les corrélations entre luminosité totale infrarouge et luminosités monochromatiques (à 8, 24, 70 et 160 μm). Ceci permet alors d'estimer L_{IR} à partir d'un (ou plusieurs) flux et du redshift et également de connaître la précision de cette estimation. Enfin, comme notre échantillon couvre une large gamme de redshifts et de luminosité infrarouge, il sera possible d'étudier une éventuelle évolution des SEDs des galaxies infrarouges avec le redshift et d'étudier le lien avec la population des galaxies submillimétriques.

V.1.2 Construction du catalogue de sources

Nous avons étudié les SEDs dans l'infrarouge de 372 galaxies détectées à 8, 24, 70 et 160 μm . Le redshift de chacune des galaxies est connu : 387 (93%) sont spectroscopiques et proviennent du relevé AGES¹ (Kochanek et al., en préparation) et les 25 (7%) restants

1. <http://cmb.as.arizona.edu/~eisenste/AGES/index.html>

sont photométriques et viennent du relevé COMBO-17 (Wolf et al. 2004). Ces galaxies sont situées dans les champs Boötes, FLS et CDFS. La photométrie de ces sources a été réalisée comme décrit au paragraphe II.2. C'est l'obtention du flux à $160 \mu\text{m}$ qui limite la taille principalement de l'échantillon, ce qui implique que cet échantillon est sélectionné dans l'infrarouge lointain.

Nous disposons également du redshift d'un grand nombre de sources détectées à 8 et $24 \mu\text{m}$ mais qui ne sont pas détectées dans l'infrarouge lointain (à cause des problèmes de sensibilité et de confusion cités plus haut). Une partie de ces sources provient de l'échantillon de Caputi et al. (2007). Pour toutes ces sources non détectées dans l'infrarouge lointain, nous avons utilisé la technique de stacking décrite au paragraphe II.3 afin d'obtenir les flux moyens à 70 et $160 \mu\text{m}$. Nous avons ainsi obtenu 13 SEDs moyennes contruites à partir d'un échantillon de ~ 1700 galaxies sélectionnées dans l'infrarouge moyen et classées selon leur flux à $24 \mu\text{m}$ et leur redshift z . Nous avons également ajouté les 3 SEDs moyennes obtenues par Zheng et al. (2007) à un redshift de $z \sim 0.7$.

Les AGNs ont également été rejetés de notre échantillon grâce à des critères spectroscopiques pour les galaxies détectées directement à toutes les longueurs d'onde et les galaxies stackées dans les champ Boötes et FLS. Pour les galaxies provenant de l'échantillon de Caputi et al. (2007) des critères X et infrarouge-moyen ont été utilisés (voir les détails et la discussion dans le papier de Caputi et al. (2007)).

• Estimation de la luminosité totale infrarouge

Dans cette partie, nous définissons la luminosité totale infrarouge par :

$$L_{\text{IR}} = \int_{5\mu\text{m}}^{1000\mu\text{m}} L_{\nu} d\nu \quad (\text{V.3})$$

Cette définition diffère de celle introduite par Sanders & Mirabel (1996) qui mesurent la luminosité infrarouge entre $8 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$. Nous avons modifié la borne inférieure de l'intégrale afin de prendre en compte la totalité de l'émission des PAHs : en effet, $5 \mu\text{m}$ est une limite plus raisonnable pour séparer l'émission stellaire de celle des poussières. En utilisant les SEDs du modèle de Lagache et al. (2004), nous avons établi une relation entre ces deux définitions : $L_{5-1000\mu\text{m}}/L_{8-1000\mu\text{m}} = 1.07 \pm 0.04$.

Nous avons choisi d'estimer la luminosité totale infrarouge en faisant le moins d'hypothèses possibles. Nous avons en particulier décidé de ne pas ajuster de modèles de SEDs sur les points photométriques, comme il est pourtant souvent fait. Notre méthode nécessite uniquement la connaissance du redshift z et des 4 points photométriques (à 8, 24, 70 et $160 \mu\text{m}$) de la source considérée. C'est une méthode simple similaire aux méthodes usuelles d'intégration (méthode des rectangles ou méthode des trapèzes). Cette méthode est illustrée figure V.3.

La luminosité L_{IR} est la somme des aires des cinq régions hachurées sur la figure V.3.

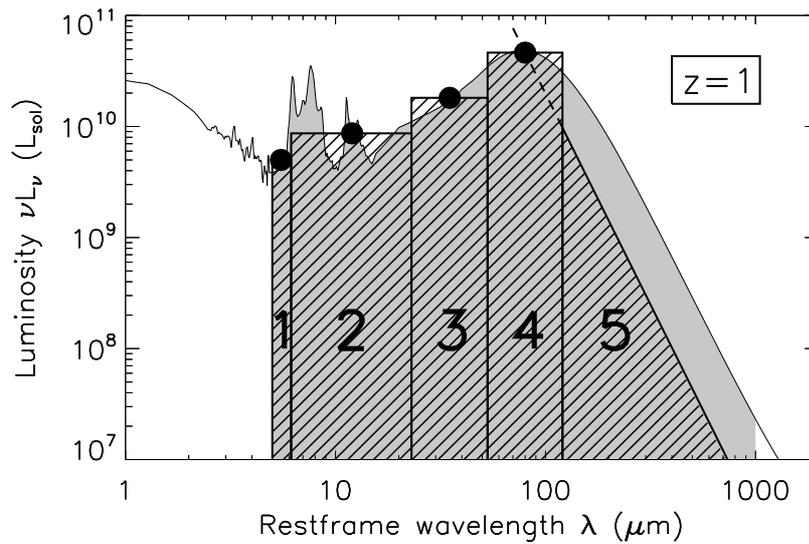


Figure V.3 – *Illustration, sur une SED arbitraire (ici à un redshift $z = 1$), de la méthode utilisée pour mesurer la luminosité totale infrarouge à partir du redshift et de quatre points photométriques (les points noirs). L'aire de la région hachurée est égale à la luminosité mesurée grâce à cette méthode et est à comparer à la vraie luminosité (aire de la région grisée).*

Les régions 2, 3 et 4 sont des rectangles centrés (en échelle logarithmique) sur les longueurs d'onde $24/(1+z)$, $70/(1+z)$ et $160/(1+z)$ μm (dans le référentiel au repos de la galaxie). Ces rectangles sont contigus, ce qui fixe leur largeur. Leur hauteur est donnée par la valeur des luminosités observées. La région 1 est également un rectangle qui va de 5 μm au début de la région 2. La hauteur de ce rectangle est égale à la luminosité au centre de ce dernier et est obtenue en faisant une interpolation linéaire entre les points photométriques (en νL_ν) à 8 et 24 μm . Au delà de $z = 1.5$ la largeur de cette boîte sera nulle et le flux à 8 μm ne sera donc plus utilisé. Enfin, afin de prendre en compte l'émission au delà du quatrième rectangle, c'est-à-dire dans l'infrarouge lointain, on définit une cinquième région triangulaire (en échelle logarithmique) dont la pente est -4 et dont la hauteur est fixée de telle sorte que le prolongement de l'hypothénuse passe par le point photométrique à 160 μm . Cette pente a été choisie car elle modélise correctement l'émission de type corps noir modifié des gros grains. La valeur de cette pente a peu d'influence sur l'estimation finale de L_{IR} , qui varie de $\sim 1\%$ quand la pente passe de -3.5 à -4.5 . L_{IR} est donc finalement une combinaison linéaire des quatre luminosités observées $L_{8,\text{obs}}$, $L_{24,\text{obs}}$, $L_{70,\text{obs}}$ et $L_{160,\text{obs}}$, les coefficients multiplicatifs dépendant du redshift. L'incertitude sur cette estimation peut facilement être obtenue en repercutant les erreurs photométriques de chacune des quatre luminosités.

Nous avons validé cette méthode sur des SEDs connues (celles du modèle de Lagache et al. (2004)) en comparant les luminosités mesurées de cette façon à celles mesurées en intégrant proprement l'aire sous les SEDs entre 5 et 1000 μm . Les résultats sont donnés

figure V.4. A bas redshift, cette méthode donne de très bon résultats : pour $0 < z < 1$, les erreurs sont inférieures à 15%. A plus grand redshift, comme le point photométrique à $160 \mu\text{m}$ sonde les plus courtes longueurs d'onde, il ne permet plus d'estimer correctement l'amplitude du pic d'émission des gros grains. La luminosité infrarouge mesurée grâce à cette méthode est alors sous-estimée. Pour les SEDs les plus froides (c'est à dire celles dont le maximum d'émission est à plus grande longueur d'onde), l'erreur peut aller jusqu'à 30%. Toutefois, ces SEDs ne sont pas représentatives des galaxies à grand redshift et en considérant des SEDs typiques pour cette gamme de redshift (telles que $L_{\text{IR}} \sim L^*$), on obtient des erreurs plus petites ($< 20\%$).

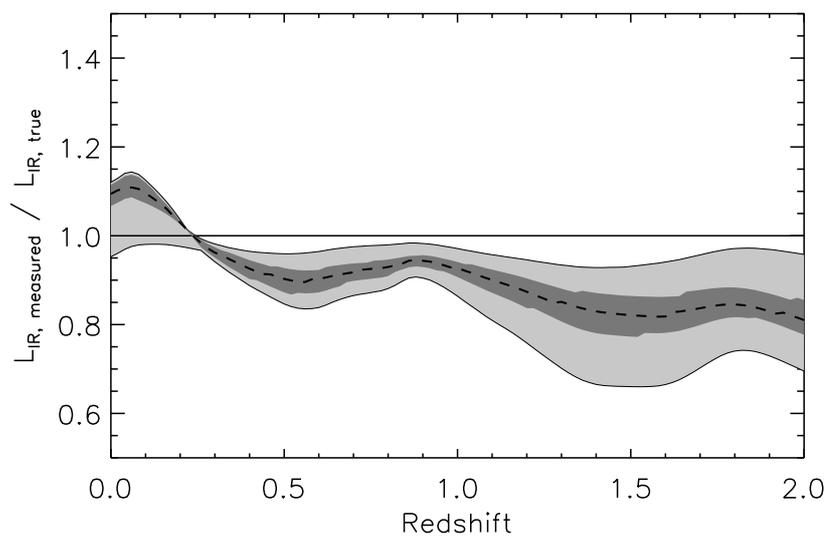


Figure V.4 – Comparaison de la luminosité totale infrarouge L_{IR} estimée avec la méthode des rectangles décrites ci-dessus et la vraie luminosité estimée en intégrant proprement la SED en fonction du redshift. Cette validation a été faite sur les SEDs du modèle LDP. Les valeurs obtenues pour l'ensemble des SEDs correspondent à la région en gris clair. La région en gris foncé correspond, pour un redshift donné, aux SEDs de luminosité typique telles que $-0.5 < \log \frac{L_{\text{IR}}}{L^*} < 0.5$. La ligne pointillée correspond aux SEDs telles que $L_{\text{IR}} = L^*$.

Grâce à cette méthode, nous avons mesuré la luminosité totale infrarouge des 372 galaxies de notre échantillon et des 18 SEDs moyennes. Notre échantillon couvre une large gamme de luminosité : de 10^9 à $10^{13} L_{\odot}$.

• Estimation des luminosités monochromatiques dans le référentiel au repos grâce à la K-correction

Afin de calculer les luminosités monochromatiques à 8, 24, 70 et $160 \mu\text{m}$ dans le référentiel des galaxies, il est nécessaire d'appliquer une K-correction. Pour cela, nous avons utilisé la librairie de Dale et al. (2001) qui est, comme il a été expliqué précédemment, plus adaptée

pour ajuster les données de galaxies individuelles.

Pour chaque SED observée (individuelle ou moyenne), nous avons cherché parmi les 64 SEDs de la librairie DH celle qui minimisait le χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_{\lambda=8,24,70,160\mu\text{m}} (\log(S_\lambda) - \log(S_{\lambda,DH_i}))^2 \quad (\text{V.4})$$

Des exemples d'ajustement de SEDs pour quelques unes des 372 sources détectées à toutes les longueurs d'onde sont montrés figure V.5. La SED qui minimise le χ^2 est alors utilisée pour calculer la K-correction. Pour $z \gtrsim 1$, l'effet de la K-correction peut être minimisé en utilisant par exemple la luminosité observée à $24 \mu\text{m}$ pour calculer la luminosité au repos à $8 \mu\text{m}$. Ceci n'est pas applicable à $160 \mu\text{m}$ et la K-correction peut alors devenir importante à grand redshift et très dépendante du choix de la SED utilisée pour son calcul.

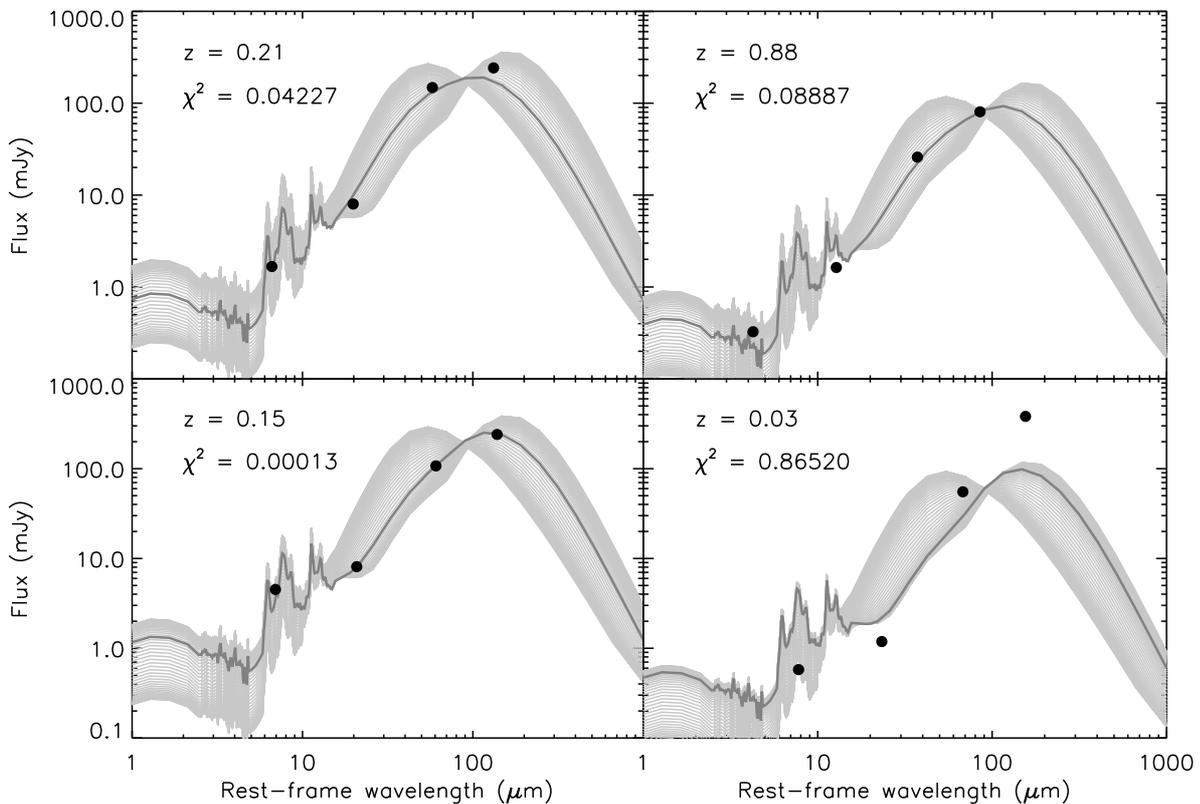


Figure V.5 – Exemple d'ajustement des points photométriques (en noir) par les SEDs du modèle DH (en gris clair) pour quatre SEDs observées de notre échantillon. La SED qui minimise le χ^2 est en gris foncé.

• Caractérisation de l'échantillon

Nous obtenons ainsi, pour les 372 SEDs individuelles et les 18 SEDs moyennes de l'échantillon, une SED complète à 8, 24, 70 et $160 \mu\text{m}$ dans le référentiel au repos de la galaxie. Nous

disposons également du redshift de chaque source et de la luminosité totale infrarouge L_{IR} que nous avons mesurée comme expliqué précédemment. Sur la figure V.6, nous montrons L_{IR} en fonction du redshift pour toutes les SEDs de notre échantillon. Celui-ci couvre une large gamme de luminosité infrarouge et de redshift. Il contient en particulier des galaxies de type LIRG jusqu'à $z \sim 1.1$ et des ULIRGs jusqu'à $z \sim 1.7$. La figure V.6 montre aussi que notre échantillon contient des galaxies de luminosité L^* jusqu'à $z \sim 0.8$ et des galaxies telles que $L_{\text{IR}} \lesssim 3L^*$ jusqu'à $z \sim 2$.

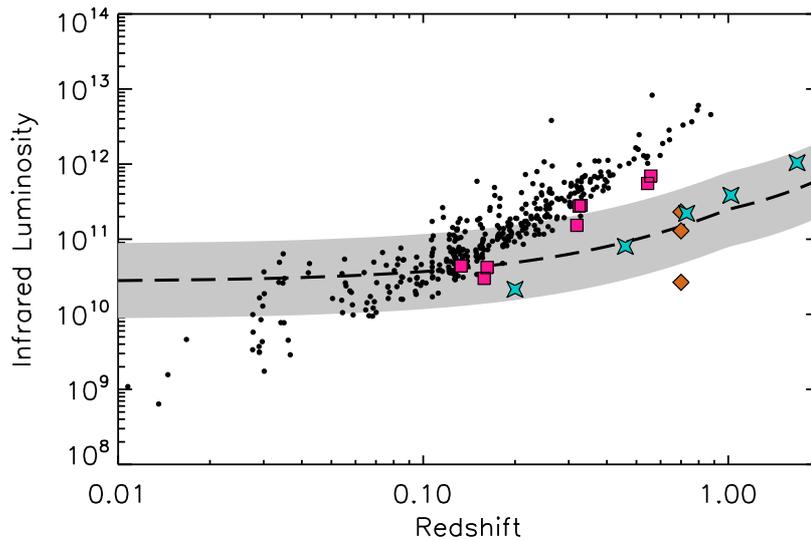


Figure V.6 – Luminosités infrarouges L_{IR} en fonction du redshift pour toutes les galaxies de l'échantillon. Les points noirs correspondent aux sources détectées directement à toutes les longueurs d'onde et les points colorés aux SEDs moyennes obtenues grâce au stacking : les carrés roses correspondent aux sources stackées dans le Boötes et le FLS, les losanges oranges aux SEDs de Zheng et al. (2007) et les étoiles bleues aux SEDs moyennes obtenues à partir de l'échantillon de Caputi et al. (2007). La zone grisée contient les galaxies telles que $-0.5 < \log \frac{L_{\text{IR}}}{L^*} < 0.5$ et la ligne pointillée correspond aux sources telles que $L_{\text{IR}} = L^*$.

• Comparaison aux modèles

Nous avons également comparé les SEDs obtenues (individuelles et moyennes) aux SEDs prédites par les différents modèles (DH, LDP et CE). Nous avons en particulier tracé les SEDs normalisées par la luminosité totale infrarouge L_{IR} et comparé à l'ensemble des SEDs possibles pour chaque modèle (voir figure V.7). On remarque qu'une partie des SEDs observées n'est pas compatible avec les prédictions des modèles. On note en particulier que les modèles ont tendance à sous-estimer le flux à $160 \mu\text{m}$ et à surestimer le flux à $24 \mu\text{m}$.

On remarque également sur la figure V.7 que les SEDs des sources détectées individuellement à toutes les longueurs d'onde (points noirs) sont différentes des SEDs moyennes

obtenues grâce au stacking (points colorés). Ces dernières sont en particulier plus chaudes, c'est-à-dire que leur maximum d'émission est à plus courte longueur d'onde. Ceci est dû aux sélections différentes des deux sous-échantillons : comme nous l'avons déjà signalé, les sources détectées aux quatre longueurs d'onde sont en réalité sélectionnées à $160 \mu\text{m}$ contrairement aux SEDs moyennes qui résultent d'une sélection à $24 \mu\text{m}$. Nous montrons au paragraphe suivant que cela se traduit par une différence de température des galaxies ainsi sélectionnées.

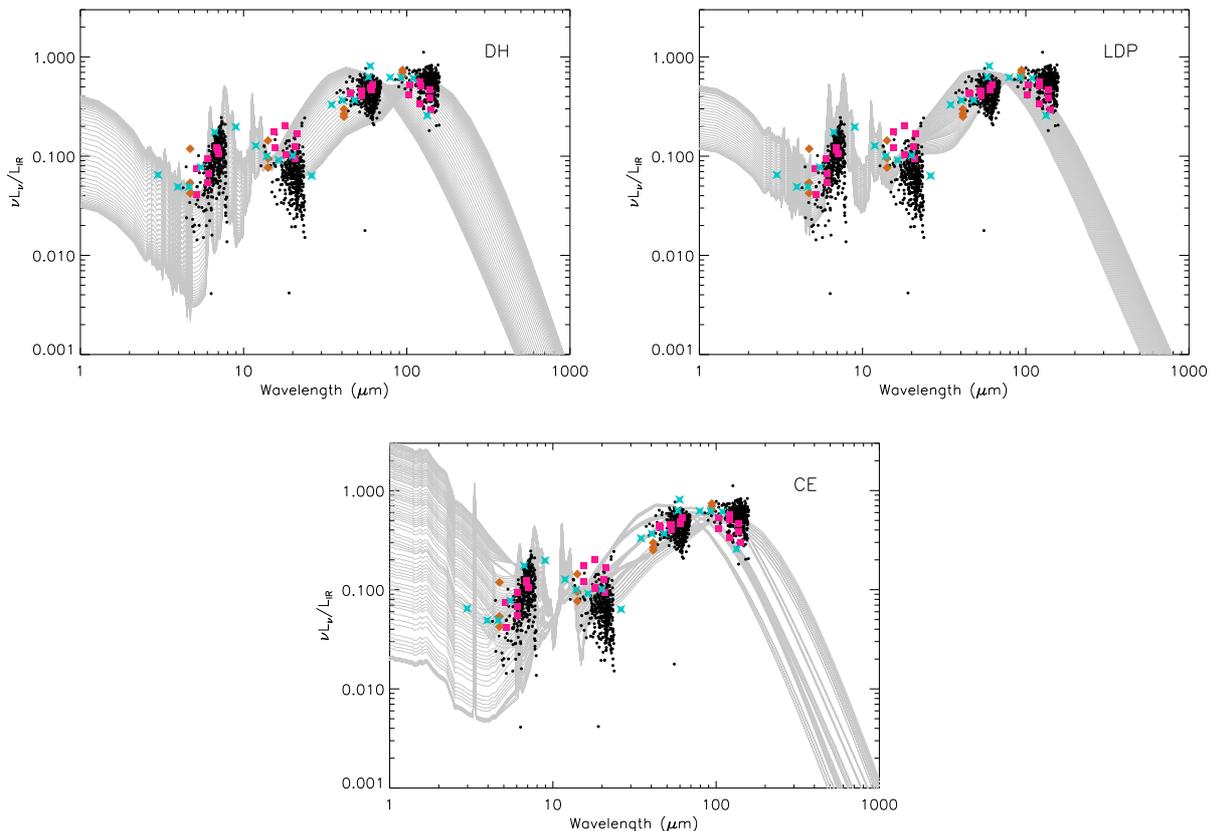


Figure V.7 – Comparaison des SEDs obtenues aux prédictions des trois modèles : DH, LDP et CE. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure V.6.

• Effets de sélection

Nous avons vérifié sur des simulations que les galaxies sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ n'avaient pas la même température de poussière que celles sélectionnées dans l'infrarouge lointain. Pour cela, nous avons distribué uniformément dans le plan $L_{\text{IR}}-z$ (en évitant la région correspondant aux sources lumineuses situées à petit décalage spectral, qui sont rares) 2000 galaxies de deux types différents : 1000 galaxies «froides» avec la SED de paramètre $\alpha = 3.5$ de la librairie DH et 1000 galaxies dites «chaudes» de SED de paramètre $\alpha = 1.3$. Pour chacune de ces galaxies, connaissant la luminosité totale, le redshift et la forme de la SED, nous avons calculé les flux à 8, 24, 70 et $160 \mu\text{m}$. Nous avons enfin sélectionné les galaxies détectées à toutes les longueurs d'onde avec les seuils de détection suivants :

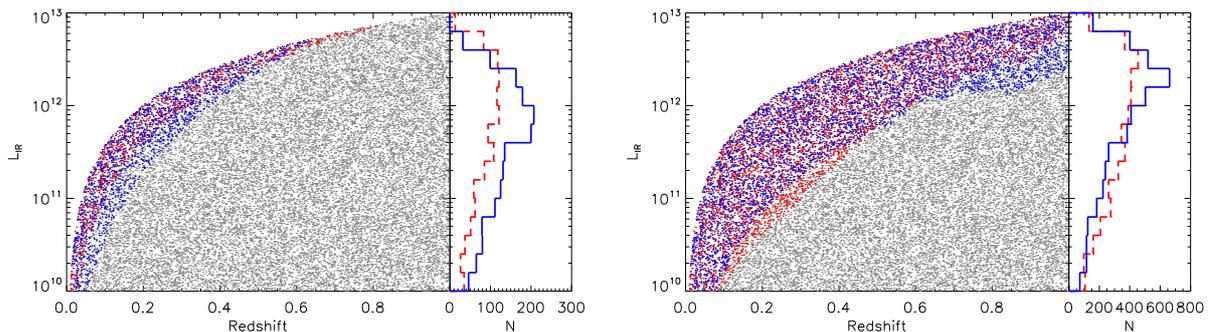


Figure V.8 – Résultats de la simulation montrant la répartition des galaxies sélectionnées dans le plan $L_{\text{IR}}-z$ avec deux jeux de seuils de détection. A gauche : $[0.006, 1, 23, 92]$ (mJy) à 8, 24, 70 et 160 μm respectivement ; à droite : $[0.006, 1, 2.3, 9.2]$ (mJy). Les galaxies «froides» sont représentées en bleu (ligne continue pour l'histogramme) et les galaxies «chaudes» sont en rouge (ligne en tirets pour l'histogramme). Les points gris correspondent aux galaxies non détectées.

- 6 μJy à 8 μm , 1 mJy à 24 μm , 23 mJy à 70 μm et 92 mJy à 160 μm . Ces seuils de détection sont ceux utilisés dans le champ Boötes pour les sources détectées directement aux quatre longueurs d'onde.
- 6 μJy à 8 μm , 1 mJy à 24 μm , 2.3 mJy à 70 μm et 9.2 mJy à 160 μm . Ces seuils de détection correspondent aux limites de détection effectives pour le cas typique où 100 sources ont été stackées à 70 et 160 μm dans le champ Boötes.

La figure V.8 illustre les effets d'une telle différence de sélection. Pour les galaxies de luminosité $L_{\text{IR}} < 3 \times 10^{11} L_{\odot}$, les galaxies détectées directement aux quatre longueurs d'onde (c'est-à-dire sélectionnées dans l'infrarouge lointain) sont plus froides que les galaxies dont les SEDs moyennes ont été obtenues grâce au stacking (c'est-à-dire sélectionnées dans l'infrarouge moyen). A plus grande luminosité ($L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$), on observe l'effet inverse. Ceci aura des conséquences sur les résultats présentés dans la suite.

V.1.3 Corrélations et estimation de L_{IR}

Une fois déterminées la luminosité totale infrarouge L_{IR} et les luminosités monochromatiques à 8, 24, 70 et 160 μm (dans le référentiel au repos des galaxies) nous pouvons étudier les corrélations entre ces différentes luminosités. On notera L_8 , L_{24} , L_{70} et L_{160} les quatre luminosités monochromatiques². Celles-ci s'expriment en Watt, de même que L_{IR} .

Les corrélations entre les quatre luminosités monochromatiques et L_{IR} sont présentées figure V.9 pour les 372 galaxies détectées directement aux quatre longueurs d'onde. Au premier ordre, ces corrélations sont un effet de taille : plus l'émission infrarouge est importante

2. Afin d'éviter toute ambiguïté, il vaudrait mieux utiliser les notations suivantes $(\nu L_{\nu})_{8 \mu\text{m}, \text{rest}}$, $(\nu L_{\nu})_{24 \mu\text{m}, \text{rest}}$, $(\nu L_{\nu})_{70 \mu\text{m}, \text{rest}}$ et $(\nu L_{\nu})_{160 \mu\text{m}, \text{rest}}$ qui sont plus explicites.

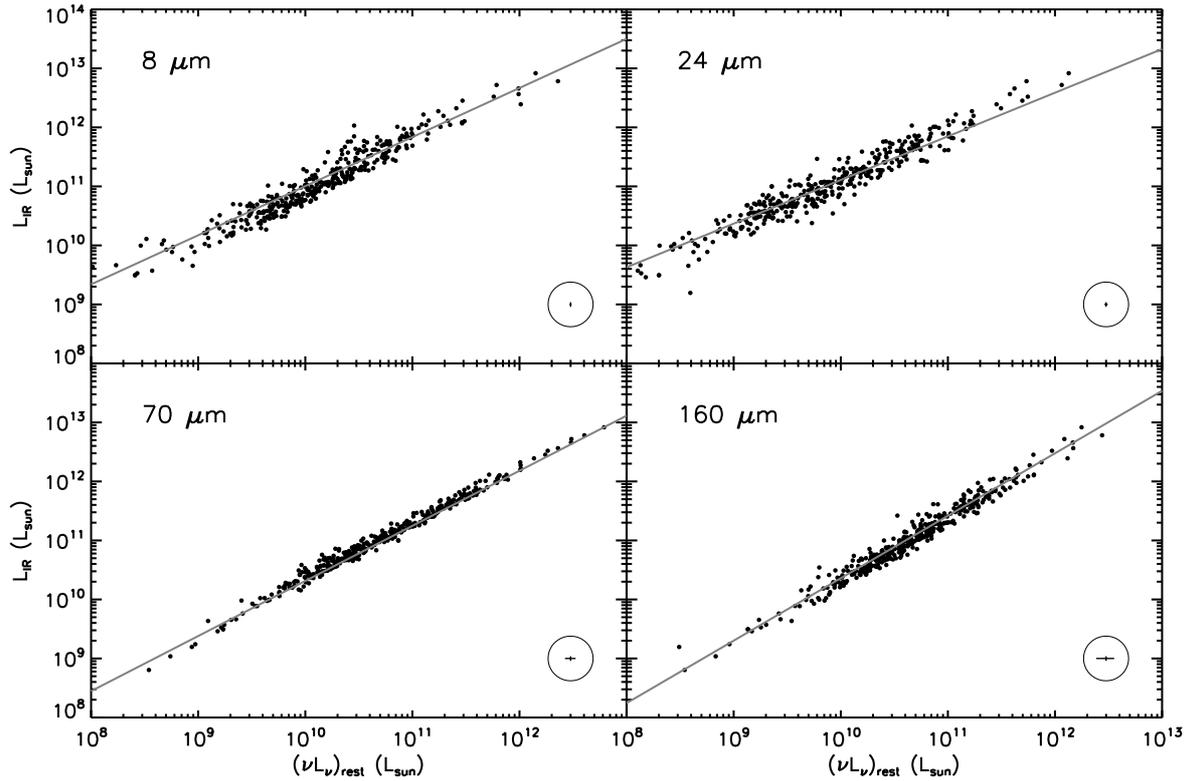


Figure V.9 – Corrélations entre les luminosités monochromatiques à 8, 24, 70 et 160 μm et la luminosité totale infrarouge L_{IR} . Les symboles sont les mêmes que figure V.6. Des barres d'erreur caractéristiques sont montrées dans le cercle en bas à droite. Le meilleur ajustement (équations V.5) est la droite grise.

plus l'émission à chaque longueur d'onde le sera. Ce n'est donc pas tant les corrélations en elles-même qui importent, mais la pente de ces corrélations et la dispersion autour de la valeur moyenne qui nous renseignent toutes les deux sur les SEDs des galaxies étudiées. En effet, si la pente de la droite (en échelle logarithmique) est plus grande que 1, cela signifie que la luminosité totale L_{IR} augmente plus vite que la luminosité à la longueur d'onde considérée. La dispersion nous renseigne quant à elle sur la variété des SEDs des galaxies.

Nous avons ajusté les corrélations précédentes par une droite (en échelle logarithmique, c'est-à-dire une loi de puissance en échelle linéaire). Nous obtenons les relations suivantes qui peuvent être utilisées pour estimer L_{IR} à partir d'une luminosité monochromatique :

$$\begin{cases} L_{\text{IR}} = 482.5 \times L_8^{0.83} & (\pm 37\%) \\ L_{\text{IR}} = 5113 \times L_{24}^{0.74} & (\pm 37\%) \\ L_{\text{IR}} = 9.48 \times L_{70}^{0.93} & (\pm 16\%) \\ L_{\text{IR}} = 0.596 \times L_{160}^{1.06} & (\pm 26\%) \end{cases} \quad (\text{V.5})$$

Les chiffres entre parenthèses donnent la dispersion relative ($1-\sigma$) autour du meilleur ajustement (en échelle linéaire). Comme on aurait déjà pu le noter sur la figure V.7, on remarque

que la luminosité à $70 \mu\text{m}$ est le meilleur traceur de L_{IR} . L_8 et L_{24} , bien qu'étant de moins bons traceurs, permettent toutefois d'estimer L_{IR} avec une précision meilleure que 40%. Ces corrélations ayant été établies à partir des 372 galaxies sélectionnées dans l'infrarouge lointain, les équations V.5 ne sont a priori valables que pour de telles galaxies.

L'échantillon précédent sur lequel nous avons établi les corrélations est dominé par des galaxies situées à des redshifts intermédiaires (93% sont à $z < 0.4$). Les SEDs moyennes obtenues grâce au stacking permettent de sonder des galaxies à plus grand redshift (pour une luminosité donnée). Nous avons donc ajouté ces points sur les corrélations précédentes (voir figure V.10). Ces derniers sont en plutôt bon accord avec les précédents, même si on observe un léger décalage qui peut être expliqué par les effets de sélection présentés au paragraphe précédent. En effet, à faible luminosité ($L_{\text{IR}} \lesssim 10^{11} L_{\odot}$), les galaxies sélectionnées dans l'infrarouge moyen (c'est-à-dire les points obtenus avec le stacking) sont plus chaudes que les galaxies sélectionnées dans l'infrarouge lointain et, pour une même luminosité infrarouge L_{IR} , les galaxies les plus chaudes sont celles qui émettent le plus à $24 \mu\text{m}$ et le moins à $160 \mu\text{m}$. A plus grande luminosité, on a l'effet inverse. Ceci est cohérent avec les décalages observés figure V.10.

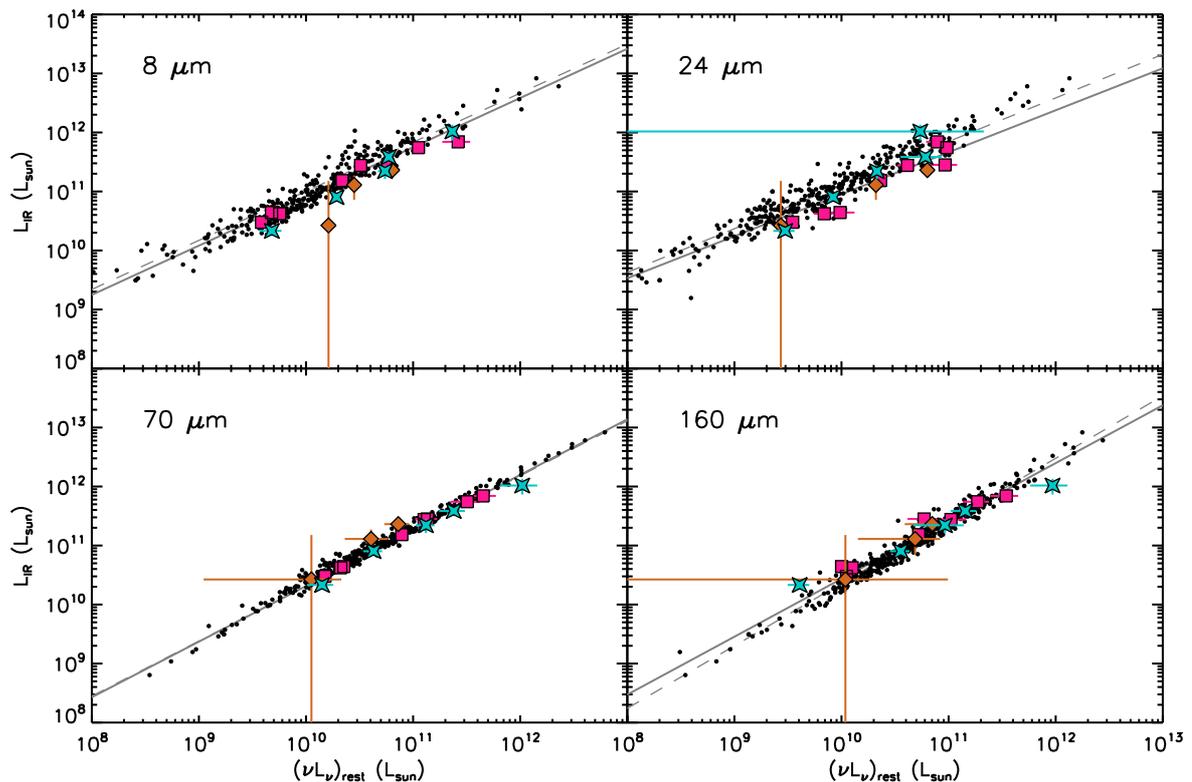


Figure V.10 – Même figure que la figure V.9 mais avec les points de stacking ajoutés. Les droites grises continues représentent les meilleurs ajustements obtenus avec tous les points (équations V.6) et les droites grises en tirets, les meilleurs ajustements obtenus sans les points de stacking (équations V.5).

En tenant compte de ces nouveaux points, on obtient les relations suivantes :

$$\boxed{\begin{cases} L_{\text{IR}} = 377.9 \times L_8^{0.83} & (\pm 37\%) \\ L_{\text{IR}} = 6856 \times L_{24}^{0.71} & (\pm 54\%) \\ L_{\text{IR}} = 7.90 \times L_{70}^{0.94} & (\pm 19\%) \\ L_{\text{IR}} = 4.24 \times L_{160}^{0.98} & (\pm 31\%) \end{cases}} \quad (\text{V.6})$$

Ces dernières relations sont représentatives de l'ensemble de la population des galaxies infrarouges puisqu'elles ont été établies sur un grand nombre d'objets différents. Elles sont en particulier valables jusqu'à $z = 1.1$ pour les LIRGs et jusqu'à $z \sim 2$ pour les ULIRGs.

On peut noter que la dispersion à $24 \mu\text{m}$ est celle qui a le plus augmenté. L'origine de cette augmentation n'est pas bien comprise. En premier lieu, cela pourrait être du à une éventuelle (bien que peu probable de par notre sélection) contamination par des AGNs. Ensuite, l'incertitude sur la K-correction des sources à $z \sim 0.8$ due à la présence des bandes PAHs pourraient aussi introduire une dispersion supplémentaire. Enfin, cet effet est également observé sur les SEDs du modèle de Dale et al. (2001), où l'importance relative de l'émission dans l'infrarouge moyen ($20\text{-}50 \mu\text{m}$) est celle qui varie le plus avec le paramètre α , c'est-à-dire avec l'activité de formation stellaire. Ceci fait de l'infrarouge moyen la gamme de longueur d'onde la plus sensible aux événements récents dans les galaxies observées puisque c'est l'émission des VSG qui dépend le plus fortement de l'intensité du champ de radiation (par exemple Boselli et al. 1998).

Lorsque c'est possible, combiner différentes luminosités monochromatiques permet de mieux contraindre la luminosité totale infrarouge. Nous avons en particulier établi les relations suivantes à partir de la totalité de notre échantillon :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_{\text{IR}} = 5607 \times L_8^{0.71} + 1.00 \times 10^{-5} \times L_{24}^{1.50} & (\pm 34\%) \\ L_{\text{IR}} = & 8.9 \times 10^{-4} \times L_{24}^{1.27} + 12.62 \times L_{70}^{0.92} & (\pm 20\%) \\ L_{\text{IR}} = & & 3.87 \times L_{70}^{0.96} + 1.58 \times L_{160}^{0.95} & (\pm 11\%) \\ L_{\text{IR}} = 0.0071 \times L_8^{1.11} + 7.4 \times 10^{-4} \times L_{24}^{1.28} + 12.8 \times L_{70}^{0.92} & (\pm 19\%) \\ L_{\text{IR}} = & 1.62 \times L_{24}^{0.99} + 1.59 \times L_{70}^{0.98} + 3.78 \times L_{160}^{0.94} & (\pm 7\%) \\ L_{\text{IR}} = 8.86 \times L_8^{0.81} + 1.28 \times L_{24}^{1.00} + 1.45 \times L_{70}^{0.98} + 3.92 \times L_{160}^{0.94} & (\pm 6\%) \end{array} \right. \quad (\text{V.7})$$

On remarque par exemple que combiner les luminosités à 8 et $24 \mu\text{m}$ permet d'améliorer légèrement l'estimation de L_{IR} . Il en est de même si on combine L_{70} et L_{160} : on obtient L_{IR} avec une précision de 11%. Enfin, combiner les quatre luminosités permet d'estimer L_{IR} à 6% près.

Ces relations sont très utiles pour étudier les galaxies à grand redshift puisque on dispose très rarement pour ces galaxies d'informations sur leur SED dans l'infrarouge lointain (cf. paragraphe V.1.1). Dans ce cas, on peut alors, à l'aide des relations précédentes, donner une

estimation de la luminosité totale infrarouge uniquement à partir des flux à 8 et/ou 24 μm et du redshift. On obtient également l'incertitude sur cette estimation.

V.1.4 Application à l'Univers lointain

Ces résultats ont été utilisés par Caputi et al. (2007) pour déduire les fonctions de luminosité bolométrique à $z = 1$ et $z \sim 2$ des fonctions de luminosité à 8 μm obtenues aux mêmes redshifts. Ces dernières avaient été obtenues à partir d'un échantillon très profond de galaxies sélectionnées à 24 μm et dominées par la formation stellaire (les AGNs ont été supprimés grâce à des critères X et infrarouges). Les redshifts de toutes ces sources sont connus. A partir des flux à 24 μm et des redshifts, il est facile d'obtenir les luminosités à 8 μm dans le référentiel de la galaxie, puisque la K-correction à appliquer est petite (en particulier à $z \sim 2$). On en déduit alors les fonctions de luminosité à 8 μm qui peuvent ensuite être converties en fonction de luminosité bolométriques à partir des relations V.6. Ces deux fonctions de luminosité sont représentées figure V.11.

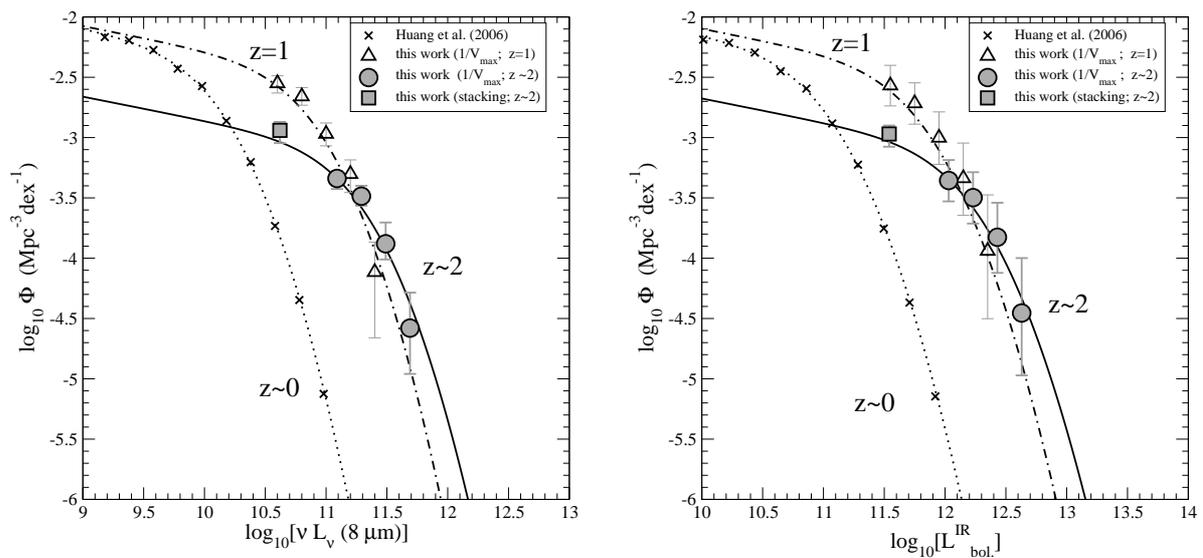


Figure V.11 – *A gauche* : fonction de luminosité à 8 μm à $z = 1$ (triangles blancs) et $z \sim 2$ (symboles gris). *A droite* : fonction de luminosité bolométrique à $z = 1$ et $z \sim 2$ (même symboles). D'après Caputi et al. (2007).

Il est ensuite possible de calculer la densité d'énergie infrarouge à partir de ces fonctions de luminosité (voir équation I.76) (la pente de la partie faible luminosité étant fixée à $\alpha = 1.2$). On obtient $\rho_{\text{IR}}(z = 1) = (1.2 \pm 0.7) \times 10^9 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$ et $\rho_{\text{IR}}(z \sim 2) = (6.6 \pm 3.6) \times 10^8 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$ qui peuvent être transformées en taux de formation stellaire volumiques : $\delta_{\text{SFR}}(z = 1) = 0.20 M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$ et $\delta_{\text{SFR}}(z \sim 2) = 0.11 M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$. Ces valeurs sont en bon accord avec les autres études (Barger et al. 2000; Perez-Gonzalez et al. 2005; Reddy et al. 2008)

et montrent que la densité d'énergie semble être maximum entre $z = 1$ et $z = 2$. A $z \sim 2$, environ 90% de l'énergie infrarouge est émise par les galaxies de type LIRGs et ULIRGs et ces deux populations contribuent de façon égale à la densité totale d'énergie infrarouge.

V.1.5 Evolution avec le redshift ?

Comme notre échantillon couvre une large gamme de redshift et de luminosité, nous avons pu étudier s'il était possible de détecter une éventuelle évolution des SEDs avec le redshift.

Une des propriétés bien connue des galaxies infrarouges est l'augmentation de la température des gros grains, tracée par exemple par le rapport L_{160}/L_{70} , avec la luminosité infrarouge L_{IR} . Nous avons en particulier étudié si cette relation évoluait avec le redshift. Notre échantillon permet d'étudier indépendamment trois gammes de redshifts : l'échantillon à bas redshift est composé des galaxies détectées directement à toutes les longueurs d'onde, celui à redshift intermédiaire des galaxies provenant du stacking dans le champ Boötes (les carrés roses sur les figures) et enfin l'échantillon à grand redshift est composé des galaxies provenant du stacking des sources de Caputi et al. (2007) (étoiles bleues sur les figures). La figure V.12 montre qu'il n'y a pas d'évolution notable de cette relation avec le redshift : les points à plus haut redshift étant compatibles avec les points à bas redshift, même si on observe quelques différences qui sont dues aux effets de sélection déjà présentés (figure V.8). En particulier, à faible luminosité, les points provenant du stacking (c'est-à-dire sélectionnés dans l'infrarouge moyen) ont une couleur L_{160}/L_{70} plus faible, c'est-à-dire une température de gros grains plus élevée, que les sources sélectionnées dans l'infrarouge lointain.

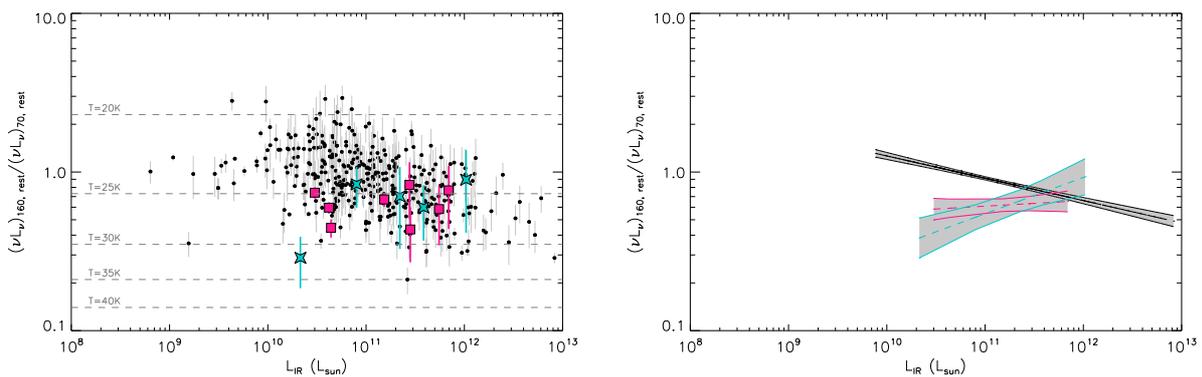


Figure V.12 – A gauche : évolution de la relation entre la couleur L_{160}/L_{70} et L_{IR} avec le redshift. Les symboles sont les mêmes que précédemment. La température des gros grains a été calculée en supposant que ceux-ci avaient une émission de type corps noir modifié avec un indice spectral $\beta = 2$. A droite : meilleur ajustement (et intervalle de confiance à $1-\sigma$) des relations température–luminosité pour chacun des trois sous-échantillons.

V.1.6 Lien avec la population des galaxies submillimétriques

Enfin nous avons étudié le lien entre notre large échantillon de galaxies infrarouges et la population des galaxies sub-millimétriques (SMG) en comparant l'évolution de la température de la poussière froide $T_{d,cold}$ de ces galaxies avec la luminosité totale infrarouge L_{IR} (figure V.13). Il est d'ailleurs possible de remarquer une fois encore sur cette figure les effets de sélection mentionnés précédemment : en effet, aux faibles luminosités ($L_{IR} \lesssim 10^{11} L_{\odot}$) les points provenant du stacking correspondent à des températures plus importantes que les galaxies détectées directement à toutes les longueurs d'onde alors qu'aux plus grandes luminosités ($L_{IR} \gtrsim 10^{12} L_{\odot}$), on observe l'effet inverse.

Nous avons comparé nos résultats à ceux de Chapman et al. (2003) (galaxies IRAS locales), Sajina et al. (2006) (sources FIRBACK 170 μm), Kovács et al. (2006) (galaxies submillimétriques) et Benford et al. (1999); Beelen et al. (2006) (AGNs) et l'on observe un bon accord entre toutes ces études même si elles ne couvrent pas toutes les mêmes régimes de température et de luminosité. Une des questions que l'on peut se poser est de savoir si les galaxies submillimétriques constituent, à un redshift donné, une population dominante ou si elles sont au contraire marginales. Pour cela, nous avons sélectionné dans notre échantillon initial deux tranches de redshift et comparé aux sources des précédentes études situées aux mêmes redshifts (figure V.13). A $z \sim 1$, on voit que les deux SMGs sont plus froides que nos galaxies. Il est possible que notre échantillon contienne quelques galaxies aussi froides, mais il n'est pas dominé par celles-ci. A $z \sim 2$, notre point moyen est en bon accord avec les galaxies submillimétriques de plus faible luminosité. Ceci suggère que les populations de galaxies infrarouges et submillimétriques sont identiques mais ces deux types d'observation se complètent bien : la première est bien adaptée à l'étude des galaxies à $z \lesssim 2$ alors que le domaine submillimétrique est plus adapté à l'étude des galaxies situées à plus grand redshift à cause de la K-correction avantageuse dans cette gamme de longueur d'onde.

V.2 Etude détaillée des SEDs de quelques galaxies

Afin d'étudier plus en détail les SEDs des galaxies infrarouges, 21 heures d'observations ont été obtenues sur le télescope spatial *Spitzer* dans le cadre d'un programme de temps ouvert (ModzSED ; PI : Hervé Dole). 17 galaxies sélectionnées à 70 μm et situées à des redshifts intermédiaires ($0.02 < z < 0.56$, $z_{\text{median}} = 0.12$) ont été observées à l'aide des instruments IRS et MIPS-SED.

Ces observations ont pour objectif d'apporter des contraintes supplémentaires sur les SEDs des galaxies infrarouges à des redshifts intermédiaires, et plus particulièrement dans l'infrarouge lointain, où les données sont plus difficiles à obtenir comme il a déjà été signalé précédemment. Grâce à ces données on pourra par exemple mesurer la température des gros grains,

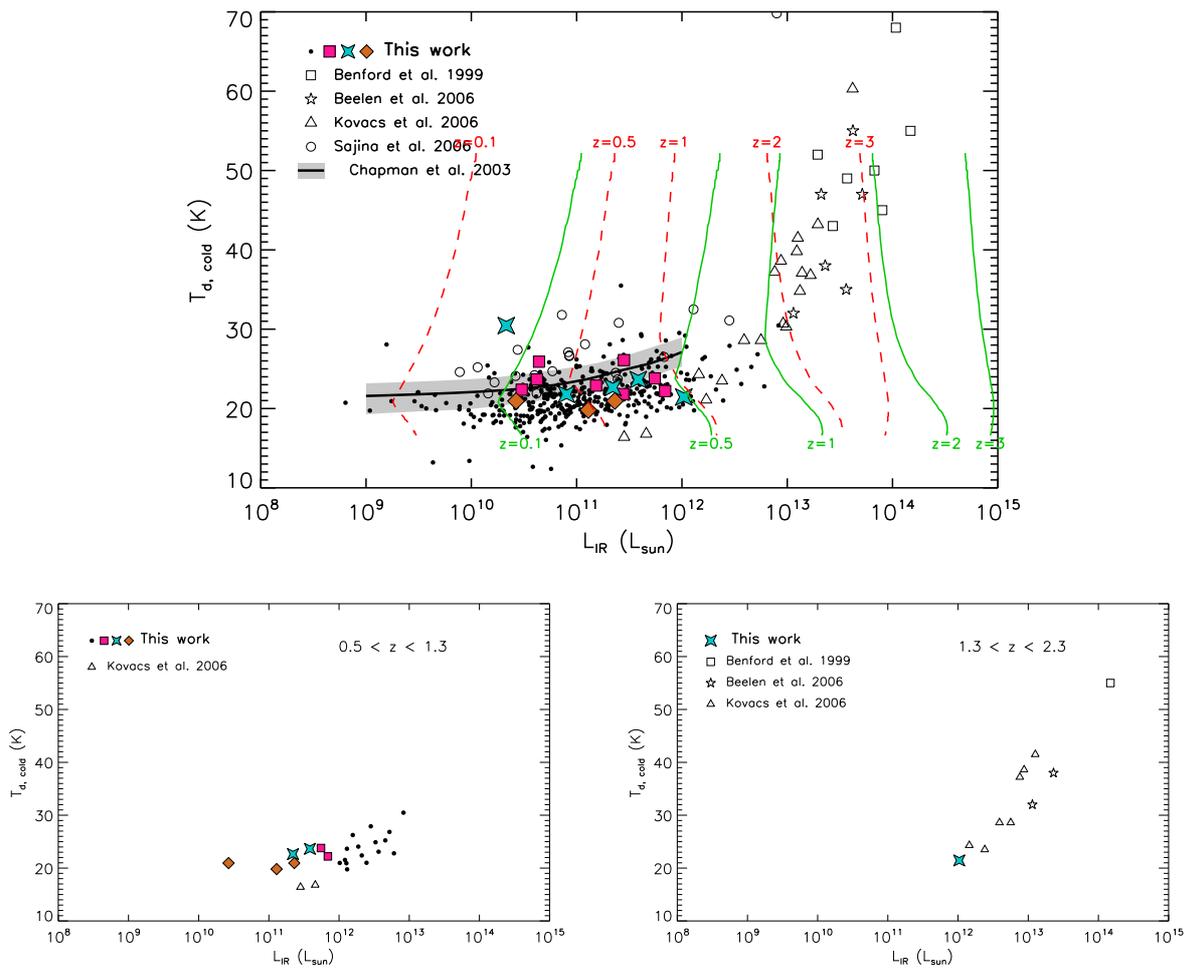


Figure V.13 – En haut : variation de la température de la composante froide de la poussière pour les galaxies de notre échantillon et quelques autres galaxies détectées dans le domaine submillimétrique (Chapman et al. 2003; Sajina et al. 2006; Kovács et al. 2006; Benford et al. 1999; Beelen et al. 2006). Les lignes continues cyan et les lignes tirets orange sont les limites de détection pour les galaxies de notre échantillon détectées directement et grâce au stacking. Seules les sources situées à droite de ces lignes sont détectables. En bas à gauche : idem pour la tranche de redshift $0.5 < z < 1.3$. En bas à droite : idem pour la tranche de redshift $1.3 < z < 2.3$.

ou encore estimer précisément la luminosité infrarouge totale L_{IR} . On pourra aussi étudier en détail la physique de la poussière (ionisation, taille, composition...) grâce aux bandes des molécules PAHs observées par IRS. On pourra enfin voir comment ces propriétés dépendent de la luminosité infrarouge et du redshift.

Cet échantillon est unique de par sa large couverture spectrale. Les données disponibles couvrent en effet la quasi-totalité du spectre infrarouge (de 3 à 200 μm). Nous présentons dans cette partie quelques résultats préliminaires.

V.2.1 Présentation des données

L'échantillon a été sélectionné dans l'infrarouge lointain, à $70 \mu\text{m}$: $S_{70} > 200 \text{ mJy}$. Grâce au relevé spectroscopique AGES (Kochanek et al., en préparation), le redshift de toutes les sources telles que $S_{24} > 1 \text{ mJy}$, c'est-à-dire de toutes les sources de l'échantillon, est connu. Ce relevé permet également de rejeter les AGNs de notre l'échantillon grâce à des diagnostics spectroscopiques dans le domaine visible.

Ces 17 sources ont été observées en mode basse résolution sur le spectrographe IRS (avec les quatre modules LL1, LL2, SL1, SL2) et en très basse résolution avec MIPS-SED. La réduction des données a été essentiellement faite par Christophe Willmer (équipe MIPS, University of Arizona). Nous avons également mesuré le flux des 17 sources aux sept longueurs d'onde disponibles sur Spitzer (3.6, 4.5, 5.8, 8.0, 24, 70 et $160 \mu\text{m}$). Les résultats sont donnés dans la table V.1. Certaines sources sont résolues aux plus courtes longueurs d'onde et/ou présentent un très proche voisin (voir figure V.14), ce qui nous a obligé à adapter les rayons d'ouverture à chaque source et éventuellement à soustraire la contribution de sources voisines. Certaines sources ont également été détectées par IRAS : le cas échéant, leur flux a été reporté dans la table V.1.

Des images optiques (SDSS) et infrarouge (3.6, 24 et $70 \mu\text{m}$) des différentes galaxies de l'échantillon sont visibles figure V.14. On remarque qu'environ la moitié d'entre elles présente des signes forts d'interaction (voisin très proche, morphologie irrégulière, queue de marée). Le reste des galaxies ressemble plutôt à des spirales.

Nous avons donc pour chacune des 17 galaxies un grand nombre d'observations dans l'infrarouge que nous avons combinées afin d'obtenir les SEDs présentées figure V.15. Des spectres optiques sont également disponibles mais nous ne les avons pas utilisés. Lors de la calibration en flux des spectres IRS, deux corrections doivent être appliquées : sur le spectre 2D, le flux est intégré dans une ouverture donnée (qui peut dépendre de la longueur d'onde). Comme pour la photométrie d'ouverture, on doit corriger cet effet : cette correction est l'ALCF (*Aperture Loss Correction Factor*). Ensuite, une partie du flux de la source est perdue à cause de la taille finie de la fente d'entrée du spectrographe. Il faut alors appliquer une deuxième correction, dite SLCF (*Slit Loss Correction Factor*). Dans le cas des sources ponctuelles ces deux corrections (qui dépendent de la longueur d'onde) sont contenues dans le facteur de calibration puisque celui-ci a été établi sur des sources ponctuelles (des étoiles). Cependant, dans le cas de sources étendues (c'est-à-dire les sources 00, 01, 02, 03, 04, 05, 06 et 07 de notre échantillon), ces corrections ne sont plus valables et il faut faire des corrections supplémentaires. Pour cela, nous avons appliqué les corrections SLCF établies par le SSC³ dans le cas d'un profil plat à la fois dans les directions spatiales et spectrales. Pour corriger de l'autre effet, nous avons respectivement recalé les spectres IRS SL et LL

3. http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/calib/extended_sources/slcf.html

id	α (J2000)	δ (J2000)	z	$S_{3.6}$ (mJy)	$S_{4.5}$ (mJy)	$S_{5.8}$ (mJy)	$S_{8.0}$ (mJy)	S_{24} (mJy)	S_{60} (mJy)	S_{70} (mJy)	S_{100} (mJy)	S_{160} (mJy)
0.....	14 ^h 31 ^m 25.43 ^s	+33° 13' 49.7''	0.023	5.83	3.86	9.43	23.99	49.8	652	684	1240	862
1.....	14 ^h 35 ^m 18.21 ^s	+35° 07' 8.3''	0.028	25.14	17.38	65.98	215.64	225.7	2859	2992	5809	5322
2.....	14 ^h 36 ^m 41.23 ^s	+34° 58' 24.2''	0.030	6.01	4.08	10.28	31.13	25.8	...	468	...	937
3.....	14 ^h 31 ^m 56.23 ^s	+33° 38' 33.1''	0.034	16.67	11.28	20.54	66.44	52.3	739	765	1919	2426
4.....	14 ^h 31 ^m 19.76 ^s	+35° 34' 18.0''	0.035	4.27	2.80	7.93	24.64	31.0	...	470	...	628
5.....	14 ^h 31 ^m 21.12 ^s	+35° 37' 21.8''	0.035	13.54	8.79	24.12	72.84	47.7	811	1150	2269	2419
6.....	14 ^h 30 ^m 24.46 ^s	+32° 56' 16.4''	0.042	4.99	3.48	6.64	22.95	38.8	393	425	1309	634
7.....	14 ^h 34 ^m 45.32 ^s	+33° 13' 46.1''	0.074	2.09	1.50	1.65	5.92	14.2	...	241	...	421
8.....	14 ^h 32 ^m 28.36 ^s	+34° 58' 38.8''	0.129	1.08	0.84	0.67	3.46	2.9	...	119	...	338
9.....	14 ^h 26 ^m 59.12 ^s	+33° 33' 4.9''	0.150	0.50	0.47	0.80	4.71	11.7	368	525	1000	763
10.....	14 ^h 26 ^m 23.88 ^s	+32° 44' 35.8''	0.171	0.58	1.35	2.38	4.69	12.1	...	296	...	414
11.....	14 ^h 28 ^m 49.79 ^s	+34° 32' 40.2''	0.216	1.17	1.12	1.04	5.87	7.7	...	213	...	473
12.....	14 ^h 31 ^m 14.77 ^s	+33° 46' 23.0''	0.229	0.77	0.71	0.54	2.66	3.9	...	137	...	336
13.....	14 ^h 32 ^m 39.56 ^s	+35° 01' 51.3''	0.236	0.32	0.54	0.91	3.04	10.8	...	222	...	310
14.....	14 ^h 32 ^m 34.90 ^s	+33° 28' 32.3''	0.249	0.31	0.32	0.20	1.14	3.9	...	334	...	363
15.....	14 ^h 36 ^m 28.12 ^s	+33° 33' 58.0''	0.265	0.24	0.32	0.28	1.99	10.9	...	220	...	240
16.....	14 ^h 25 ^m 52.68 ^s	+34° 02' 40.1''	0.563	0.41	0.50	0.79	1.33	11.3	...	247	...	352

Table V.1 – Flux des 17 galaxies de l'échantillon ModzSED à 3.6, 4.5, 5.8, 8.0, 24, 60, 70, 100 et 160 μm .

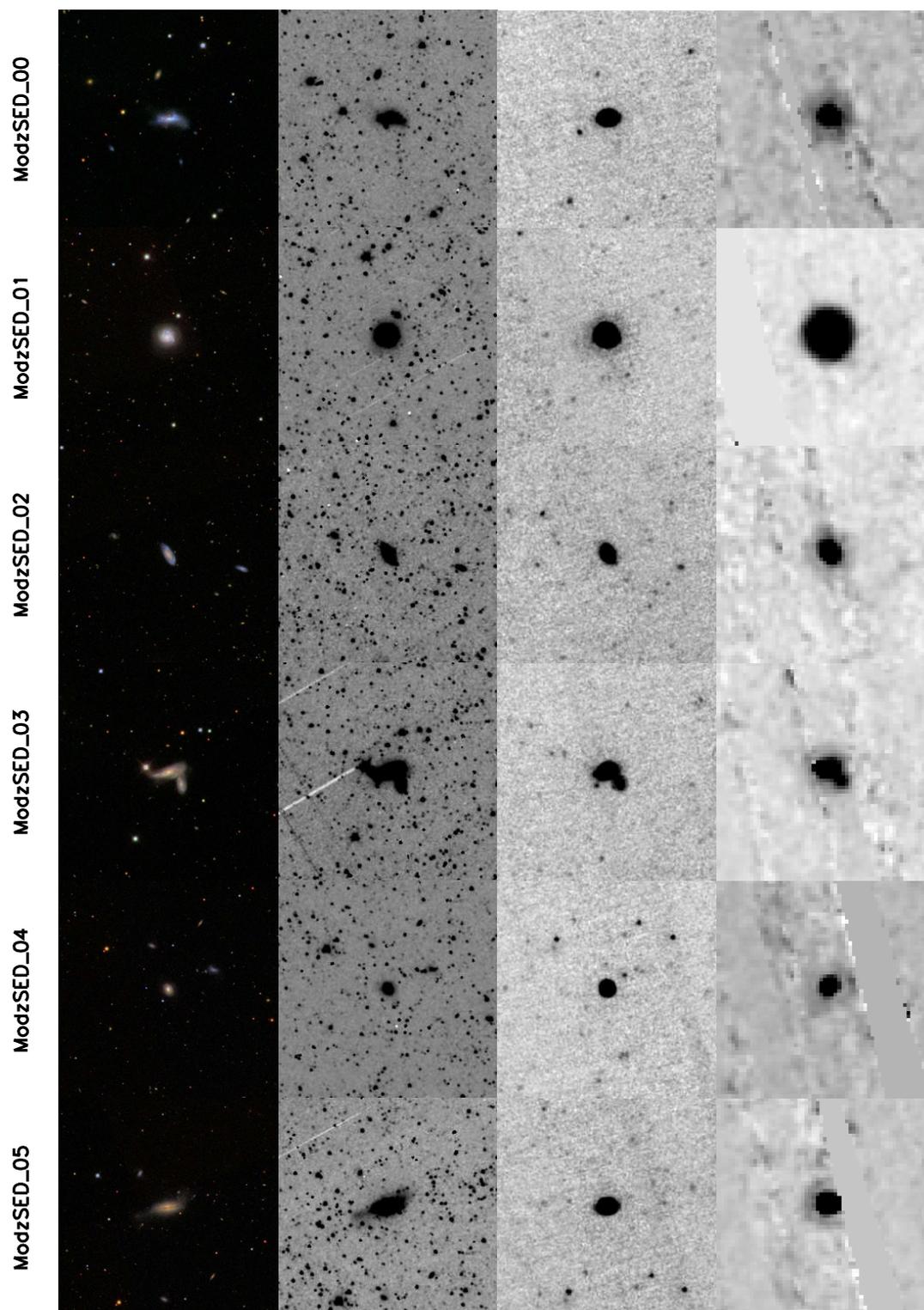


Figure V.14 – Images des 17 galaxies de l'échantillon ModzSED. La première image est une image optique du relevé SDSS, les trois suivantes correspondent aux longueurs d'onde 3.6, 24 et 70 μm . Chaque image a une taille de $5' \times 5'$.

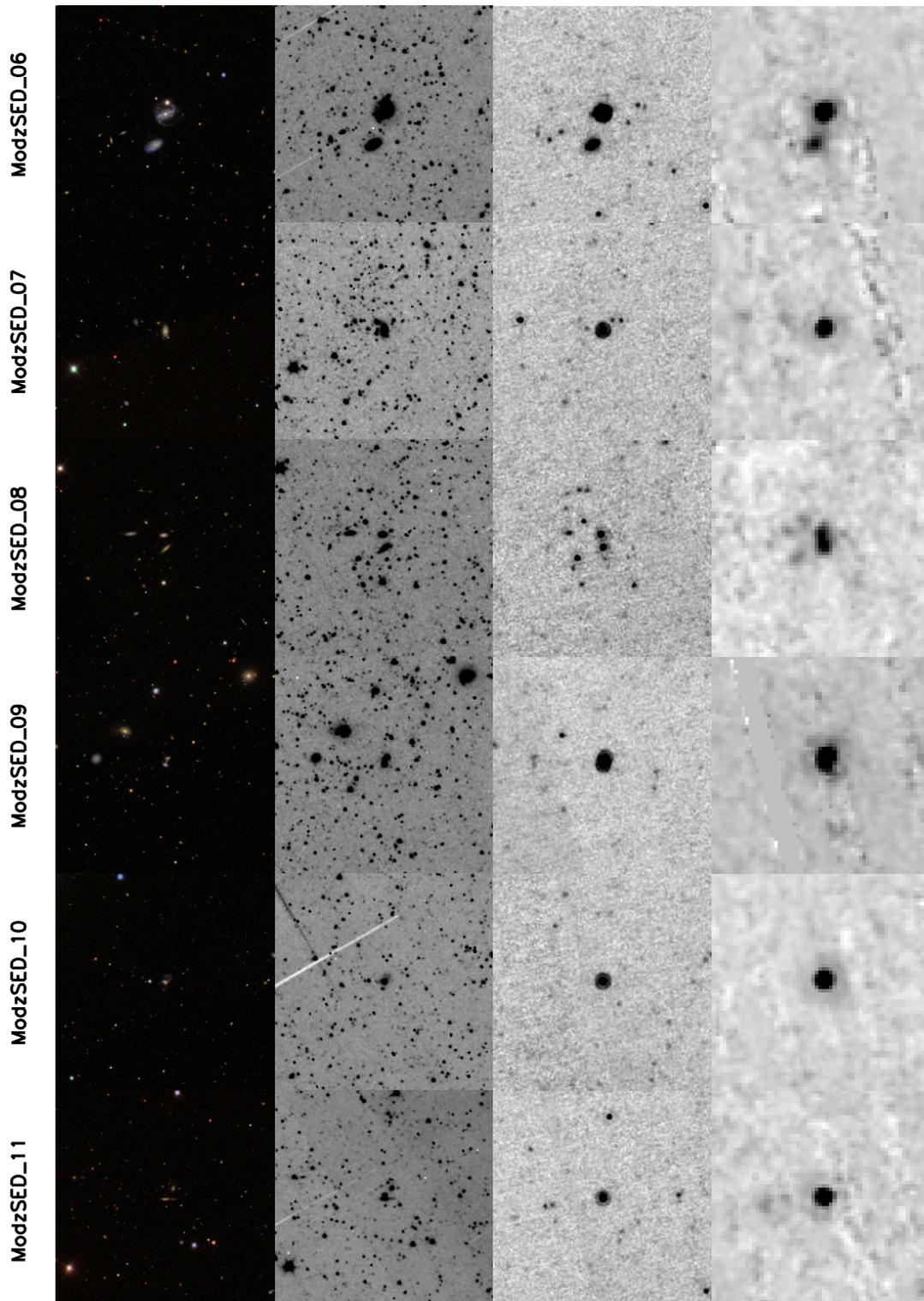


Figure V.14 – suite

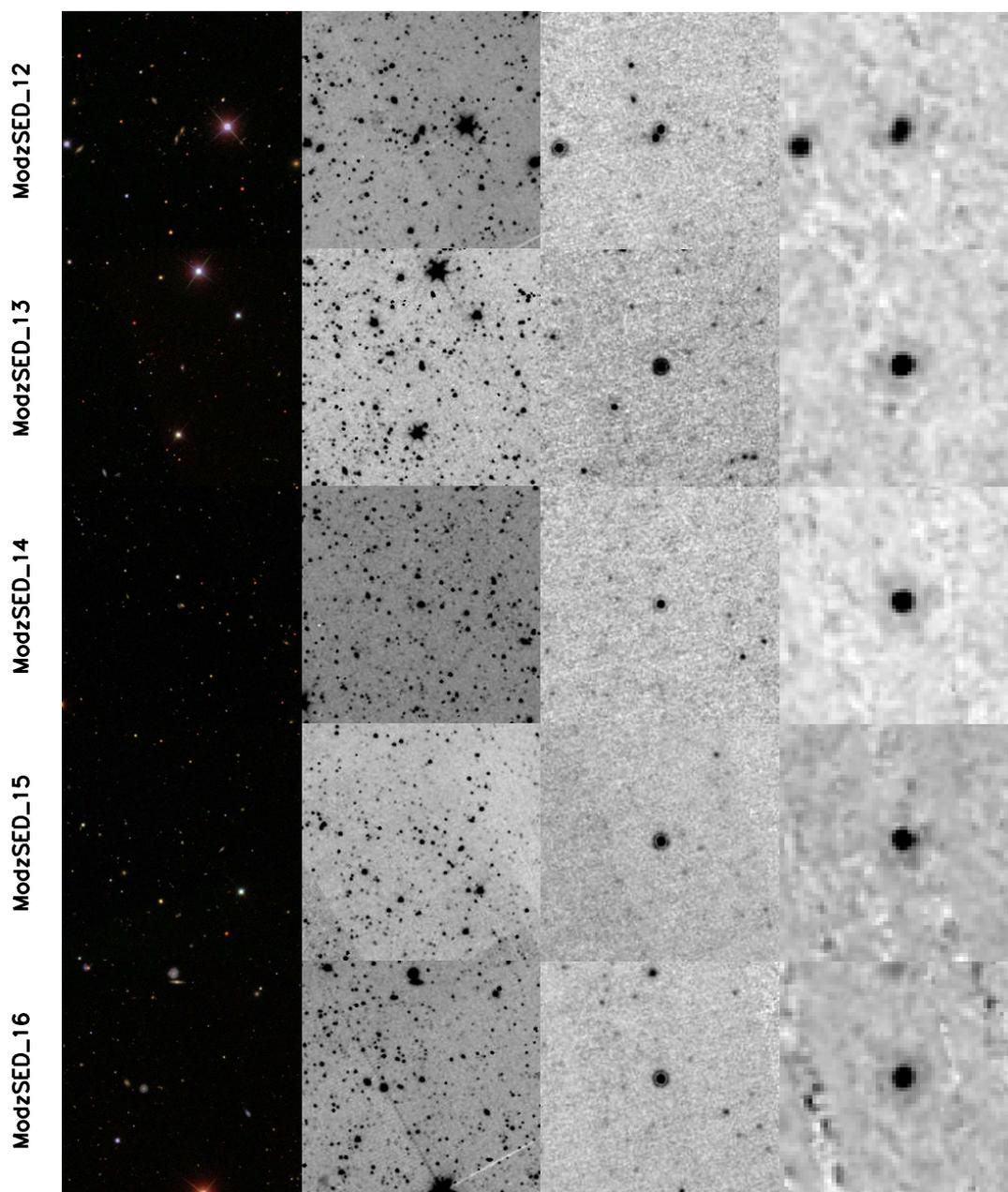


Figure V.14 – suite

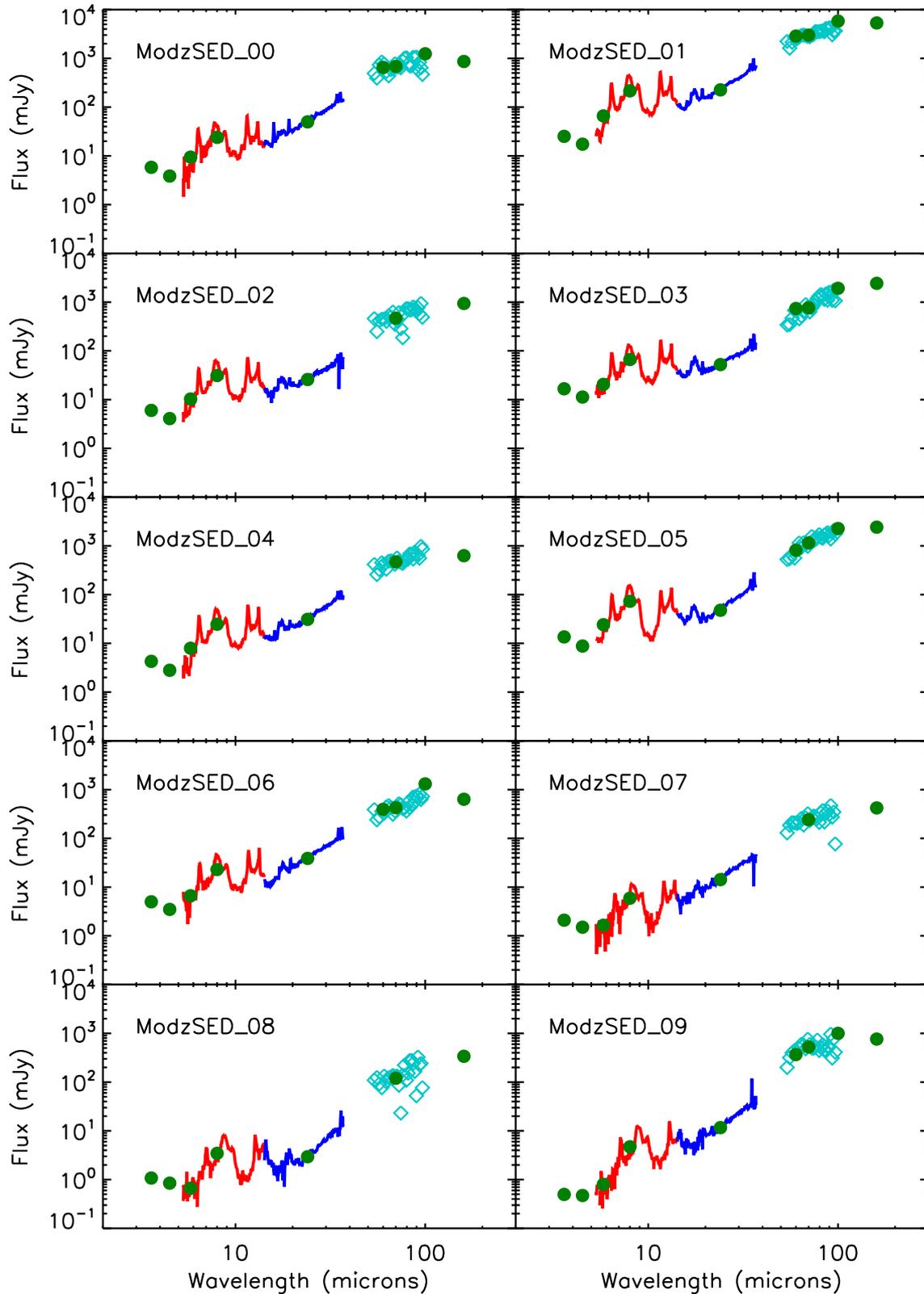


Figure V.15 – SEDs infrarouge des 17 sources de l'échantillon ModzSED. Les points verts sont les points photométriques à 3.6, 4.5, 5.8, 8.0, 24, 60 (si disponible), 70, 100 (si disponible) et 160 μm . Le spectre IRS est en rouge (partie SL) et en bleu (partie LL). Les données MIPS-SED sont représentées par des losanges cyans.

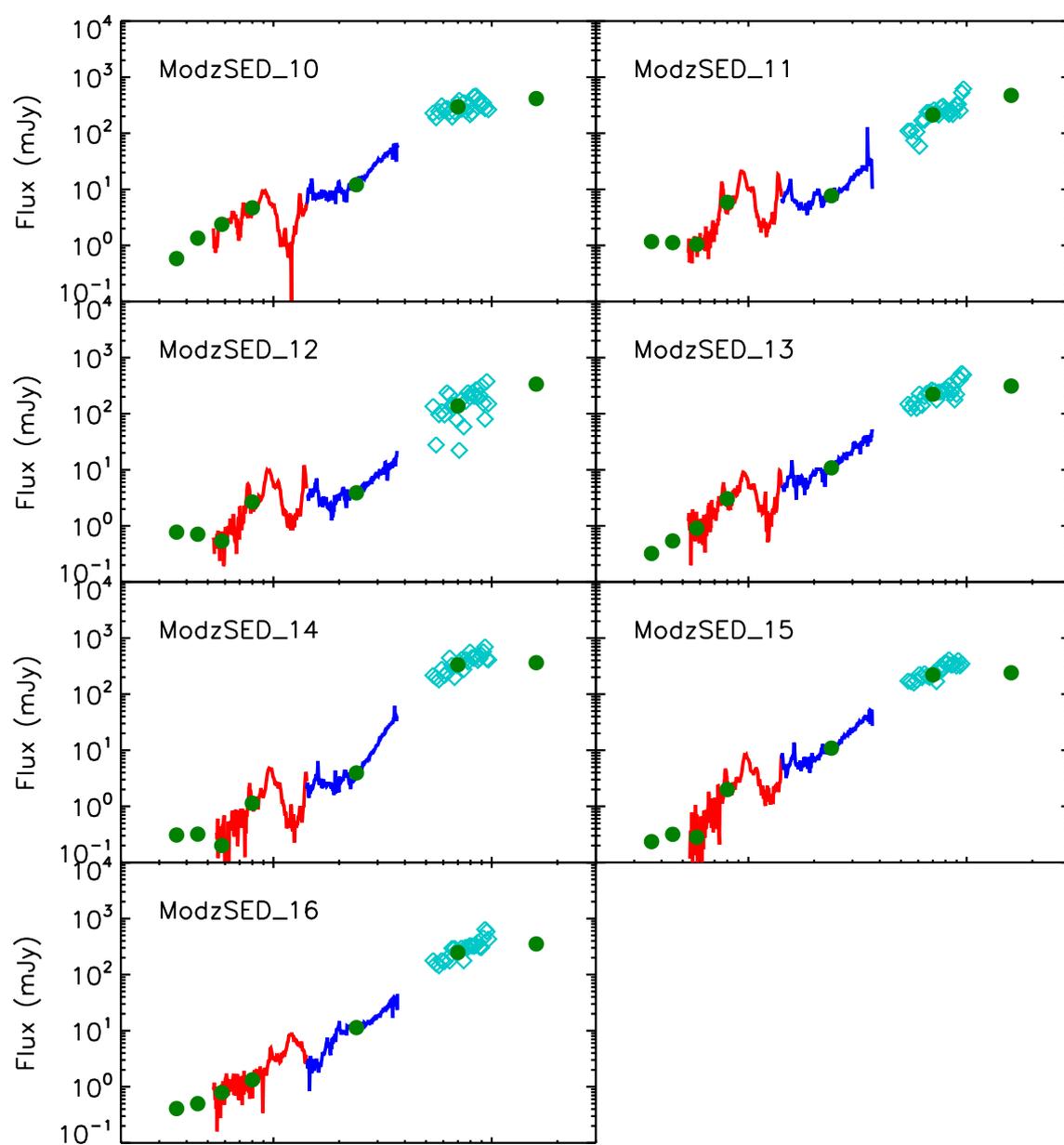


Figure V.15 – suite

sur les flux S_8 et S_{24} correctement intégrés sur toute la source même dans le cas des sources résolues. Enfin, nous avons aussi recalé le spectre basse résolution MIPS-SED sur le point photométrique à $70 \mu\text{m}$.

V.2.2 Analyse

• Estimation de la luminosité totale infrarouge

En utilisant la méthode décrite au paragraphe V.1.2, nous avons mesuré la luminosité totale infrarouge L_{IR} des 17 galaxies de l'échantillon à partir des quatre flux S_8 , S_{24} , S_{70} , S_{160} et du redshift z . Les luminosités totales infrarouges des galaxies sont majoritairement comprises entre $10^{10}L_{\odot}$ et $10^{12}L_{\odot}$. On peut séparer ces galaxies en deux groupes de taille similaire : les galaxies de luminosité inférieure à $2 \times 10^{11}L_{\odot}$ et celles telles que $L_{\text{IR}} > 2 \times 10^{11}L_{\odot}$. La source ModzSED_16 a une luminosité totale beaucoup plus grande ($L_{\text{IR}} \sim 10^{13}L_{\odot}$) mais il s'avère qu'elle contient un AGN. Les valeurs de L_{IR} obtenues sont données table V.2.

• Contribution des AGNs

Il est possible, grâce à des critères infrarouges, de détecter la présence d'un AGN très obscurci et donc non détecté dans le visible mais pouvant contribuer à l'émission infrarouge. Nous avons ici utilisé les critères de sélection proposés par Stern et al. (2005). Il en existe de nombreux autres. On peut par exemple citer Lacy et al. (2004); Hatziminaoglou et al. (2005); Alonso-Herrero et al. (2006); Richards et al. (2006). Les résultats sont présentés figure V.16. Deux sources sont clairement dans la région des AGNs (10 et 16) et une autre (13) est à la limite de la région. Ces trois sources font partie des plus lumineuses et des plus distantes. Il est toutefois possible que certains AGNs ne soient pas détectés par de tels critères infrarouges. Il faudrait alors combiner des informations sur l'émission dans le domaine X de ces galaxies (voir par exemple Barmby et al. (2006) pour une discussion de la complémentarité entre ces différentes méthodes de sélection des AGNs).

• Décomposition des PAHs avec PAHFIT

Afin de mesurer l'intensité des différentes bandes des PAHs observées par IRS pour les 17 galaxies de l'échantillon ModzSED, nous avons utilisé le programme PAHFIT (Smith et al. 2007). Ce programme permet d'ajuster simultanément des bandes PAH avec un profil lorentzien, des raies d'émission atomiques et moléculaires ainsi qu'un continu (modélisé par une somme de corps noirs de différentes températures). Ce continu rend compte à la fois de l'émission des étoiles vieilles mais aussi des poussières (VSG) et éventuellement d'un AGN. PAHFIT prend également en compte l'absorption par la poussière et permet de mesurer l'extinction via le paramètre $\tau_{9,7}$. Un exemple d'utilisation de PAHFIT est présenté figure V.17. La valeur des luminosités des principales bandes de PAHs sont données table V.2.

id	z	L_{IR} $10^{11}L_{\odot}$	L_{PAH} $10^{10}L_{\odot}$	$L_{6.2}$ 10^9L_{\odot}	$L_{7.7}$ 10^9L_{\odot}	$L_{8.6}$ 10^9L_{\odot}	$L_{11.3}$ 10^9L_{\odot}	$L_{12.6}$ 10^9L_{\odot}	L_{17} 10^9L_{\odot}	$L_{[\text{NeII}]}$ 10^8L_{\odot}	$L_{[\text{NeIII}]}$ 10^8L_{\odot}	$\tau_{9.7}$	T_{BG} (K)
0.....	0.02	0.16	0.14	0.18	0.71	0.13	0.18	0.08	0.06	0.19	0.19	0.000	27.2
1.....	0.03	1.37	1.87	2.22	8.34	1.80	2.26	1.33	0.85	2.92	0.34	0.000	24.4
2.....	0.03	0.24	0.31	0.42	1.41	0.30	0.36	0.21	0.09	0.36	0.05	0.000	24.2
3.....	0.03	0.65	0.85	1.13	3.70	0.68	0.96	0.57	0.41	0.99	0.06	0.000	21.9
4.....	0.04	0.29	0.34	0.44	1.55	0.31	0.36	0.21	0.13	0.51	0.05	0.000	27.3
5.....	0.04	0.80	1.18	1.49	5.61	0.98	1.14	0.81	0.58	1.22	0.11	1.937	23.9
6.....	0.04	0.41	0.45	0.64	1.97	0.50	0.59	0.32	0.12	0.81	0.00	0.000	26.5
7.....	0.07	0.69	0.39	0.46	1.70	0.35	0.43	0.35	0.15	0.43	0.02	0.101	25.7
8.....	0.13	1.36	0.92	1.00	3.97	0.74	1.11	0.75	0.50	0.57	0.23	1.589	24.5
9.....	0.15	5.85	1.70	2.06	7.28	1.65	2.24	0.74	0.76	3.47	0.38	0.709	28.4
10.....	0.17	4.85	3.33	2.32	13.19	2.19	2.67	2.91	3.52	4.25	2.10	2.622	28.7
11.....	0.22	7.38	7.76	10.31	36.58	6.84	8.64	4.08	3.93	6.81	0.63	1.661	27.6
12.....	0.23	5.52	3.75	4.90	16.82	3.62	5.28	1.93	0.99	3.62	0.73	0.923	27.5
13.....	0.24	7.91	4.33	4.19	17.06	2.27	4.62	3.62	1.86	8.16	4.00	0.000	32.1
14.....	0.25	10.77	2.53	2.61	11.50	2.06	2.88	1.54	1.57	3.79	0.48	2.919	35.0
15.....	0.27	9.62	4.27	4.33	16.30	3.92	4.66	4.47	3.46	10.43	2.80	1.733	36.2
16.....	0.56	82.68	23.47	26.05	97.73	24.30	9.73	17.83	28.48	32.90	0.00	3.052	41.0

Table V.2 – Tableau récapitulatif des différentes grandeurs physiques mesurées sur les SEDs de l'échantillon ModzSED.

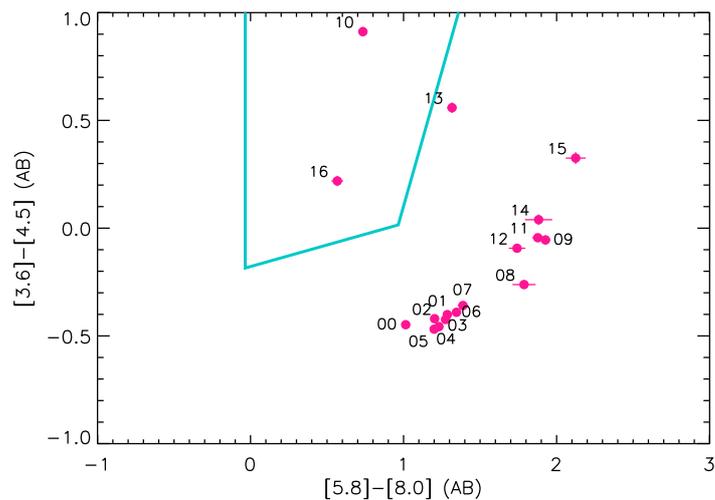


Figure V.16 – Sélection des AGNs de notre échantillon (en rose) à l'aide du critère proposé par Stern et al. (2005). Les candidats AGNs sont les sources qui sont situées dans la région délimitée par les traits bleus.

Une fois les luminosités de chaque bande PAH mesurées, nous pouvons étudier comment celles-ci dépendent de la luminosité totale infrarouge. La figure V.18 montre que la luminosité des bandes PAHs augmente moins vite que la luminosité totale infrarouge : en effet, les pentes des corrélations sont inférieures à 1 (et ceci est vérifié à plus de $3\text{-}\sigma$). On observe également quelques différences dans les pentes $L_{\text{band}} \text{ vs } L_{\text{IR}}$ entre les différentes bandes PAHs mais celles-ci ne sont pas statistiquement significatives. On avait d'autre part montré au paragraphe V.1.3 que la luminosité à $8 \mu\text{m}$ augmentait plus vite que L_{IR} . Etant donné que la luminosité à $8 \mu\text{m}$ est la somme de la luminosité des PAHs et de la luminosité du continu (fait par l'émission des VSGs), cela signifie que l'émission des VSGs augmente plus vite que la luminosité totale infrarouge.

Nous avons également étudié la dépendance de certains rapports de bandes en fonction de L_{IR} (figure V.19). Ces rapports montrent une assez grande dispersion mais ne dépendent pas fortement de la luminosité totale infrarouge. Les rapports 6.2/11.3 et 11.3/17 semblent dépendre de L_{IR} (détection à 2.7 et 2.3σ respectivement) contrairement aux rapports 7.7/11.3 et 6.2/7.7. Le rapport 7.7/11.3 est un traceur de l'état d'ionisation des PAHs (Flagey et al. 2006), ce qui signifie que l'état d'ionisation des PAHs ne dépend pas de L_{IR} dans notre échantillon. On remarquera aussi que ce rapport est en moyenne plus élevé que celui trouvé par Smith et al. (2007) ce qui suggère un état d'ionisation plus élevé dans notre échantillon que dans l'échantillon SINGS. Toutefois, Smith et al. (2007) ont montré que le rapport 7.7/11.3, mesuré sur une grande variété de galaxies locales, était légèrement plus élevé pour les galaxies dominées par une région HII que pour les galaxies dominées par un AGN, ce qui expliquerait le décalage observé. On observe les mêmes effets pour le rapport 11.3/17. Enfin, le rapport

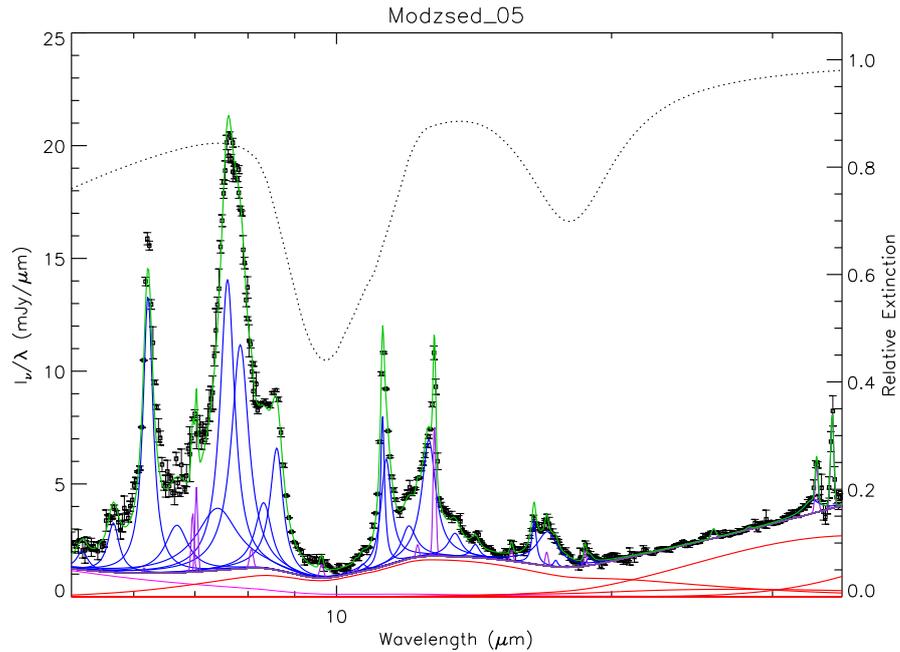


Figure V.17 – Exemple de décomposition des PAHs à l'aide de PAHFIT sur le spectre IRS de la source ModzSED_05. Les lignes rouges représentent le continu provenant de l'émission thermique de la poussière, la ligne magenta le continu provenant de l'émission stellaire et la ligne continue grise épaisse est la somme de ces deux composantes. Les lignes bleues au-dessus de ce continu sont les bandes aromatiques des PAHs alors que les lignes d'émission plus étroites (en violet) sont les raies d'émission moléculaires et atomiques. Toutes ces composantes sont atténuées par la courbe d'extinction tracée avec la ligne pointillée (axe à droite). La ligne verte est le meilleur ajustement des données (les petits carrés noirs).

6.2/7.7 est un traceur de la taille des PAHs (Draine & Li 2001) et cette taille ne semble pas dépendre de la luminosité infrarouge L_{IR} .

• Estimation de la température de la poussière froide

Les gros grains ont une émission thermique de type corps noir modifié. Nous avons mesuré leur température en ajustant sur les points photométriques à 70 et 160 μm ainsi que sur le spectre MIPS-SED un spectre de corps noir modifié. Un poids supérieur est affecté à la luminosité à 160 μm afin de «forcer» le spectre à passer par ce point. L'indice spectral β est fixé successivement à 1.5, 2 et 2.5 afin d'étudier l'influence de cette valeur sur la détermination de la température de la poussière froide étant donné la dégénérescence entre ces deux paramètres (voir par exemple Sajina et al. 2006). Les résultats sont donnés figure V.20 et les valeurs de température obtenues avec l'indice spectral $\beta = 2$ sont rappelées table V.2.

Il est alors possible de déduire le champ de rayonnement χ auquel sont soumis les gros grains. Ceux-ci sont à l'équilibre thermique et émettent donc autant d'énergie qu'ils en reçoivent : la puissance émise est donc proportionnelle au champ de rayonnement. De plus, la

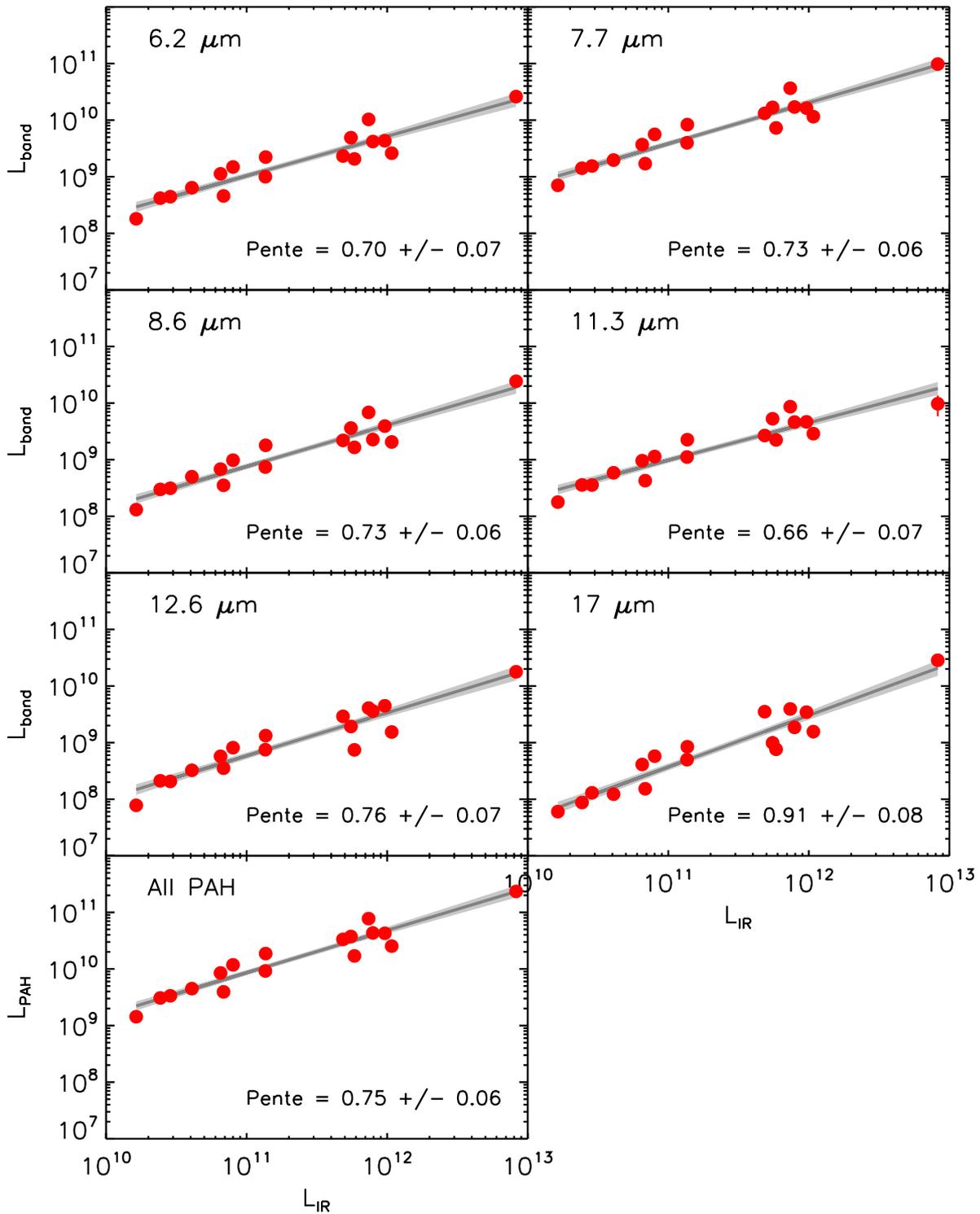


Figure V.18 – Variation de la luminosité des 6 principales bandes de PAHs (6.6 μm , complexe à 7.7 μm , 8.6 μm et complexes à 11.3, 12.6 et 17 μm) et de la luminosité totale des bandes PAHs en fonction de la luminosité totale infrarouge L_{IR} pour les 17 galaxies de l'échantillon ModzSED. La droite qui ajuste le mieux les données est représentée en gris foncé et la zone de confiance à 1- σ en gris clair.

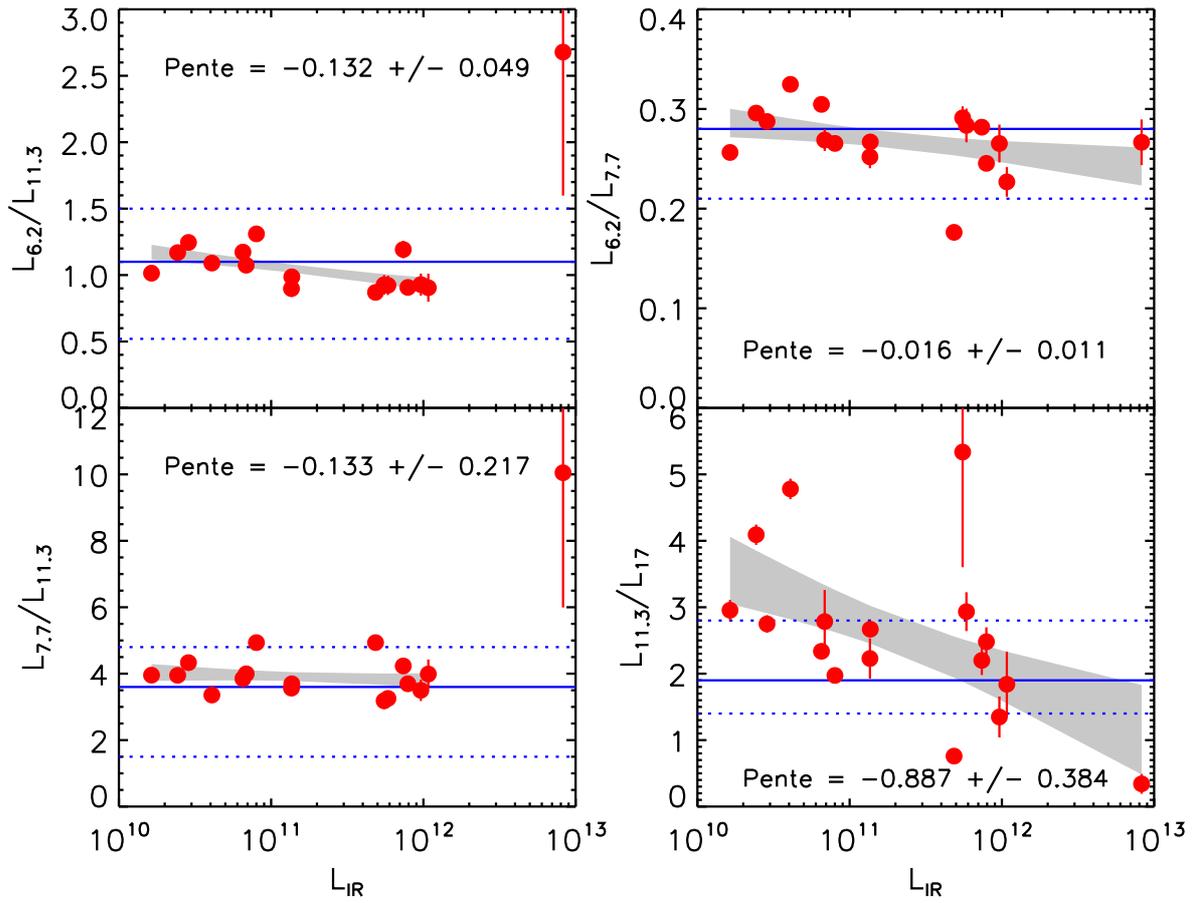


Figure V.19 – Variation des rapports entre différentes bandes de PAH en fonction de l'émission totale infrarouge pour les 17 galaxies de l'échantillon ModzSED. Les traits bleus horizontaux représentent la médiane (trait continu) et les quartiles à 10% et 90% (traits pointillés) mesurés par Smith et al. (2007) sur un échantillon local.

loi de Stefan permet d'écrire que la puissance émise par ces gros grains à l'équilibre thermique est proportionnelle à $T^{4+\beta}$. Le champ de rayonnement est généralement mesuré en unité de champ de rayonnement solaire. Sachant que des gros grains, dans un tel champ seraient à une température d'équilibre de 17.4 K, on obtient la relation entre le champ de rayonnement χ et la température T_{BG} des gros grains :

$$\chi = \left(\frac{T_{BG}}{17.4} \right)^{4+\beta} \quad (\text{V.8})$$

Nous avons mesuré le champ de rayonnement des 17 galaxies de l'échantillon ModzSED grâce à cette méthode. Nous avons ensuite étudié la variation de la contribution des PAHs à l'émission totale infrarouge en fonction du champ de rayonnement χ (figure V.21). On observe une nette décroissance du rapport L_{PAH}/L_{IR} en fonction du champ de rayonnement χ . Ceci peut-être interprété par le fait que les PAHs sont détruits lorsqu'ils se trouvent dans un fort champ de rayonnement.

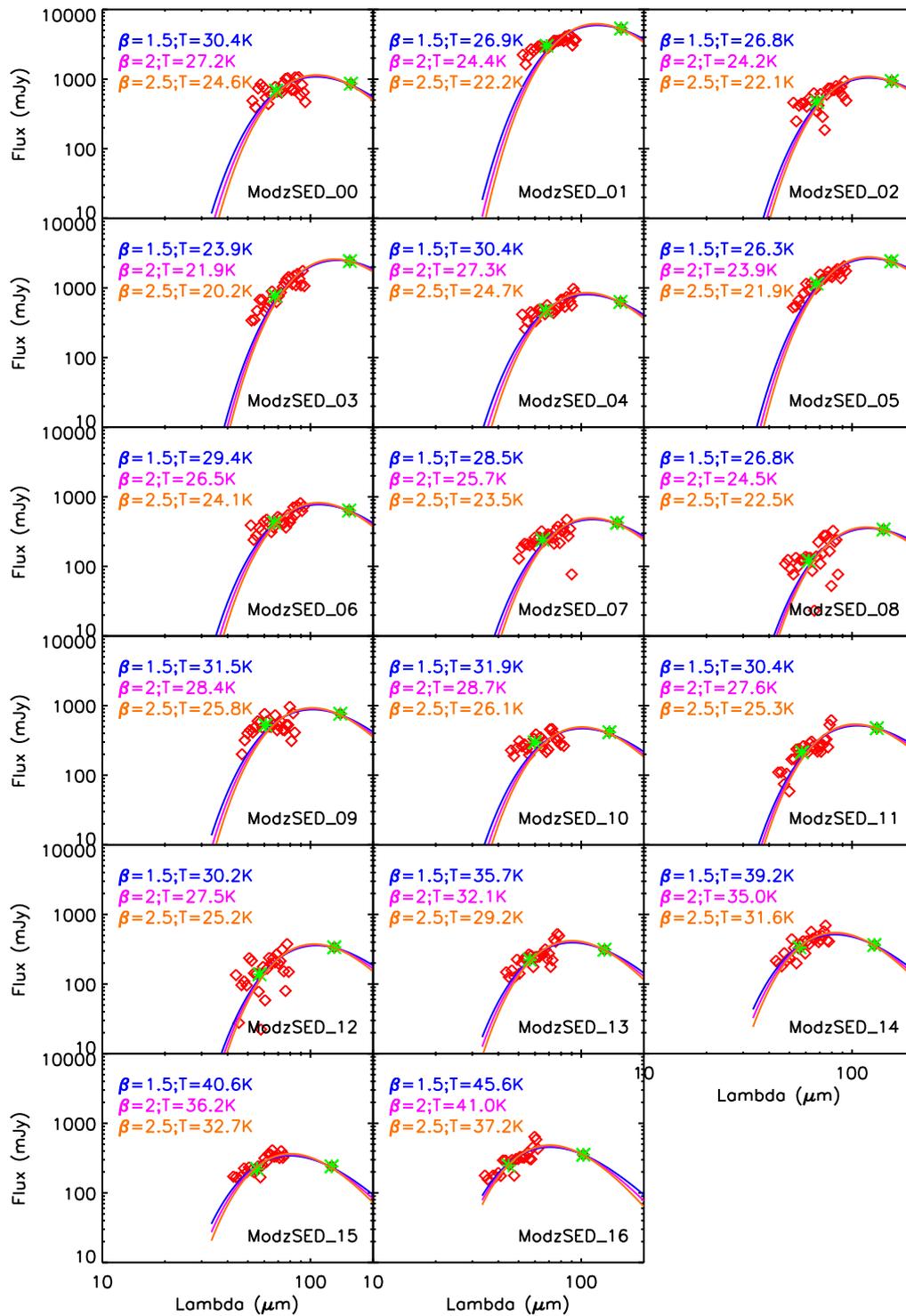


Figure V.20 – Mesure de la température des gros grains à partir des flux à 70 et 160 μm (étoiles vertes) et du spectre MIPS-SED (losanges rouges) pour les 17 galaxies de l'échantillon ModzSED. L'indice spectral a été successivement fixé à 1.5 (courbe bleue), 2 (courbe rose) et 2.5 (courbe orange).

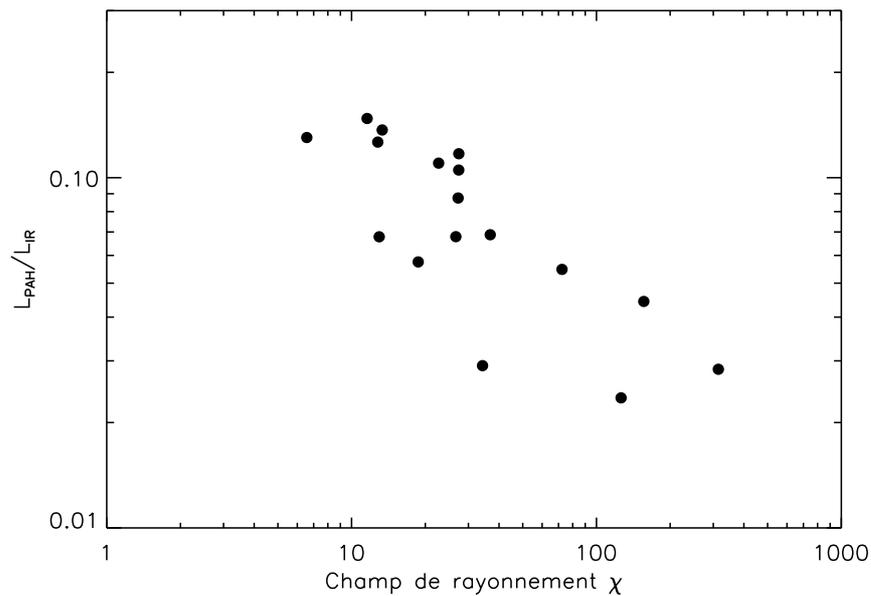


Figure V.21 – Variation de la luminosité relative des PAHs en fonction du champ de rayonnement χ .

• Classification des galaxies

Nous avons également classé les 17 galaxies de notre échantillon selon les critères définis par Spoon et al. (2007). Nous avons mesuré l'intensité de l'absorption par les silicates et la largeur équivalente de la bande à $6.2 \mu\text{m}$ comme expliqué dans le papier de Spoon et al. (2007) afin de ne pas introduire de biais. En effet les valeurs obtenues de cette façon diffèrent de celles obtenues avec PAHFIT (voir Smith et al. 2007, pour plus de détails). On obtient le diagramme présenté sur la figure V.22. On remarque que la plupart des galaxies de l'échantillon ModzSED sont situées dans la région 1C qui correspond aux sources dont le spectre dans l'infrarouge moyen est dominé par l'émission des PAHs. Les autres sources situées dans les régions 1B, 2D et 2C montrent une légère diminution de la largeur équivalente de la bande à $6.2 \mu\text{m}$ et/ou une légère absorption par les silicates.

• Conclusion

Les SEDs des 17 galaxies de l'échantillon ModzSED ont une très large couverture spectrale ce qui rend cet échantillon unique et très intéressant. L'étude préliminaire que nous avons effectuée a permis de mettre en évidence quelques résultats intéressants qui devront être approfondis :

- nous avons tout d'abord détecté la présence des bandes PAHs dans toutes les galaxies de l'échantillon. Même si certaines de ces galaxies semblent contenir un noyau actif, ce n'est pas ce dernier qui domine l'émission infrarouge.
- nous avons également montré que la luminosité des bandes de PAHs augmentait moins

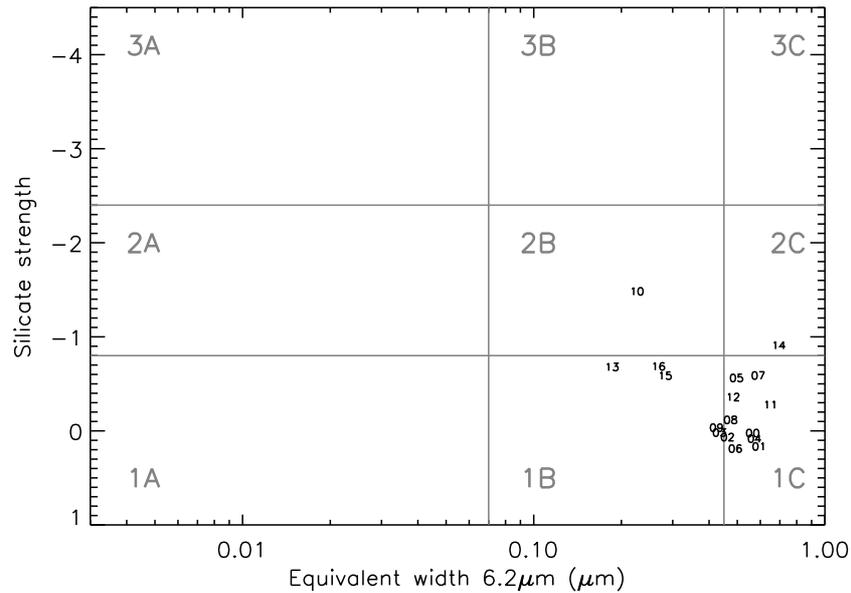


Figure V.22 – Classification des galaxies de l'échantillon ModzSED selon le critère introduit par Spoon et al. (2007).

vite que la luminosité totale infrarouge et que certains rapports de bandes (6.7/11.3 et 11.3/17) semblaient dépendre de L_{IR} .

- enfin, nous avons mesuré la température des gros grains et le champ de rayonnement dans ces galaxies. Nous avons alors montré que la contribution des PAHs à l'émission totale infrarouge diminuait lorsque le champ de rayonnement augmentait. Ceci suggère une destruction des PAHs lorsque le champ de rayonnement est plus important.

V.3 Observation sub-millimétrique d'un proto-amas à $z = 2.38$

L'étude présentée ici a été faite par Alexandre Beelen avec qui j'ai collaboré en particulier pour la mesure des flux à 3.6 μm et 24 μm des sources détectées à 870 μm . Ces travaux ont donné lieu à une publication : Beelen et al. (2008).

Une des plus grandes structures connue à l'heure actuelle à grand redshift est un filament de 110 Mpc situé autour du proto-amas J2143-4423. Cette structure est également connue pour contenir 37 galaxies avec une forte émission $\text{Ly}\alpha$ (Palunas et al. 2004; Francis et al. 2004). Certaines sources $\text{Ly}\alpha$ sont également étendues ($\gtrsim 50$ kpc) : on les appelle des *blobs Ly α* . L'origine de cette émission étendue est encore aujourd'hui sujet à discussions. Elle pourrait provenir de puissants starbursts associés à des explosions de supernovae qui produiraient des chocs et fourniraient l'énergie nécessaire pour exciter l'hydrogène neutre. Des phénomènes

d'accrétion autour d'un AGN obscurci pourraient également fournir l'énergie nécessaire. Enfin les *cooling flow* seraient une autre source d'énergie possible.

Le proto-amas considéré ici contient 4 blobs Ly α . Parmi ces 4 sources étendues, 3 ont été détectées à 24 μm par Colbert et al. (2006) ce qui en fait des sources très lumineuses⁴ dans l'infrarouge ($L_{\text{IR}} \sim 10^{13}L_{\odot}$). Cette dernière étude suggère également que ces blobs Ly α sont associés à des interactions et/ou collisions entre galaxies. Toutefois afin de mieux estimer la luminosité totale infrarouge de ces objets, et donc leur taux de formation stellaire, il vaut mieux utiliser des observations sub-millimétriques, qui, à ces redshifts, sondent le pic de l'émission infrarouge. Geach et al. (2005) ont détecté, à 870 μm avec SCUBA, 20% des blobs Ly α au sein d'une structure similaire située à $z = 3.09$, ce qui implique une très forte luminosité infrarouge et privilégie donc l'hypothèse d'un puissant starburst. Les auteurs de cette étude suggèrent également que ces émissions étendues Ly α pourraient être une particularité de la population des galaxies sub-millimétriques.

L'étude présentée ici consiste en une observation de cette large structure à $z = 2.38$ avec LABoCa (Siringo et al. 2007) à 870 μm . Cela constitue la première publication d'une image profonde obtenue avec cet instrument. Après réduction des données et extraction des sources, il a été possible d'obtenir les comptages de sources dans ce champ (figure V.23). Ces derniers montrent une surdensité de sources sub-millimétriques dans cette région et plus particulièrement dans une région de 5' de diamètre centrée sur le blob Ly α B7.

En revanche, parmi les 22 sources détectées à 870 μm , seulement une est associée avec un blob Ly α . Les trois autres blobs Ly α du champ ne sont donc pas détectés à 870 μm .

Dans cette étude j'ai contribué à l'identification dans l'infrarouge des sources détectées par LABoCa. J'ai en particulier construit les mosaïques IRAC à partir des données disponibles sur l'archive Spitzer et ensuite extrait un catalogue des sources détectées à 3.6 μm . J'ai ensuite mesuré le flux à 4.5, 5.8 et 8.0 μm de toutes ces sources afin de construire un catalogue global. Ce catalogue a été ensuite corrélé au catalogue des sources détectées à 24 μm . Enfin pour chaque source détectée à 870 μm , nous avons cherché une contrepartie à 24 μm . Environ 1/3 des sources ont une contrepartie infrarouge évidente. 1/3 des sources a une possible contrepartie avec une probabilité d'erreur inférieure à 20%. Le dernier tiers n'a pas de contrepartie infrarouge.

Pour les 9 sources détectées à 870 μm et pour lesquelles nous avons clairement identifié la contrepartie infrarouge, nous avons étudié leurs couleurs infrarouges (figure V.24). Ce genre de diagramme permet en particulier de séparer les sources dont l'émission infrarouge est dominée par un AGN de celles pour lesquelles cette émission est dominée par la formation stellaire. On remarque que $\sim 75\%$ (7/9) des sources ont des couleurs infrarouges compatibles avec celles de starburst situés entre $z = 1$ et $z = 3$ et que les deux autres sources ont des SEDs

4. La luminosité L_{IR} a été calculée en utilisant la relation entre $L_{6.7}$ et L_{IR} établie par Chary & Elbaz (2001).

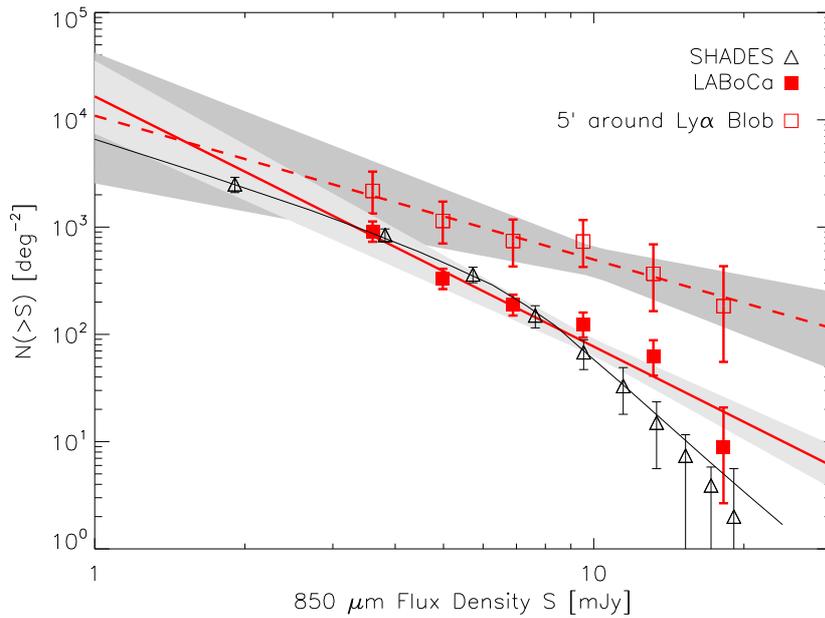


Figure V.23 – Comptages de sources cumulatifs à $870 \mu\text{m}$ (carrés pleins) comparés aux comptages obtenus à $850 \mu\text{m}$ par SCUBA (Coppin et al. 2006) (triangles vides). Les carrés vides représentent les comptages obtenus dans une région de $5'$ centrée sur le blob $\text{Ly}\alpha$ B7. Extrait de Beelen et al. (2008).

d'AGNs. En effet les sources sub-millimétriques sont supposées être de puissants starbursts (voir par exemple Pope et al. 2006).

L'observation de cette structure à $870 \mu\text{m}$ a montré un possible excès de sources à cette longueur d'onde. Une partie importante ($\sim 1/3$) de ces sources pourrait être associée à la structure elle-même mais ceci devra être confirmé par un suivi spectroscopique des sources détectées à $870 \mu\text{m}$. Enfin, seulement un des quatre blob $\text{Ly}\alpha$ présents dans cette structure a été détecté à $870 \mu\text{m}$ ce qui permet de donner une limite supérieure de $\sim 10^{13} L_{\odot}$ sur la luminosité totale infrarouge de ces sources. Ces prédictions sont inférieures à celles faites par Colbert et al. (2006).

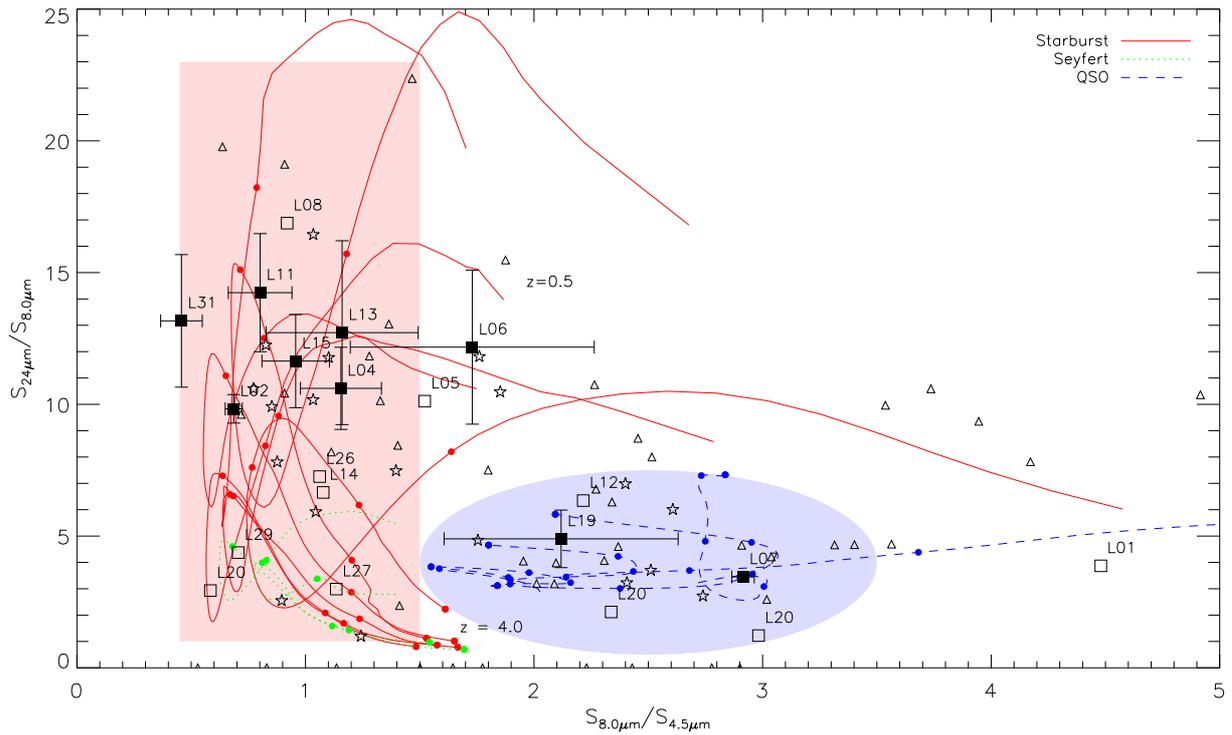


Figure V.24 – Couleur S_{24}/S_8 en fonction de la couleur $S_8/S_{4.5}$ pour les sources détectées à $870 \mu\text{m}$ (carrés pleins et vides). La ligne continue (respectivement pointillée et tirets) montre les prédictions obtenues avec des SEDs de type starburst (respectivement Seyfert, QSO) pour des redshifts variant de 0.5 à 4 (les points montrent les redshifts 1, 2, 3 et 4). Le rectangle rose délimite la région où sont attendus les starbursts et l'ovale bleu celle où sont attendus les QSO. Extrait de Beelen et al. (2008).

Chapitre VI

Conclusion et perspectives

Sommaire

VI.1	Corrélation spatiale des galaxies infrarouges	159
VI.2	Le fond diffus infrarouge	160
VI.3	Les distributions spectrales d'énergie	160
VI.4	Perspectives	161

L'heure est venue de faire le bilan de ces trois années de travail, au cours desquelles j'ai étudié, grâce aux données du satellite Spitzer, les galaxies infrarouges. Cette étude a comporté trois facettes : la distribution spatiale des galaxies infrarouges, leur contribution au fond diffus infrarouge et la détermination de leur distribution spectrale d'énergie. Nous rappelons dans ce chapitre les principaux résultats que nous avons obtenus.

VI.1 Corrélation spatiale des galaxies infrarouges

La distribution spatiale des galaxies peut être mesurée grâce à deux outils : le spectre de puissance angulaire et la fonction de corrélation à deux points. Le premier de ces outils permet l'analyse des anisotropies du fond diffus infrarouge, c'est-à-dire des galaxies qui ne sont pas détectées. Le second outil permet de mesurer la distribution spatiale des galaxies et sous certaines hypothèses de remonter à la masse du halo de matière noire qui les contient.

Les travaux de Lagache et al. (2007), auxquels j'ai participé, montrent pour la première fois, la détection de la signature de la corrélation des galaxies dans le spectre de puissance des anisotropies du CIB à $160 \mu\text{m}$. Ce signal de corrélation est très fort et correspond à une valeur du biais de 2.4, ce qui est presque trois fois supérieur au biais mesuré dans l'Univers local. Ceci met en évidence une forte évolution de ce paramètre depuis $z \sim 1$.

Nous avons également mis au point une nouvelle méthode pour estimer la fonction de

corrélation angulaire à deux points. Cette méthode présente l'avantage d'être très rapide. La comparaison, à la fois sur des simulations mais aussi sur des vraies données, de cette méthode à d'autres estimateurs a permis de valider notre méthode. Certains points, en particulier l'influence du masque, méritent malgré tout d'être approfondis.

Nous avons aussi montré l'influence que pouvait avoir les effets de corrélation entre les sources lorsque l'on fait du stacking. Nous expliquons comment ces effets peuvent être corrigés.

VI.2 Le fond diffus infrarouge

A partir d'un catalogue de plus de 50000 sources sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$ ($S_{3.6} > 2 \mu\text{Jy}$) et réparties sur une surface totale de 0.74 deg^2 , nous avons étudié la contribution des sources $3.6 \mu\text{m}$ au fond diffus infrarouge à 3.6 , 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$.

Nous avons montré que les galaxies qui avaient une couleur $S_{24}/S_{3.6}$ supérieure à ~ 6 contribuaient pour environ les $2/3$ du fond infrarouge à $24 \mu\text{m}$ alors qu'elles ne contribuent que pour $\sim 20\%$ au fond à $3.6 \mu\text{m}$. Ceci montre que les galaxies qui dominent le fond à $24 \mu\text{m}$ présentent une forte activité de formation stellaire contrairement aux galaxies qui dominent le fond $3.6 \mu\text{m}$ pour lesquelles l'activité de formation stellaire est plus modérée et plutôt semblable à celle des galaxies spirales locales de type M51.

A l'aide de la technique de stacking, nous avons mesuré la contribution des galaxies plus brillantes que $2 \mu\text{Jy}$ à $3.6 \mu\text{m}$ au fond infrarouge à 24 , 70 et $160 \mu\text{m}$: ces contributions sont respectivement de $2.08 \pm 0.17 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$, $6.6 \pm 0.8 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ et $15.8 \pm \text{ nW/m}^2/\text{sr}$. Ces valeurs sont des limites inférieures du fond. Ces valeurs sont supérieures de 4 , 7 et 29% aux contributions des sources détectées à $24 \mu\text{m}$ ($S_{24} > 60 \mu\text{Jy}$), qui sont elles-même en bon accord avec les résultats de Dole et al. (2006). Au cours de cette étude, nous avons dû corriger les résultats du stacking des effets de corrélation et nous avons montré que ceux-ci étaient très importants lorsque le catalogue des sources stackées est limité par la complétude.

VI.3 Les distributions spectrales d'énergie

Le dernier volet de notre étude porte sur la distribution spectrale d'énergie des galaxies infrarouges. Nous avons en particulier étudié les corrélations entre les luminosités monochromatiques infrarouges et la luminosité totale infrarouge pour un échantillon de plus de 2000 sources couvrant une large gamme de luminosité ($10^9 L_\odot < L_{\text{IR}} < 10^{13} L_\odot$) et de redshift ($0 < z \lesssim 2$) et confirmé que l'infrarouge moyen était un bon traceur de la luminosité totale infrarouge et donc du taux de formation stellaire. Ces corrélations peuvent être utilisées pour

estimer la luminosité totale infrarouge à partir d'une seule luminosité : L_8 et L_{24} permettent d'estimer L_{IR} avec une précision de 37% et 54%. Notre échantillon ne nous a pas permis de détecter une quelconque évolution en redshift jusqu'à $z \sim 1$, mais on ne peut pas exclure une faible évolution qui aurait été masquée par des effets de sélection. Enfin nous avons montré que les observations infrarouges et sub-millimétriques étaient complémentaires pour l'étude des galaxies infrarouges, l'infrarouge étant plus sensible aux galaxies à $z \lesssim 2$ et le domaine sub-millimétrique plus adapté à la détection des sources à $z \gtrsim 2$.

Enfin, nous avons étudié de façon détaillée un petit échantillon de 17 galaxies sélectionnées à 70 μm . Nous disposons pour toutes ces galaxies d'une couverture spectrale exceptionnelle (spectroscopie IRS et MIPS-SED, photométrie IRAC et MIPS). Nous avons mesuré les largeurs de bande PAH sur les spectres IRS, déterminé la température des gros grains à partir des données dans l'infrarouge lointain. Nous avons montré que la source principale d'énergie de ces galaxies était la formation stellaire. Nous avons également mis en évidence une possible variation des rapports $L_{6.2}/L_{11.3}$ et $L_{11.3}/L_{17}$ avec la luminosité infrarouge L_{IR} .

VI.4 Perspectives

Les applications et perspectives de ces travaux sont nombreuses.

La méthode que nous avons mise au point pour mesurer la fonction de corrélation angulaire nécessite encore d'être approfondie mais elle s'avère d'ores et déjà prometteuse. Elle pourra permettre de mesurer les propriétés de corrélation spatiale pour des larges échantillons de galaxies et ainsi de mieux comprendre quel rôle joue l'environnement dans la formation des galaxies.

Le satellite Herschel qui sera lancé en 2009 permettra de mieux sonder la région sub-millimétrique des distributions spectrales d'énergie qui est actuellement la moins bien contrainte. Ces observations, combinées aux observations actuelles de Spitzer, permettront sans doute de mieux contraindre les SEDs des galaxies infrarouges et donc de mieux comprendre leur physique.

Les grands relevés qui seront effectués par Herschel mais aussi par Planck entre 75 et 850 μm permettront également, en utilisant la même méthode de stacking que celles que nous avons utilisée, de mieux mesurer la valeur du fond diffus infrarouge à ces longueurs d'onde. La nature des sources qui dominent le fond infrarouge dans le domaine sub-millimétrique (500-850 μm) est actuellement la moins bien contrainte et les observations de Planck et même d'ALMA et APEX seront très utiles. Combiner ces observations à d'autres grands relevés comme WISE sera un atout supplémentaire.

Planck permettra aussi d'étudier les anisotropies du fond diffus infrarouge. Pour pouvoir

séparer la contribution des différentes tranches de redshift, il est nécessaire d'avoir un catalogue complet des sources proches que l'on souhaite soustraire et également de bien connaître leur distributions spectrales d'énergie. Le satellite WISE qui réalisera un relevé de tout le ciel à 3.3, 4.7, 12 et 23 μm sera particulièrement utile pour construire un tel catalogue.

Annexe A

Publications

Sommaire

A.1	Papier I	165
A.2	Papier II	181
A.3	Papier III	203
A.4	Papier IV	209

A.1 Papier I

Estimating the total infrared luminosity of galaxies up to $z \sim 2$ from mid- and far-infrared observations

N. Bavouzet, H. Dole, E. Le Floch, K. I. Caputi, G. Lagache,
C. S. Kochanek

publié dans A&A en 2008, vol. 479, p. 83

A&A 479, 83–96 (2008)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20077896
 © ESO 2008

**Astronomy
&
Astrophysics**

Estimating the total infrared luminosity of galaxies up to $z \sim 2$ from mid- and far-infrared observations

N. Bavouzet¹, H. Dole¹, E. Le Floc'h², K. I. Caputi³, G. Lagache¹, and C. S. Kochanek⁴

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Bât. 121, Université Paris-Sud 11 and CNRS (UMR 8617), 91405 Orsay Cedex, France
 e-mail: nicolas.bavouzet@ias.u-psud.fr

² Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA

³ Institute of Astronomy, Swiss Federal Institute of Technology (ETH Zürich), 8093 Zürich, Switzerland

⁴ Department of Astronomy, Ohio State University, 140 West 18th Avenue, Columbus, OH 43210, USA

Received 16 May 2007 / Accepted 9 November 2007

ABSTRACT

Aims. We present the observed correlations between rest-frame 8, 24, 70 and 160 μm monochromatic luminosities and measured total infrared luminosities L_{IR} of galaxies detected by Spitzer.

Methods. Our sample consists of 372 star-forming galaxies with individual detections and flux measurements at 8, 24, 70 and 160 μm . We have spectroscopic redshifts for 93% of these sources, and accurate photometric redshifts for the remainder. We also used a stacking analysis to measure the IR fluxes of fainter sources at higher redshifts.

Results. We show that the monochromatic mid and far-infrared luminosities are strongly correlated with the total infrared luminosity and our stacking analysis confirms that these correlations also hold at higher redshifts. We provide relations between monochromatic luminosities and total infrared luminosities L_{IR} that should be reliable up to $z \sim 2$ ($z \sim 1.1$) for ULIRGs (LIRGs). In particular, we can predict L_{IR} with accuracies of 37% and 54% from the 8 and 24 μm fluxes, while the best tracer is the 70 μm flux. Combining bands leads to slightly more accurate estimates. For example, combining the 8 and 24 μm luminosities predicts L_{IR} with an accuracy of 34%. Our results are generally compatible with previous studies, and the small changes are probably due to differences in the sample selection criteria. We can rule out strong evolution in dust properties with redshift up to $z \sim 1$. Finally, we show that infrared and sub-millimeter observations are complementary means of building complete samples of star-forming galaxies, with the former being more sensitive for $z \lesssim 2$ and the latter at higher $z \gtrsim 2$.

Key words. infrared: galaxies – galaxies: starburst – galaxies: fundamental parameters – galaxies: evolution

1. Introduction

Bright infrared galaxies play an important role in understanding the evolution of galaxies because a large fraction of the energy from star formation is reprocessed by dust and only visible in the infrared. This emission is dominated by the luminous infrared galaxies (LIRGs, defined by $10^{11} L_{\odot} < L_{\text{IR}} < 10^{12} L_{\odot}$) at $z > 0.7$ (e.g. Le Floc'h et al. 2005) and by ultra-luminous infrared galaxies (ULIRGs, defined by $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$) at $z > 2$ (e.g. Caputi et al. 2007). The LIRGs and ULIRGs are massive star-forming galaxies (Swinbank et al. 2004; Caputi et al. 2006) but some of the emission may also come from embedded AGN (e.g. Alonso-Herrero et al. 2006). For systems dominated by star formation, the total infrared luminosity L_{IR} emitted between a few μm and 1 mm is a good tracer of the star formation rate (Kennicutt 1998). Thus estimating the infrared luminosity of galaxies is important for quantifying star formation activity.

Measuring the spectral energy distribution (SED) of infrared galaxies also probes physical properties such as their dust temperature, or grain size and composition. Models of nearby objects using IRAS, ISO and Spitzer have shown that the typical infrared galaxy SED peaks between 60 and 150 μm , depending on the dust temperature (e.g. the Spitzer Nearby Galaxy Survey, Kennicutt et al. 2003).

The far-infrared bands on Spitzer (the MIPS 70 and 160 μm bands) and Akari (FIS¹) are well-suited to study this peak. Unfortunately, far-infrared detectors generally have less sensitivity and poorer resolution (given the fixed telescope aperture) than mid-infrared detectors, frequently leading to surveys that are either limited by confusion (Dole et al. 2004a,b; Frayer et al. 2006) or noisier than their mid-IR counterparts.

Ground based sub-millimeter facilities, such as e.g. the SHARC-2 instrument at the CSO², SCUBA³ mounted on the JCMT⁴ or APEX-2a and LABOCA⁵ recently installed on the Atacama Pathfinder EXperiment, have made a number of important first steps (e.g. Chapman et al. 2005), exploiting the fact that the peak of the infrared emission is shifted into the sub-millimeter bands at high redshifts. However, sub-millimeter surveys have had difficulties in building large galaxy samples because of their limited sensitivity, and they are biased towards detecting objects with colder dust temperatures than the typical infrared selected ULIRG (e.g. Chapman et al. 2004; Pope et al. 2006).

¹ Far-Infrared Surveyor.

² Caltech Submillimeter Observatory.

³ Submillimeter Common-User Bolometer Array.

⁴ James Clerk Maxwell Telescope.

⁵ Large Apex BOLometer CAMera.

Chary & Elbaz (2001) and Takeuchi et al. (2005) have shown that mid-infrared monochromatic luminosities, by which we mean measurements through filters of modest widths, are sufficiently well-correlated with the total infrared luminosity to provide an estimate of L_{IR} . In both cases, the relations were calibrated on local samples and then extrapolated to higher redshifts. This extrapolation is potentially dangerous, because the dominant source populations are considerably different at higher redshifts (ULIRGs) and locally (non-LIRGs). Marcellac et al. (2006) studied these correlations at higher redshifts ($0.4 < z < 1.2$) with a small sample of 49 $15 \mu\text{m}$ -selected galaxies, but their estimates of L_{IR} were strongly model-dependent. Symeonidis et al. (2006) studied a similar sample of galaxies selected at $70 \mu\text{m}$, but did not examine how the far-infrared emission was correlated with the mid-infrared emission.

In this paper we determine the correlations between $(\nu L_{\nu})_{8 \mu\text{m, rest}}$, $(\nu L_{\nu})_{24 \mu\text{m, rest}}$, $(\nu L_{\nu})_{70 \mu\text{m, rest}}$, $(\nu L_{\nu})_{160 \mu\text{m, rest}}$ and L_{IR} . We will calibrate the relations using a large sample of galaxies at moderate redshifts ($z < 0.5$) and then test their validity at higher redshifts ($z < 2$) using a stacking analysis. We define our samples in Sect. 2 and we explain our approach to estimating L_{IR} in Sect. 3. The correlations and their implications are discussed in Sects. 4 and 5. We adopted an $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\text{M}} = 0.27$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ cosmology throughout this paper.

2. Data sample and processing

Our main imaging datasets come from the IRAC (Fazio et al. 2004) and MIPS (Rieke et al. 2004) instruments on board the *Spitzer Space Telescope* (Werner et al. 2004). We worked on three different fields: the Boötes field of the NAO Deep Wide Field Survey (NDWFS; Jannuzi & Dey 1999), the extragalactic First Look Survey (FLS), and the *Chandra* Deep Field–South (CDFS). Characteristics of the IRAC and MIPS observations in these fields are given by Eisenhardt et al. (2004); Lacy et al. (2004); Fazio et al. (2004) and Papovich et al. (2004, 2006); Dole et al. (2004a); Frayer et al. (2006), respectively. We also used, for the stacking analysis, the ultra-deep data from the GOODS survey in the GOODS/CDFS and GOODS/HDFN fields and the galaxy sample of Caputi et al. (2007).

2.1. Optical spectra and photometry

2.1.1. Boötes and FLS

In the 8 deg^2 Boötes field, we use redshifts from the first season of the AGN and Galaxy Evolution Survey (AGES, Kochanek et al. in preparation). Samples of galaxies were restricted to $R \lesssim 20$ with well-defined sub-samples over a broad range of wavelengths. In particular, all galaxies with $S_{24 \mu\text{m}} \geq 1 \text{ mJy}$ and $R \leq 20$ were targeted. The R -band magnitude limit restricts this sample to $z < 0.5$. Papovich et al. (2006) conducted quite similar observations in the FLS field (4 deg^2), but the infrared selection is deeper ($S_{24} > 0.3 \text{ mJy}$). The redshift completenesses are $\sim 90\%$ for sources with $i \leq 21$ and $S_{24} \geq 1 \text{ mJy}$, and 35% for $i \leq 20.5$ and $0.3 \text{ mJy} \leq S_{24} < 1 \text{ mJy}$ sources. Both of these redshift surveys used the 300 fiber Hectospec instrument on the MMT (Fabricant et al. 2005).

After excluding stars and quasars, we have 846 (504) galaxies from the AGES (FLS) samples with spectroscopic redshifts and $24 \mu\text{m}$ detections. All of them are in the common field of view at every infrared wavelength (from 3.6 through $160 \mu\text{m}$).

2.1.2. CDFS

The CDFS has been observed by many instruments covering a wide wavelength range (from X-rays to radio). Wolf et al. (2004) published a photometric redshifts catalog of 63 501 sources brighter than $R \sim 25$ over an area of 0.5 deg^2 of the CDFS (COMBO-17). However, as pointed by Le Floch et al. (2005), only the subsample of sources with $R < 24$ and $z < 1.2$ can be securely used. From this catalog, we selected objects unambiguously identified as galaxies with $R \leq 22$. The redshifts of these sources go up to $z = 0.8$ and are accurate to $\leq 2\%$. Following Wolf et al. (2004) suggestion, we excluded from our sample 7 surprisingly bright objects with $R \leq 19$ and $0.4 \leq z \leq 1.1$. The final CDFS sample is composed of 1747 optical galaxies with accurate photometric redshift determinations. Note that this sample is a complete optical flux-limited sample without the joint optical/ $24 \mu\text{m}$ criteria used for the Boötes and FLS samples.

2.2. Spitzer photometry

We measured infrared fluxes from 3.6 through $160 \mu\text{m}$ for all the galaxies in the Boötes, FLS and CDFS samples using the following procedures.

For each IRAC channel, we constructed a mosaic and its error maps from the post-BCD images using the MOPEX package⁶. After a fine re-centering on the IR sources, we measure the flux in an aperture $1''.5$ in radius. We measured the background in a $2''$ wide annulus. We optimized the radius of the annulus over the range from $7''$ to $27''$ in steps of $1''$ by finding the annulus with the minimum $|\gamma|/\sigma$ where γ and σ are the skewness and dispersion of its pixels. After subtracting the background, we corrected the source flux for the finite aperture size relative to the PSF by factors of 1.74, 1.83, 2.18 and 2.44 at 3.6 , 4.5 , 5.8 and $8.0 \mu\text{m}$, respectively. Both extraction errors and photon noise were taken into account in the estimation of uncertainties. Sources are considered as securely detected if their signal to noise ratio is greater than 3. The fluxes were calibrated using calibration factors of 36.04, 34.80, 36.52 and $37.20 \mu\text{Jy}/(\text{MJy}/\text{sr})$ at 3.6 , 4.5 , 5.8 and $8.0 \mu\text{m}$, and the uncertainties in these factors are less than 3% (IRAC Handbook⁷).

The MIPS observations were done using the scan map mode and were then reduced with the DAT (Gordon et al. 2005). We measured the $24 \mu\text{m}$ fluxes by fitting a PSF to the sources. A PSF model was build for each map using 10 bright, isolated sources. Our PSF fitting method is not designed to measure the flux of extended sources, so we excluded 35 nearby extended sources from the Boötes/FLS samples. At 70 and $160 \mu\text{m}$, we used aperture photometry. After a re-centering on the sources, we determined the flux within apertures of $18''$ and $25''$, backgrounds in annuli of $[50''-70'']$ and $[80''-110'']$, and applied aperture corrections of 1.68 and 2.29 for 70 and $160 \mu\text{m}$, respectively. We used flux calibration factors of $0.0447 \text{ MJy}/\text{sr}/U_{24}$, $702 \text{ MJy}/\text{sr}/U_{70}$, and $44.6 \text{ MJy}/\text{sr}/U_{160}$ for the three bands (Gordon 2006) where the U_x are the standard units of the MIPS maps and the calibrations are uncertain by 4, 7 and 13%. We estimated our $3\text{-}\sigma$ detection limits of 23, 14 and 11 mJy at $70 \mu\text{m}$ and 92, 79 and 59 mJy at $160 \mu\text{m}$ in the Boötes, FLS and CDFS fields respectively by measuring the scatter σ_r in the fluxes measured at random positions on each map after rejecting outliers to the distributions. This procedure should account for both instrumental and confusion noise. A source is considered

⁶ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/postbcd/index.html>

⁷ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/IRAC/dh/>

Table 1. Galaxy sample completeness by wavelength.

Field	Initial selection	Initial sample size	3.6 μm	4.5 μm	5.8 μm	8.0 μm	24 μm	70 μm	160 μm	Final sample size
Boötes	Opt. + 24 μm	846	846	846	834	841	821 ¹	428	236	185
FLS	Opt. + 24 μm	504	504	504	495	503	494 ¹	378	187	162
CDFS	Opt.	1767	1731	1688	1055	707	438 ²	54 ³	38 ³	25
Total										372

¹ Extended sources are not detected with the PSF fitting photometry method and are thus excluded from our sample.

² Only sources first detected at 8 μm are analyzed because of the high number of sources in the initial sample. This avoids false cross-identifications of sources.

³ Only sources first detected at 24 μm are analyzed because of the high number of sources in the initial sample. This avoids false cross-identifications of sources.

as detected if its flux exceeds $3\sigma_r$, and Table 1 summarizes the detection rates for each MIPS band.

It may appear strange that several sources detected at 160 μm are not detected at 70 μm (Table 1). Two reasons can be invoked to explain this situation. First, sources can be intrinsically brighter at 160 μm , and this can compensate for the sensitivity difference. If $S_{70,\text{lim}}$ and $S_{160,\text{lim}}$ are the detection limits, then a $z = 0$ source detected at 160 μm but missed at 70 μm must satisfy

$$\frac{(vL_\nu)_{160\mu\text{m,rest}}}{(vL_\nu)_{70\mu\text{m,rest}}} > \frac{70}{160} \times \frac{S_{160,\text{lim}}}{S_{70,\text{lim}}}, \quad (1)$$

corresponding to minimum ratios of 1.7, 2.4, 2.4 in the Boötes, FLS and CDFS respectively. Such rest-frame 160/70 colors are not extreme and are observed in our sample (see Fig. 9). It becomes easier to satisfy such a criterion at higher redshifts because the observed-frame 70 μm flux will tend to be smaller than the rest-frame flux, while the observed-frame 160 μm flux will tend to be larger than the rest-frame flux. Second, at both 70 and 160 μm , we are detecting sources below the completeness level (Dole et al. 2004a; Frayer et al. 2006), so not all the 160 μm sources are detected at 70 μm because they are below the completeness limit at this wavelength.

Our final sample consists of 372 galaxies that are detected at 8, 24, 70 and 160 μm . In the CDFS, the final sample is very small compared to its initial size (see Table 1) because we started with an optically-selected sample rather than a joint optical/24 μm -selected sample as we used for the Boötes and FLS fields.

2.3. Stacking analysis

Table 1 shows that only a fraction of the initial sample is detected in the far-IR. To overcome this low detection rate, we can use a stacking method (e.g. Dole et al. 2006) to improve our detection threshold. We start from a catalog of 24 μm sources divided into bins of redshift and flux and then stack the corresponding 70 and 160 μm images for the sources without direct detections at these wavelengths. While this yields only the average flux of the sources, it is very powerful approach if the underlying source selection at the shorter wavelength is well controlled (e.g. when sources belong to small ranges of flux and redshift).

For the Boötes field we selected galaxies detected at 24 μm but not detected at 160 μm . We used redshift bins of $0 < z < 0.25$, $0.25 < z < 0.5$, $0.5 < z < 1$ and 24 μm flux bins of and $0.8 < S_{24} < 1.5$, $1.5 < S_{24} < 3$, $3 < S_{24} < 10$ mJy. We also used the 291 arcmin² GOODS/CDFS and GOODS/HDFN fields to extend the analysis to higher redshifts based on the 24 μm sample described by Caputi et al. (2007). This sample consists of 24 μm selected star-forming galaxies where AGN have been

excluded using both X-ray and near-infrared (power-law) criteria (see discussion in Caputi et al. 2007). For the GOODS sample we used redshift bins of $0 < z < 0.3$, $0.3 < z < 0.6$, $0.6 < z < 0.9$, $0.9 < z < 1.3$ and $1.3 < z < 2.3$ and produced stacked images at 8 μm , 70 μm and 160 μm for all sources with $S_{24} > 80$ μJy . We used the photometry methods and calibrations from Sect. 2.2 to measure the fluxes of stacked sources. By design, we can measure the fluxes in all redshift, flux and wavelength bins as summarized in Table 2 for the Boötes field and Table 3 for the GOODS fields.

As well as estimating the flux errors as in Sect. 2.2, we also estimated the uncertainties using a jackknife analysis. Given a sample of N sources, we measure the standard deviation of the fluxes found by stacking many combinations of $N - 1$ sources. The standard deviation of this distribution divided by the square root of the number of stacked sources gives the jackknife error bar. In general, the jackknife uncertainties will be larger than the photometric uncertainties because they also include the intrinsic scatter in the fluxes of the stacked population. Thus, the low “signal-to-noise” ratios implied by the jackknife uncertainties reported in Tables 2 and 3 are indicative of significant scatter in the population rather than low significance in detecting the stacked sources.

Finally, we also compare to the composite SEDs from Zheng et al. (2007), who analyzed a sample of 579 optical galaxies ($R < 24$) in the CDFS with $0.6 < z < 0.8$ and a stellar mass $M_\star > 10^{10} M_\odot$ based on a combination of spectroscopic (VVDS (Le Fèvre et al. 2005) and GOODS (Vanzella et al. 2005, 2006) surveys) and photometric (COMBO-17 Wolf et al. 2004) redshifts. Zheng et al. (2007) divided the galaxies with 24 μm detections into two bins with equal total 24 μm luminosities (the 58 brightest sources in one bin, and the remaining 160 detections in the second), and then put the remaining 361 galaxies without 24 μm detections into a third bin. They then measured the mean SEDs for the three samples, measuring the 24, 70 and 160 μm fluxes by stacking where there were no direct detections.

We will use these stacked “composite” sources to confirm that our low redshift results apply to sources with higher redshifts and lower infrared luminosities.

2.4. Summary

To summarize, our full set of samples consists of:

- First, we have 372 galaxies individually detected at 8 μm , 24 μm , 70 μm and 160 μm . These sources all have accurate redshifts, based on spectroscopy for AGES and FLS (93% of the sources) and COMBO-17 photometric redshifts for the CDFS (7% of the sources). While there are some variations in

Table 2. Results for the stacking analysis in the Boötes field. The mean fluxes are given in mJy where “...” means that no source were detected. The uncertainties are the jackknife uncertainties.

$S_{24 \mu\text{m}}$ bin (mJy)	Redshift bin	N_s	$\langle S_8 \rangle$ (mJy)	$\langle S_{24} \rangle$ (mJy)	$\langle S_{70} \rangle$ (mJy)	$\langle S_{160} \rangle$ (mJy)
$0.8 < S_{24} < 1.5$	$0 < z < 0.25$	191	0.48 ± 0.02	1.16 ± 0.16	16.6 ± 0.9	38.0 ± 2.4
	$0.25 < z < 0.5$	113	0.25 ± 0.01	1.18 ± 0.16	14.9 ± 1.0	38.6 ± 2.8
	$0.5 < z < 1$	17	0.13 ± 0.01	1.18 ± 0.16	12.1 ± 3.7	34.3 ± 9.4
$1.5 < S_{24} < 3$	$0 < z < 0.25$	148	0.67 ± 0.03	2.07 ± 0.42	23.2 ± 1.2	42.4 ± 2.7
	$0.25 < z < 0.5$	65	0.35 ± 0.02	2.00 ± 0.39	22.9 ± 1.7	73.7 ± 28.2
	$0.5 < z < 1$	10	0.29 ± 0.08	2.01 ± 0.43	14.7 ± 4.7	32.0 ± 9.3
$3 < S_{24} < 10$	$0 < z < 0.25$	39	0.96 ± 0.06	4.59 ± 1.66	41.9 ± 3.7	53.7 ± 5.2
	$0.25 < z < 0.5$	11	0.61 ± 0.09	3.90 ± 1.15	25.7 ± 6.0	43.1 ± 12.9
	$0.5 < z < 1$	3	0.61 ± 0.24	4.91 ± 2.51	14.5 ± 5.2	...

Table 3. Results of the stacking analysis of the Caputi et al. (2007) sample in the CDFS and HDFN fields. The mean fluxes are in mJy and the uncertainties are the jackknife uncertainties. All stacked sources are securely detected with a (photometric) signal-to-noise ratio greater than 3.

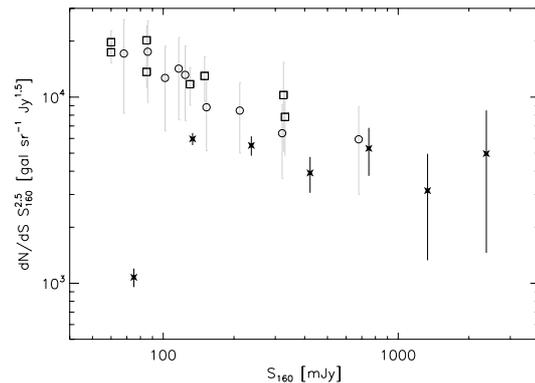
Redshift bin	z_{med}	N_s	S_8 (mJy)	S_{24} (mJy)	S_{70} (mJy)	S_{160} (mJy)
$0 < z < 0.3$	0.20	78	0.297 ± 0.069	0.517 ± 0.116	9.32 ± 2.56	8.74 ± 1.99
$0.3 < z < 0.6$	0.46	193	0.058 ± 0.006	0.205 ± 0.013	2.41 ± 0.48	9.14 ± 1.89
$0.6 < z < 0.9$	0.73	283	0.028 ± 0.004	0.171 ± 0.012	1.82 ± 0.36	7.09 ± 3.51
$0.9 < z < 1.3$	1.02	306	0.018 ± 0.001	0.140 ± 0.006	1.06 ± 0.44	4.56 ± 1.23
$1.3 < z < 2.3$	1.68	274	0.014 ± 0.001	0.128 ± 0.005	0.12 ± 0.35	3.50 ± 1.33

the selection criteria for each field, we can view these as *far-infrared* 160 μm flux-limited samples. Figure 1 compares the differential number counts at 160 μm for our sample to those from Dole et al. (2004a) and Frayer et al. (2006) to show that the completeness of this subsample is $\sim 50\%$ and that the sampling is fairly uniform over a broad range of 160 μm fluxes.

- Second, we have 13 stacked points constructed from a sample of ~ 1700 star-forming galaxies and extending to redshift $z \sim 2$ and 24 μm fluxes of $S_{24} = 80 \mu\text{Jy}$ that will allow us to probe higher redshifts and lower infrared luminosities. These galaxies are typical of *mid-infrared* selected galaxies because they were drawn from a complete sample selected at 24 μm .
- Third, we have 3 stacked points from Zheng et al. (2007) at redshift ~ 0.7 that were built from a sample of optically-selected galaxies.

Thus our combined sample covers a wide range of 24 μm fluxes and redshifts, and is homogeneous over a wide range of 160 μm fluxes. As it is representative of both mid- and far-infrared selected sources, it is well-suited for a general statistical study of infrared galaxies, with no obvious biases towards either cool or warm infrared galaxies.

QSOs have been removed from our sample based on an optical spectroscopic diagnostic (emission lines). Obviously, not all AGNs have such signatures, so it is likely that our sample contains some un-identified AGN (e.g. Le Floch et al. 2007). Several criteria based on IRAC colors are proposed in the literature to select AGNs (e.g. Lacy et al. 2004; Stern et al. 2005; Richards et al. 2006), and we note that only $\sim 3\%$ (10/372) of our sources lie in the Stern et al. (2005) AGN-selection region. Moreover, Caputi et al. (2007) and Fiore et al. (2007) have shown that AGN are a minority of sources (less than 10% or 5%, respectively) at $z \lesssim 1$. Thus, the presence of a few un-identified AGNs will not affect our lower redshift results ($z \lesssim 1.3$). However, contamination from AGN may not be negligible at higher redshifts (e.g. Daddi et al. 2007; Fiore et al. 2007; Papovich et al. 2007) and the mid-infrared spectra of $z \sim 2$ galaxies may be significantly contaminated by an embedded AGN. We believe our $z \sim 2$ stacking results are little affected

**Fig. 1.** 160 μm differential number counts for our sample of 372 galaxies individually detected at 8, 24, 70 and 160 μm (black stars) as compared to the counts obtained in the Marano and CDFS fields by Dole et al. (2004a) (open squares) and in the FLS by Frayer et al. (2006) (open circles). This shows that we are uniformly sampling the far-infrared population over a large range of 160 μm fluxes.

by AGNs, since the sample was restricted to star-forming galaxies based on many well-defined criteria (Caputi et al. 2007).

3. Getting the infrared and monochromatic luminosities

3.1. A model-independent estimate of the infrared luminosity

We define the infrared luminosity as

$$L_{\text{IR}} = L_{5-1000 \mu\text{m}} = \int_{5 \mu\text{m}}^{1000 \mu\text{m}} L_{\nu} d\nu, \quad (2)$$

where L_{ν} and L_{IR} are given in W/Hz and W, respectively. This differs from the definition of $L_{8-1000 \mu\text{m}}$ as the infrared luminosity between 8 and 1000 μm introduced by Sanders & Mirabel (1996) in order to include the PAH emission in the 5 to 8 μm

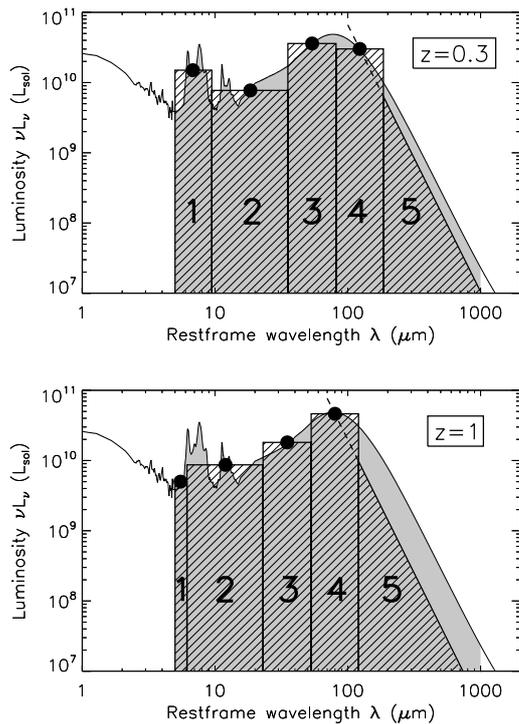


Fig. 2. Illustration, for an arbitrarily chosen template, of the method used to derive the infrared luminosity from the four observed luminosities at 8, 24, 70 and 160 μm and the redshift (*top*: $z = 0.3$; *bottom*: $z = 1$). The area of the gray regions is equal to the true infrared luminosity, while the area of the hatched regions corresponds to our estimate of L_{IR} . The sizes and positions of the five regions are described in the text.

range and to put the wavelength boundary at a more physical frontier between stellar and dust emission. For the Lagache et al. (2004) templates for infrared galaxies, we find that the differences between the two definitions are $(L_{5-1000 \mu\text{m}}/L_{8-1000 \mu\text{m}}) = 1.07 \pm 0.04$.

We estimated the infrared luminosity from the redshift and the four observed luminosities at 8, 24, 70 and 160 μm without fitting model templates to the data in order to avoid any biases in the models such as contamination from AGN or limited ranges of grain temperatures. Our method simply consists of estimating the total infrared flux by adding the luminosities within the 5 regions shown in Fig. 2. Regions 2, 3 and 4 are rectangles centered at observed-frame 24, 70 and 160 μm (i.e. $24/(1+z)$, $70/(1+z)$ and $160/(1+z)$ μm rest-frame). Their widths are determined by forcing them to be contiguous. Region 1 is a rectangle extending from 5 μm to the beginning of Region 2. The luminosity at the center of Region 1 is calculated by linearly interpolating the νL_ν values for the observed 8 μm and 24 μm points. For $z > 1.5$, the width of this first region is equal to zero and the observed 8 μm flux is no longer used in the estimate of the infrared luminosity. Lastly, Region 5 is a triangle (on a logarithmic scale) with a slope of -4 defined so that the extrapolation of the edge passes through the observed 160 μm point. This slope models the modified black-body emission of big grains with a spectral index $\beta = 2$ and a dust temperature $T_d = 25$ K (Sajina et al. 2006) or $\beta = 1.7$ and $T_d = 35$ K (Taylor et al. 2005) well because the

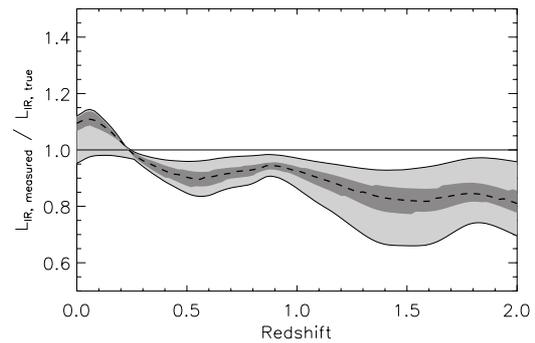


Fig. 3. Validation of the infrared luminosity estimate using the Lagache et al. (2004) template spectra. The shaded bands show the ratio between the estimated and true values for L_{IR} as a function of redshift. The light gray area shows the range encompassing all templates, the dark gray area shows the range encompassing all templates with “typical” luminosities $-0.5 < \log(L_{\text{IR}}/L^*) < 0.5$, and the dashed line is the result for the template with $L_{\text{IR}} = L^*$.

slope between 200 μm and 1 mm of these two modified black-body spectra is close to -4 . The slope between 200 μm and 1 mm measured on different templates (Lagache et al. 2004; Dale & Helou 2002; Chary & Elbaz 2001) varies between -3.5 and -4 , but varying the slope from -3.5 or -4.5 has little ($\sim 1\%$) effect on the estimate of L_{IR} . The rest-frame luminosity $(\nu L_\nu)_{\text{rest}}$ and the observed luminosity $(\nu L_\nu)_{\text{obs}}$ are then related by

$$(\nu L_\nu)_{\lambda, \text{rest}} = (\nu L_\nu)_{\lambda(1+z), \text{obs}}, \quad (3)$$

where z is the redshift of the source. The statistical uncertainties in L_{IR} are easily computed from the uncertainties in the 8, 24, 70 and 160 μm fluxes since L_{IR} is simply a linear combination of the four bands.

We tested the method using templates from the Lagache et al. (2004) library. We simulated observations at 8, 24, 70 and 160 μm as a function of redshift and compared the infrared luminosity obtained with our method to the one obtained by a proper integration of the template between 5 μm and 1 mm with the results shown in Fig. 3. For $0 < z < 1$, the errors are less than 15%. For redshifts higher than 1, we systematically underestimate the infrared luminosity and the errors are larger (between 5 and 30%) because the peak of the rest-frame FIR emission is leaving the 160 μm bandpass as the galaxy redshift increases (Fig. 2). Submillimeter data are needed to better constrain the FIR SED of $z \gtrsim 1.3$ sources. If we restrict the comparison to templates that are more representative of the typical luminosities and redshifts of our sources, the errors are smaller. For example, if we restrict ourselves to models with $-0.5 < \log(L_{\text{IR}}/L^*) < 0.5$, where L^* is the characteristic luminosity of the infrared luminosity function from Le Floc’h et al. (2005) (for $0 < z < 1$) or Caputi et al. (2007) (for $1 < z < 2$), then the errors are less than 15% (see the dark area in Fig. 3). Although we could try to correct the infrared luminosities for these systematic errors, we decided not to do so in order to avoid introducing model-dependent correction factors. In any case, the consequences of this bias are minor and we do not include them in our error estimates for L_{IR} . We discuss systematic uncertainties further in Sect. 4.3.

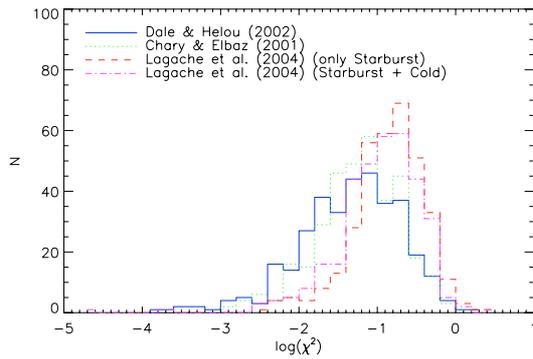


Fig. 4. χ^2 histograms obtained with the different template libraries, where $\chi^2 = \sum_i (\log S_{\lambda, \text{best-fit}} - \log S_{\lambda})^2$. The solid blue and dotted green lines correspond to the Dale & Helou (2002) and Chary & Elbaz (2001) libraries, respectively. The dashed red and dotted-dashed purple lines are the distributions for the starburst-only and two-template (starburst + cold) templates from the Lagache et al. (2004) library.

3.2. K-correction

We have to apply K-corrections to compute rest-frame luminosities $(\nu L_{\nu})_{\text{rest}}$. We chose to use the Dale & Helou (2002) model, which is a physical model based on an incident heating intensity and a particle size distribution. Unlike other popular, but more empirical, models (e.g. Chary & Elbaz 2001; Lagache et al. 2004) developed for fitting galaxy properties and statistics (like correlations in monochromatic luminosities, luminosity functions, deep number counts), the Dale & Helou (2002) physical model covers a wide range of dust properties. For each galaxy, we search for the template that best fits the four data points ($\log(S_8)$, $\log(S_{24})$, $\log(S_{70})$ and $\log(S_{160})$) and then use it to compute the K-corrections. At higher redshifts, where observed-frame bands overlap with different rest-frame band, we use the overlapping bands to compute the K-correction in order to minimize the dependence on the templates. For example, at $z = 1.7$ we used the observed $24 \mu\text{m}$ luminosity to compute the rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosity. We use the average redshift and fluxes of the stacked sources to compute their K-corrections. In Appendix A we show that this approximation is reasonable and that we do not need to apply K-corrections weighted by the redshift distribution. The sources that are most affected by the model for the K-corrections are those at intermediate redshifts ($z \simeq 0.5-0.7$).

As a consistency check, we also fit the data with the template models from (Chary & Elbaz 2001; Lagache et al. 2004). For the Lagache et al. (2004) library, we fit two models, one with only the starburst component and one which was a linear combination a cold and a starburst component. In most cases, we find that the Dale & Helou (2002) library produces better fits, as illustrated in Fig. 4. The medians of the χ^2 distributions are 0.052, 0.063, 0.155, 0.128, when using the DH, CE, LDP and 2-component LDP models, respectively. Using a Kolmogorov-Smirnov test, we checked whether the χ^2 distributions are drawn from the same parent distribution. At more than 99% confidence, the CE, the single LDP and the 2-component LDP χ^2 distributions are identical, at 94% confidence the CE distribution is compatible with DH, and the DH distribution differs from the single and 2-component LDP models at 54% and 76% confidence, respectively. Since the Lagache et al. (2004) templates were constructed to model galaxy evolution rather than to fit individual spectra, finding larger χ^2 values when using this library

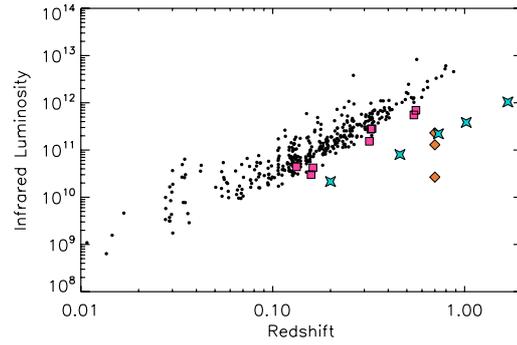


Fig. 5. Infrared luminosities as a function of redshift for all galaxies in our sample. Small black circles correspond to data from the Boötes, FLS and CDFS fields. The pink squares are the stacking results in Boötes, the orange diamonds are the data points from Zheng et al. (2007), and the blue stars are the stacking results for the Caputi et al. (2007).

is not very surprising. We find small variations in the monochromatic rest-frame luminosities when using different model families to compute the K-correction. These variations are smaller than 15%, 25%, 20% and 20% at $8 \mu\text{m}$, $24 \mu\text{m}$, $70 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$ for the full range of templates and luminosities, and they are smaller than 10% for galaxies with $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$. While we discuss these questions further in Sect. 4.3, such variations have little effect on the correlations we will be exploring.

3.3. Characteristics of our sample

Figure 5 shows the infrared luminosity as a function of redshift for the 372 individual galaxies in our sample as well as for the 16 points from the stacking analysis. Our sample mostly contains galaxies with infrared luminosities between $10^{10} L_{\odot}$ and $10^{12} L_{\odot}$, which corresponds to normal star-forming galaxies and LIRGs. With the stacking results, LIRGs are well sampled up to $z = 1.1$. We directly detect a few ULIRGs up to $z = 0.9$, and then the stacking analysis adds two points at $z = 0.9$ and $z = 1.7$. Thus, the redshift-infrared luminosity plane is reasonably well covered by our data.

4. Correlations between L_{IR} and $(\nu L_{\nu})_{\text{rest}}$ at low and high redshift

We first present the correlations we obtained for the individually detected galaxies, and then compare them to the correlations obtained after adding the stacking points. These correlations then provide useful conversions between band and total luminosities.

4.1. Correlations at low redshift

We focus on the correlations between the rest-frame monochromatic luminosities and the total infrared luminosities, as shown in Fig. 6. To first order, the correlations are simply a scaling effect – stronger infrared emission implies stronger emission at all wavelengths. When we fit the relationships between νL_{ν} and L_{IR} at the different wavelengths using linear least-squares fits to the

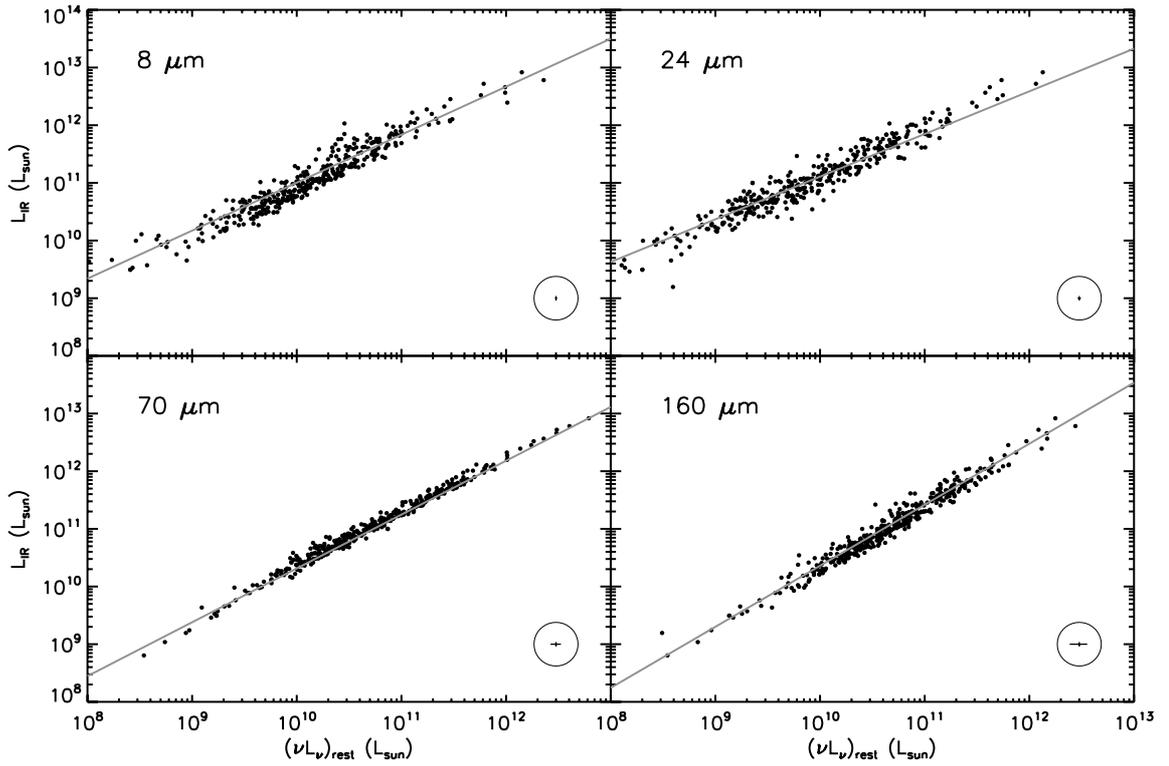


Fig. 6. Correlations between rest-frame monochromatic luminosities and total infrared luminosities at 8, 24, 70 and 160 μm . Black filled circles are the data from Boötes, FLS and CDFS fields. The gray lines are the best fit lines and correspond to Eq. (4). Typical error bars are shown in a circle in the *bottom-right corner*.

logarithms of the luminosities and including the uncertainties in both quantities, we find that

$$\begin{cases} L_{\text{IR}} = 482.5 \times (\nu L_{\nu})_{8 \mu\text{m}, \text{rest}}^{0.83} & (\pm 37\%) \\ L_{\text{IR}} = 5113 \times (\nu L_{\nu})_{24 \mu\text{m}, \text{rest}}^{0.74} & (\pm 37\%) \\ L_{\text{IR}} = 9.48 \times (\nu L_{\nu})_{70 \mu\text{m}, \text{rest}}^{0.93} & (\pm 16\%) \\ L_{\text{IR}} = 0.596 \times (\nu L_{\nu})_{160 \mu\text{m}, \text{rest}}^{1.06} & (\pm 26\%). \end{cases} \quad (4)$$

We now see that the logarithmic slopes can differ from unity, which means that the shapes of the galaxy SEDs depend on luminosity. For example, the 24 μm rest-frame luminosity makes a smaller contribution to the total infrared luminosity in faint galaxies than in brighter ones. These relations are illustrated in Fig. 6.

We also computed the $1\text{-}\sigma$ scatter of the measurements around the best fitting relations (Eq. (4)). These are defined to be the relative uncertainties in L_{IR} estimated from

$$\frac{\sigma_{L_{\text{IR}}}}{L_{\text{IR}}} = \ln 10 \times \sigma_{\log L_{\text{IR}}}. \quad (5)$$

We see that the rest-frame 70 μm luminosity is the best tracer of the total infrared luminosity. This means that, for a given infrared luminosity, the scatter of $(\nu L_{\nu})_{70 \mu\text{m}, \text{rest}}$ is the smallest. This can easily be understood by considering the two extreme templates shown in Fig. B.1. The two templates are normalized to have the same total infrared luminosity, and we see that the rest-frame 70 μm luminosity minimizes the scatter because it is close to the intersection of the two templates (between 80 and 90 μm). The

same argument also explains why the 8 and the 24 μm luminosities are the worst tracers of L_{IR} .

These correlations were derived based on a far-infrared (160 μm) selected sample of galaxies, which will introduce some biases. For general use, we recommend the more general relations developed in the next section, even if the differences are small.

4.2. Validation with higher redshift sources

The sample from which we derived the correlations Eq. (4) is dominated by moderate redshift galaxies (93% lie at $z < 0.4$) with direct far-infrared detections. In order to probe higher redshifts for a given infrared luminosity, we make use of the measurements from our stacking analysis (Fig. 5). For example, galaxies with $L_{\text{IR}} = 3 \times 10^{11} L_{\odot}$ are directly detected up to $z = 0.2$, but the stacking points probe $0.3 < z < 0.7$. Figure 7 shows the luminosity correlations including both the individually detected galaxies and the stacking analysis data. While the general agreement is good, there are small systematic shifts between the two samples. This is probably explained by selection effects. For example, at a given 24 μm rest-frame luminosity, the stacking method allows us to detect galaxies with lower 160 μm luminosities than the direct detections, and thus includes sources with lower infrared luminosities. Equivalently, galaxies selected at 24 μm are warmer than galaxies selected at 160 μm . This hypothesis is confirmed by the simulations presented in Appendix B.

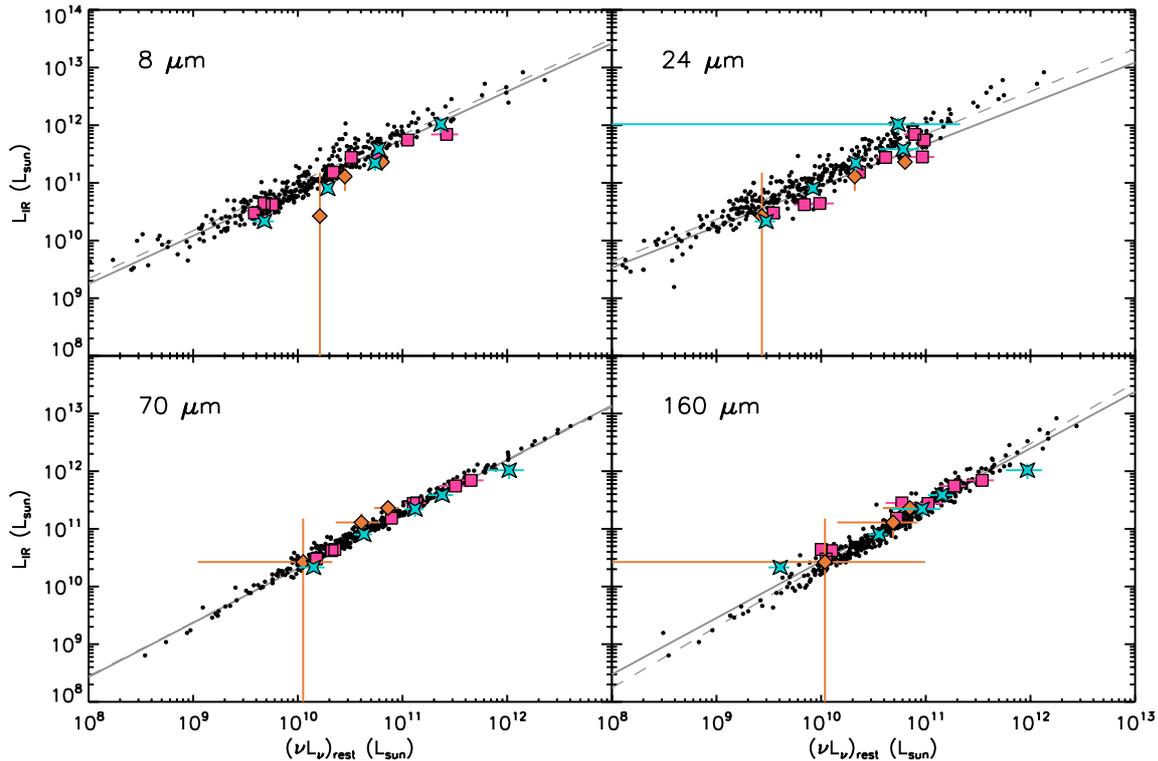


Fig. 7. The correlations as in Fig. 6, but with the addition of stacked galaxies. The symbols have the same definitions as in Fig. 5. The gray continuous lines indicate the best fits obtained with all the data points (Eq. (6)) and the gray dashed lines correspond to the best fits obtained without the stacking points (i.e., the same as in Fig. 6 and Eq. (4)).

If we recompute the correlations including the stacking data, giving each stacking point an additional weight equal to the square root of the number of stacked sources, we find that

$$\begin{cases} L_{\text{IR}} = 377.9 \times (\nu L_{\nu})_{8 \mu\text{m, rest}}^{0.83} & (\pm 37\%) \\ L_{\text{IR}} = 6856 \times (\nu L_{\nu})_{24 \mu\text{m, rest}}^{0.71} & (\pm 54\%) \\ L_{\text{IR}} = 7.90 \times (\nu L_{\nu})_{70 \mu\text{m, rest}}^{0.94} & (\pm 19\%) \\ L_{\text{IR}} = 4.24 \times (\nu L_{\nu})_{160 \mu\text{m, rest}}^{0.98} & (\pm 31\%). \end{cases} \quad (6)$$

These correlations, plotted using solid lines in Fig. 7, show small changes from the results for $160 \mu\text{m}$ -selected galaxies in Eq. (4). These new relations are representative of the total infrared galaxy population, as the full sample includes all types of galaxies (i.e. warm and cold, corresponding to mid- and far-infrared selection, respectively) over a broad range of redshifts. In particular, they are reliable up to $z = 1.1$ for LIRGs and $z \sim 2$ for ULIRGs.

Note that the scatter in the relations at $24 \mu\text{m}$ increased by far more than the scatter at the other wavelengths. We are uncertain as to the cause. While we think AGN contamination in the sample is small, it could cause part of the increase. It may also be due to extra systematic scatter in the K-corrections for sources at $z \gtrsim 0.8$ when the PAH features start to enter the $24 \mu\text{m}$ band.

4.3. Uncertainties from the integration of the SED and the K-correction

The systematic uncertainties in these relations arise from uncertainties in our estimate of L_{IR} and any errors in the K-corrections.

Table 4. Changes in the correlations obtained for typical starburst, LIRGs and ULIRGs when using the Chary & Elbaz (2001) model instead of the Dale & Helou (2002) templates for the K-corrections.

L_{IR}	$8 \mu\text{m}$	$24 \mu\text{m}$	$70 \mu\text{m}$	$160 \mu\text{m}$
3×10^{10}	+3%	-6%	+5%	-11%
3×10^{11}	+8%	-6%	+3%	-4%
3×10^{12}	+13%	-6%	<1%	+3%

We showed in Fig. 3 that the errors in the estimate of L_{IR} can be quite large at high redshift (for example 30% at redshift $z = 1.5$). But these large errors are only found for the coldest (i.e. less luminous) templates of the Lagache et al. (2004) library and these quiescent galaxies do not seem to be representative of the distant universe. More realistic templates, with a typical luminosity of L^* from observed luminosity functions (Le Floch et al. 2005; Caputi et al. 2007) at these redshifts show much smaller errors (about 15%, see the dark area in Fig. 3). Thus, we estimate that the systematic uncertainties in L_{IR} are less than 15% for redshifts < 1 and less than 20% for redshifts up to $z = 2$. As most of the galaxies in our sample lie at $z < 1$, such small uncertainties will have little effect on the estimated correlations.

To obtain the rest-frame luminosities for each band, we have to compute and apply a K-correction, which is derived from template fits to the data. The choice of the model was already seen in Sect. 3.2 to have little effect (less than 25% for $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$ and less than 10% for $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$). Table 4 shows the luminosity-dependent changes in the correlations if we use the Chary & Elbaz (2001) models instead of the Dale & Helou (2002)

Table 5. Results of the different fits (see text and Eq. (7)) on the whole sample (the directly detected galaxies plus the stacking points). An empty case means that the given a_λ was fixed to zero. For comparison, we report the previous relations given in Eq. (6).

Number of bands	a_8	β_8	a_{24}	β_{24}	a_{70}	β_{70}	a_{160}	β_{160}	$1-\sigma$		
1 band	377.9	0.83	6856	0.71	7.90	0.94	4.24	0.98	37%		
									54%		
									19%		
									31%		
2 bands	5607	0.71	1.00×10^{-5}	1.50	12.62	0.92	1.58	0.95	34%		
			8.9×10^{-4}	1.27					3.87	0.96	20%
											11%
3 bands	0.0071	1.11	7.4×10^{-4}	1.28	12.8	0.92	3.78	0.94	19%		
				1.62	0.99	1.59			0.98	7%	
4 bands	8.86	0.81	1.28	1.00	1.45	0.98	3.92	0.94	6%		

models to compute the K-correction. Systematic uncertainties found for typical starbursts, LIRGs and ULIRGs are generally less than 10% at 24, 70 and 160 μm and modestly larger (15%) at 8 μm .

4.4. Useful relations to estimate L_{IR}

In the last few sections we have shown that the knowledge of one infrared flux between 8 and 160 μm can provide a very reasonable estimate of the total infrared luminosity and hence of the star formation rate. In this section we explore whether combining several monochromatic luminosities can significantly improve the estimates. We fit the infrared luminosity as a sum of power-law relations for each wavelength,

$$L_{\text{IR}} = \sum_{\lambda=8,24,70,160 \mu\text{m}} a_\lambda (\nu L_\nu)_{\lambda, \text{rest}}^{\beta_\lambda}, \quad (7)$$

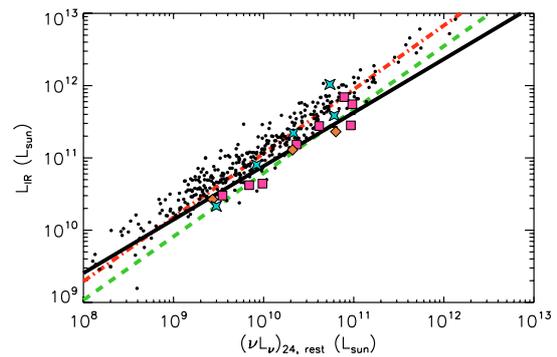
where the coefficients a_λ and slopes β_λ are free parameters. We fit the data, including the stacking results, using combinations of two wavelengths, three wavelengths or all four wavelengths, as summarized in Table 5.

Obviously, when we use more than one monochromatic luminosity, we get a more accurate estimate of L_{IR} . For example, estimating the infrared luminosity from the 8 and 24 μm luminosities leads to a scatter about the resulting correlation of only 34% instead of the 37% and 54% found for the individual luminosities. Using the three far-infrared bands or all four bands give very accurate results, scatters of 7% and 6% respectively, both because the infrared emission is dominated by emission from large grains that peaks between 80 and 150 μm and because these linear combinations can closely approximate our method for constructing L_{IR} from the data. Once the scatter is significantly smaller than $\sim 25\%$, the uncertainties are dominated by systematic errors.

Such empirical relations may be very useful in practice for measuring the total infrared luminosity of infrared star-forming galaxies from limited data. In particular, mid-infrared fluxes (8 and 24 μm) are particularly easy to obtain for large numbers of sources and are well-suited for estimating L_{IR} and conducting statistical studies of star formation in LIRGs and ULIRGs. Moreover, the estimates are nearly independent of the choice of a model, so it is easy to obtain relatively precise estimates for the infrared luminosity of starburst galaxies (30% $1-\sigma$) without any strong assumptions.

4.5. Comparison with previous studies

Figure 8 compares our correlation (Eq. (6)) between the 24 μm luminosity and L_{IR} to earlier results from Sajina et al. (2006) and

**Fig. 8.** Correlation between $(\nu L_\nu)_{24 \mu\text{m}, \text{rest}}$ and L_{IR} for our whole sample (same symbols as in Fig. 7). The best fit (Eq. (6)) is shown with a black solid line. The green short-dashed line is the relation from Takeuchi et al. (2005) and the red dotted-dashed line is the relation from Sajina et al. (2006).

Takeuchi et al. (2005). The Sajina et al. (2006) sample consists of ISO FIRBACK sources selected at 170 μm and the Takeuchi et al. (2005) sample was mainly selected at 100 μm because they required sources to be detected in all four IRAS bands (12, 25, 60 and 100 μm). As suggested by Sajina et al. (2006), the difference between these two results can be attributed to selection effect, with IRAS-selected sources being warmer than ISO sources. This effect is similar to the one we discussed in Sect. 4.2 and provide details for in Appendix B. Our correlation is roughly bounded by the relations from Takeuchi et al. (2005) and Sajina et al. (2006) – the warmest galaxies in our sample (the stacking points) agree well with the relation of Takeuchi et al. (2005), while the coldest points are in better agreement with the prediction of Sajina et al. (2006). We are sampling a wider range of temperature than these previous studies because of our broader selection criteria. Finally, Dale & Helou (2002) also tried to estimate the total infrared luminosity based on a linear combination of the three MIPS monochromatic luminosities. If we estimate L_{IR} using their relations we find good agreement, with a systematic shift of only 6% and an rms scatter of 6%.

5. Evolution of galaxies and application to the high-redshift universe

5.1. Application to the high-redshift universe

Perfect measurements of the infrared luminosity of high redshift galaxies requires well-sampled, rest-frame infrared SEDs.

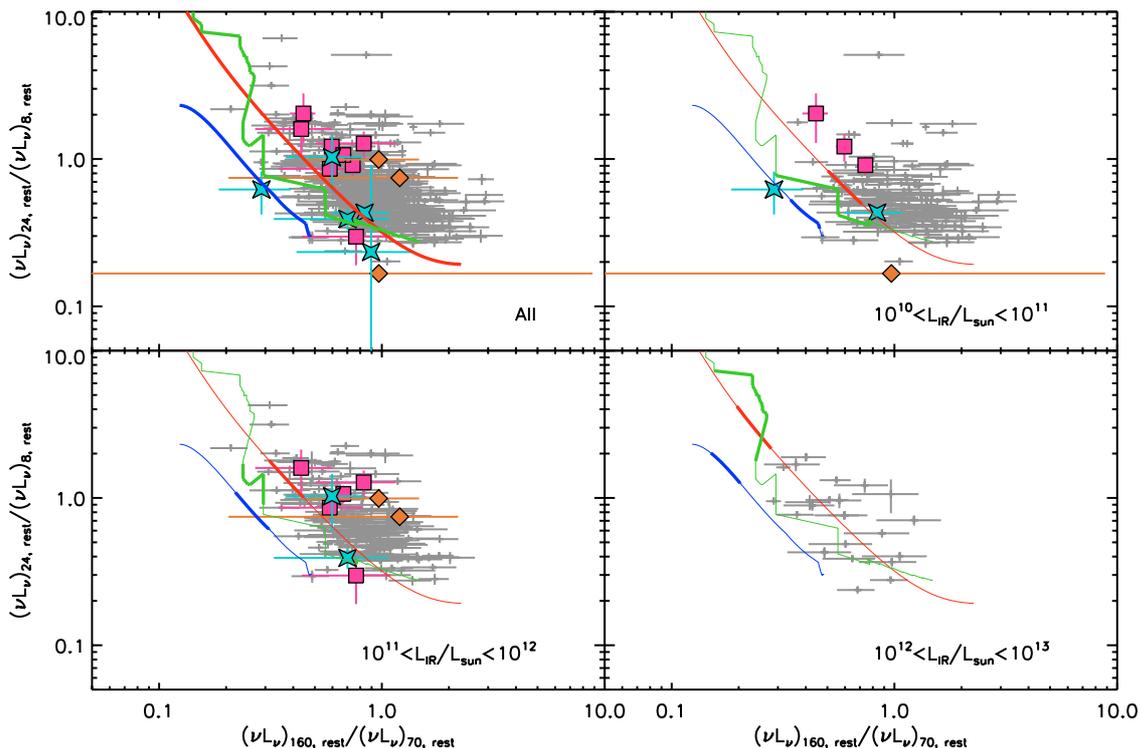


Fig. 9. Infrared colors of the galaxies in our sample using the same symbols as in Fig. 7. The *upper left panel* shows all luminosities and the other panels show different ranges of infrared luminosity L_{IR} . The predictions of the Lagache et al. (2004), Chary & Elbaz (2001) and Dale & Helou (2002) models are shown by the blue, green and red lines, respectively. In each case, the thick part of each line corresponds to the luminosity range considered in the panel.

Unfortunately, obtaining such data is very observing-time consuming because of the relatively low sensitivity of far-infrared data. Moreover, at high redshift, the maximum of the infrared emission which is due to emission by big grains is redshifted to submillimeter wavelengths. In order to study star formation at high redshift, we need to estimate the total infrared luminosity with as few parameters as possible. Our study shows that the total infrared luminosity can be well constrained from the 8 or 24 μm rest-frame luminosities (with uncertainties of 37 and 54% respectively) and that combining these two luminosities gives a modestly better estimate (uncertainties of 34%). Caputi et al. (2007) used our conversion between the rest-frame 8 μm luminosity and the L_{IR} to determine the bolometric infrared luminosity function at $z \sim 2$. They show that 90% of the infrared energy density due to $z \sim 2$ star-forming systems is produced equally by LIRGs and ULIRGs, while LIRGs dominate the emission at $z \sim 1$. A more accurate estimate of L_{IR} can be obtained given the 70 μm luminosity, with a scatter of only 19% ($1-\sigma$). It will be very interesting to test whether these relations hold for the individually detected, faint far-IR sources that will be found in ongoing ultra-deep 70 μm surveys (e.g. Frayer et al. 2006).

5.2. Evolution of SEDs?

As our galaxies span a wide range of infrared luminosities and redshifts, it is interesting to investigate whether we observe any evolution within our sample.

Figure 9 compares the rest-frame 24/8 and 160/70 infrared colors of our low redshift, directly detected galaxies

to those of the stacked galaxies at higher redshifts. The $(\nu L_{\nu})_{24 \mu\text{m, rest}} / (\nu L_{\nu})_{8 \mu\text{m, rest}}$ color traces the balance between PAHs and Very Small Grains (VSGs), while the $(\nu L_{\nu})_{160 \mu\text{m, rest}} / (\nu L_{\nu})_{70 \mu\text{m, rest}}$ color is set by the temperature of the big grains. In this rest-frame color-color diagram, all the high redshift points are compatible with the lowest redshift sources, which suggests that there is little evolution in the dust content of infrared galaxies between $z \sim 0.16$ (which is the median redshift of our sample of directly detected galaxies) and $z \sim 1.5$. If we compare the data to the predictions of several SED models (Lagache et al. 2004; Dale & Helou 2002; Chary & Elbaz 2001), we find the templates of Dale & Helou (2002) show the best agreement with the data. The Lagache et al. (2004) starburst model underestimates both colors, probably because it over estimates the dust temperature, and the Chary & Elbaz (2001) model gives intermediate results. These differences are related to the discussions of these templates in Sect. 3.2 and Fig. 4. The differences are not a consequence of our template choice – computing the K-corrections using the other templates produces similar rest frame colors for the data and similar levels of agreement between the models and the data (see Appendix C).

5.3. Far-infrared vs. submillimeter galaxies

Figure 9 also shows that the 160/70 color decreases with increasing galaxy luminosity, which means that the brightest galaxies are the warmest. This well known property of infrared galaxies (e.g. Soifer et al. 1987) is also reproduced by the models.

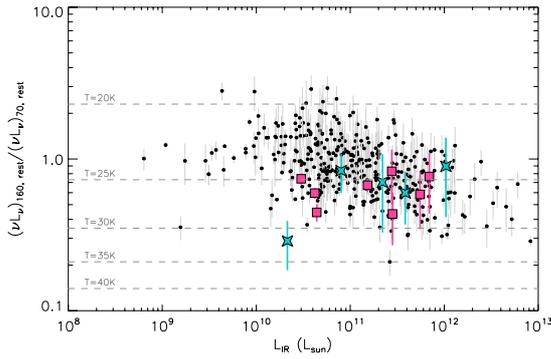


Fig. 10. Evolution of the relationship between $(\nu L_\nu)_{160 \mu\text{m, rest}} / (\nu L_\nu)_{70 \mu\text{m, rest}}$ and L_{IR} with redshift where the black circles correspond to the low redshift sample, the pink squares to intermediate redshifts and the blue stars to high redshifts using the same symbols as in Fig. 5. The correspondence between the rest-frame 160/70 color and the big grain temperature is shown by the gray dashed lines assuming a modified black-body spectrum with a spectral index $\beta = 2$.

In Fig. 10 we examine the evolution of the relationship between dust temperature and L_{IR} with redshift. We have, effectively, three redshift bins: a low redshift sample made up of the 372 directly detected galaxies, an intermediate redshift sample corresponding to the 8 stacking points from the Boötes field (red squares) and the high redshift sample consisting of the 5 stacking points from the CDFS and HDFN (purple stars). Figure 10 shows that there is no significant evolution in the relationship between L_{IR} and the dust temperature with redshift. All the data lie in the same region, even if we observe some small differences between the stacking points and the directly detected galaxies. At low luminosity ($L_{\text{IR}} < 10^{11} L_\odot$), the stacking points are warmer than the sources directly detected in all bands, while the reverse is seen at higher luminosities. This should be interpreted as a selection effect, as we confirm with the simulations presented in Appendix B.

We can also compare the relation between dust temperature and total infrared luminosity with other published samples of SMGs and AGNs (Fig. 11). Radio and submillimeter data probe the coldest dust component. In order to compare our results with longer wavelength surveys, we have to estimate the temperature $T_{\text{d, cold}}$ of the cold dust component. We used the Dale & Helou (2002) library to convert the far-infrared colors (100/60 and 160/70) into estimates of $T_{\text{d, cold}}$ by fitting a modified blackbody to the templates between 100 and 500 μm . We find typical temperatures in the range of 18–30 K. Yang et al. (2007) and Yang & Phillips (2007) found higher dust temperatures for the same range of infrared luminosities for sources with $0 < z < 1$. Their dust temperatures were determined by fitting modified black-body spectra to at least three photometric points between 60 and 850 μm . We suspect they find higher temperatures because for $z > 0.2$ their 60 μm fluxes will be contaminated by VSG emission that biases the temperature upwards. As shown in Yang et al. (2007), the difference can also be attributed to different spatial scales of the star formation process, where higher temperatures could indicate that the star formation occurs in more concentrated regions. Figure 11 shows the relation between our estimates for $T_{\text{d, cold}}$ and L_{IR} . We also include the data from Chapman et al. (2003) for local IRAS sources, where we used the same method to convert the 100/60 colors into cold dust temperatures. Their results are in good agreement with our own. We also included data from Sajina et al. (2006)

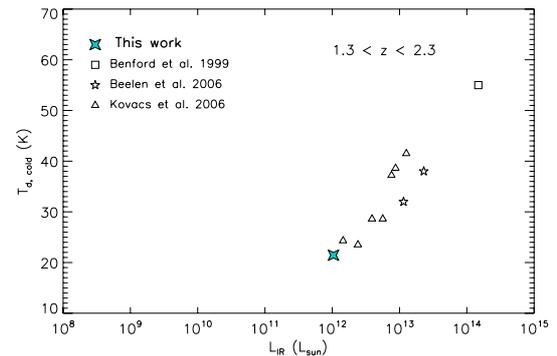
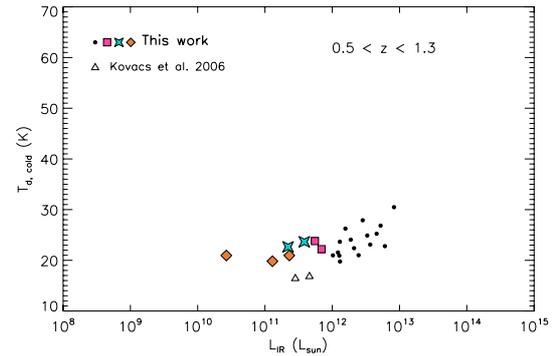
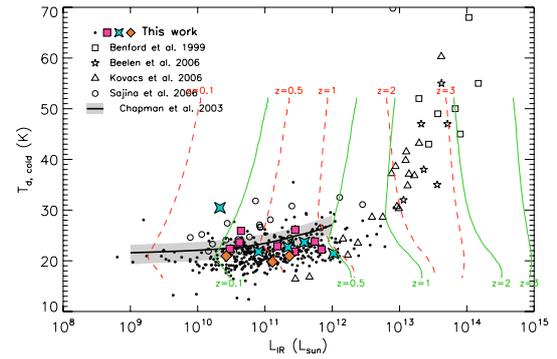


Fig. 11. *Top:* comparison of our sample with previous studies using the same symbols as in Fig. 5. The thick line is the relation found by Chapman et al. (2003) for local IRAS sources with the 1σ scatter around their best fit indicated by the light gray band. The open circles are from the sample of FIRBACK sources (Sajina et al. 2006), the open triangles are the $1.5 < z < 3.5$ SMGs from Kovács et al. (2006), and the dusty quasars from Benford et al. (1999) and Beelen et al. (2006) are marked by the open squares and open stars, respectively. The solid cyan and dashed orange lines show the detection limits for the individually detected and stacked sources in the Boötes field as a function of redshift. Only sources on the *right side of the lines* are detectable. The lower panels are the same, but we restrict the comparisons to sources with $0.5 < z < 1.3$ (*middle*) and $1.3 < z < 2.3$ (*bottom*).

(FIRBACK 170 μm sources), Kovács et al. (2006) (SMGs), and Benford et al. (1999); Beelen et al. (2006) (dusty quasars).

Sub-millimeter surveys do not detect warm or low luminosity sources (Chapman et al. 2005), so the infrared and submillimeter analyses seem to be complementary, and by comparing the two approaches we can study whether the SMGs are a

dominant or marginal population for galaxy evolution. From the previous samples we selected sub-samples consisting of the infrared galaxies in SMGs with $0.6 < z < 1.3$ and $1.3 < z < 2.3$. These sub-samples are shown in separate panels of Fig. 11. At $z \sim 1$, we see that the two SMGs are colder than our infrared sources and that we do not detect a large population of such cold galaxies in the infrared. A small fraction of cold sources could exist and would be folded into our stacking points. At $z \sim 2$, our stacking point is in good agreement with the lowest luminosity SMGs. Unfortunately, the GOODS fields we used to build our $z \sim 2$ sample are too small to include any of the higher luminosity galaxies. However, the good agreement with SMGs where they do overlap suggests that high-redshift SMGs are similar to infrared star-forming galaxies. This suggests that infrared and submillimeter/radio surveys are exploring the same source population but the methods compliment each other because the infrared is well suited for $z \lesssim 2$ sources, while the submillimeter is better for high-redshift sources because of the advantageous K-corrections in this wavelength range.

6. Conclusions

In this paper, we have presented correlations between rest-frame $8 \mu\text{m}$, $24 \mu\text{m}$, $70 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$ luminosities and an estimate for the total infrared luminosity derived without making any assumption on the shape of the SED that might bias the results. For a sample of 372 far-infrared ($160 \mu\text{m}$)-selected galaxies with $z < 0.8$ we found that the infrared monochromatic luminosities are strongly correlated with the total infrared luminosity L_{IR} and we derived relations to estimate L_{IR} from the monochromatic luminosities. In order to validate this result at higher redshifts, we used a stacking analysis to extend the data to fainter and higher redshift galaxies. For $z < 2$ galaxies selected at $24 \mu\text{m}$ the new data agrees well with the local sample up to a small systematic shift that we attribute to the differences in the selection criteria – on average, galaxies selected in the mid-infrared are warmer than those selected in the far-infrared. The revised correlations including both samples are probably better for general use. As expected we find that combining several monochromatic infrared luminosities yields a more precise estimate of the total infrared luminosity than using a single luminosity. Since the correlations were derived from a large number of galaxies with a wide range of luminosities and temperatures and extending to $z \sim 2$, they should hold for most star-forming galaxies. In particular, they are applicable for LIRGs up to $z \sim 1.1$ and for ULIRGs up to $z \sim 2$. Extrapolations to higher redshifts, although not tested here, should give reasonable results. It is important to remember that all known QSOs were removed from our sample. While a similar study of AGN sample would be very interesting, we have only 7 QSOs detected in all four bands ($8, 24, 70, 160 \mu\text{m}$) and cannot carry out the analysis. Our correlations should not be used for AGNs unless further tests demonstrate their validity.

Dale et al. (2005) claim that it is dangerous to use the $8 \mu\text{m}$ luminosity as a tracer of the total infrared luminosity because they observed strong variations (about a factor 10) of this ratio for their sample of nearby galaxies (SINGS). However, their sample contains many different objects with very different dust properties and they examined different regions inside galaxies in detail. Our study shows that at higher redshift and on larger scales, the integrated galaxy and dust properties of star-forming galaxies are more homogeneous, and that using the 8 or $24 \mu\text{m}$ luminosities to estimate the total infrared luminosity has uncertainties of between 40–50% that are much smaller than those given by Dale et al. (2005). We also compared our results at

Table A.1. Maximal errors obtained with the Dale & Helou (2002) templates when doing a K-correction for redshift averaged bins instead of a K-correction weighted by the redshift distribution.

$S_{24 \mu\text{m}}$ bin (mJy)	Redshift bin	$8 \mu\text{m}$	$24 \mu\text{m}$	$70 \mu\text{m}$	$160 \mu\text{m}$
$0.8 < S_{24} < 1.5$	$0 < z < 0.25$	5.4%	1.2%	0.7%	1.3%
	$0.25 < z < 0.5$	3.5%	1.5%	1.1%	1.3%
	$0.5 < z < 1$	8.0%	1.5%	0.8%	0.6%
$1.5 < S_{24} < 3$	$0 < z < 0.25$	4.8%	0.8%	0.6%	1.0%
	$0.25 < z < 0.5$	4.0%	1.0%	0.9%	1.0%
	$0.5 < z < 1$	10.6%	3.1%	2.3%	1.5%
$3 < S_{24} < 10$	$0 < z < 0.25$	5.1%	1.0%	0.9%	1.2%
	$0.25 < z < 0.5$	2.8%	0.8%	0.7%	0.5%
	$0.5 < z < 1$

$24 \mu\text{m}$ to previous studies and found good agreement. The differences we observed can be explained by differences in the sample selection criteria.

For the sample as a whole, we find no evidence for significant evolution in the far-infrared SED properties of infrared galaxies with redshift. Both the infrared colors and the relationship between dust temperature and L_{IR} of high redshift galaxies from the stacking analysis are compatible with the galaxies in the low redshift sample. A small evolution amount is not detectable because we used different selection criteria at low (far-infrared) and high (mid-infrared) redshifts. Finally, we compared our sample to submillimeter data and found that the cold SMGs observed at $z \sim 1$ are a marginal population that is not representative of infrared star-forming galaxies. The infrared is the most powerful wavelength range to study the evolution of star-forming galaxies at $z \lesssim 2$ because submillimeter surveys only select the coldest galaxies. However, submillimeter and radio wavelengths are more powerful for higher redshift, $z \gtrsim 2$ dusty galaxies, because they better probe the dust emission peak. Thus the two approaches complement each other for studies of galaxy dust properties over cosmic time.

Acknowledgements. We are grateful to the anonymous referee for a careful reading of the manuscript. We also thank David Elbaz, Alexandre Beelen and Delphine Marcillac for fruitful discussions. This work is based on observations made with the *Spitzer* Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

Appendix A: The K-corrections for the stacking points

In Sect. 3.2 we K-corrected the stacking points using the mean redshift of the sources rather than averaging over the redshift distribution of the bin. We used simulations to test whether this simplification significantly affects our results.

For each template in the Dale & Helou (2002) library we built a mock sample with the redshift and S_{24} flux distributions of our Boötes sub-samples (see Table 2), computing both the rest-frame and observed-frame $8, 24, 70$ and $160 \mu\text{m}$ fluxes for each source. We then compared the true, averaged rest-frame fluxes to the values found by averaging the observed-frame fluxes and K-correcting to the rest frame using the average redshift as we do in the stacking analysis. The results are given in Table A.1. The differences are negligible at $24, 70$ and $160 \mu\text{m}$. At $8 \mu\text{m}$, the K-corrections vary strongly with redshift because of the PAH features. As a result, the errors are larger and reach $\sim 10\%$ for the two $0.5 < z < 1$ bins. However, these two points have such large uncertainties in our data (see Table 2), that even 10% correction would not significantly change our results. We

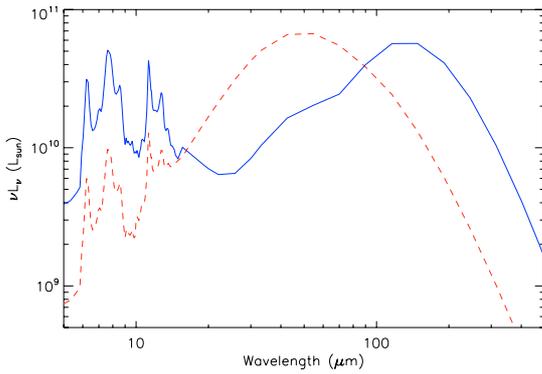


Fig. B.1. Spectral energy distribution of the two templates from the Dale & Helou (2002) library used in the simulation. The solid blue line corresponds to $\alpha = 3.5$ (the cold template) and the dashed red line corresponds to $\alpha = 1.3$ (the warm template). Both templates are normalized to the same total infrared luminosity ($L_{\text{IR}} = 10^{11} L_{\odot}$).

conclude that using the K-correction corresponding to the mean bin redshift is sufficiently accurate for our purposes.

Appendix B: Effect of the selection on the νL_{ν} – L_{IR} correlations

We used a simulation to understand and quantify the effects of selection criteria on the correlations presented in this paper.

We used two templates characterized by their α parameter from the Dale & Helou (2002) library to model the galaxies. Dale et al. (2005) found that most galaxies have SEDs in the range $1.3 < \alpha < 3.5$ so we use the two extremes of a *warm* template with $\alpha = 1.3$ and a *cold* template with $\alpha = 3.5$. These two templates are shown in Fig. B.1.

We randomly and uniformly distributed 20000 galaxies in the $z - \log(L_{\text{IR}})$ plane over the range $0 < z < 1$, $10 < \log(\frac{L_{\text{IR}}}{L_{\odot}}) < 13$, and $L_{\text{IR}} < 10^{13} \times z^{1.42}$. The upper limit on the luminosity was determined empirically from our sample of 372 directly detected galaxies. We randomly assigned half of the galaxies to be warm and the other half to be cold and then computed the 8, 24, 70 and 160 μm fluxes of each galaxy. Given a set of detection limits, we can now explore which kind of galaxies will be detectable.

In the Boötes field, the difference is between the directly detected sources and the stacked sources. The directly detected sources had to exceed flux limits of [0.006, 1, 23, 92] (mJy) at 8, 24, 70 and 160 μm , respectively. The stacked sources had to be detected at 24 μm (and effectively at 8 μm) but for a stack of 100 sources they could be 10 times fainter in the longer wavelength bands. Thus, the stacked sources had to exceed flux limits of [0.006, 1, 2.3, 9.2] (mJy). Figure B.2 illustrates the consequences of these two selection criteria on the balance between the warm and cold sources as a function of luminosity. For normal galaxies with $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$, directly detected galaxies tend to be cold while stacked galaxies tend to be warm. For high luminosities ($L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$), we see the reverse. We probe colder sources with the stacking analysis than with direct detection. Both effects are a consequence of the warm galaxies having a higher $(\nu L_{\nu})_{24 \mu\text{m}, \text{rest}}$ and lower $(\nu L_{\nu})_{160 \mu\text{m}, \text{rest}}$ than the cold galaxies (see Fig. B.1). Thus, by stacking the undetected far-infrared galaxies, we are preferentially adding warm galaxies at low luminosities and cold galaxies at high luminosities, and this explains the differences observed in Fig. 7.

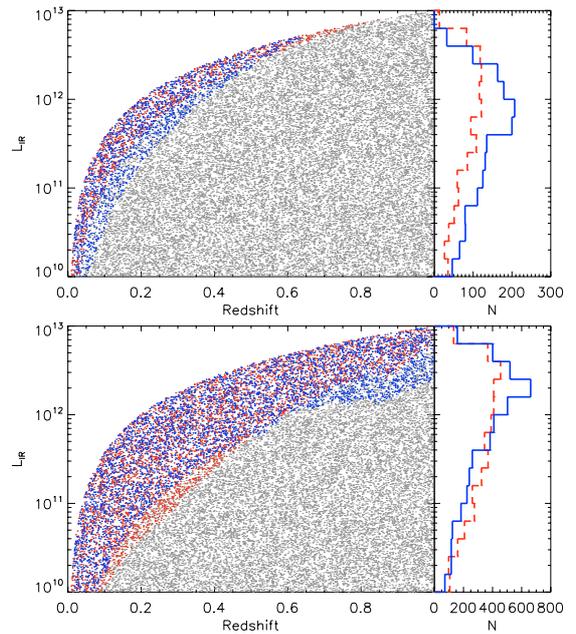


Fig. B.2. Results of the simulation with two different sets of detection limits. The black dots correspond to the 20000 galaxies in our simulation (both warm and cold). The red and blue circles indicate warm and cold detected galaxies, respectively. *Upper panel:* direct detections using limits of [0.006, 1, 23, 92] (mJy) at 8, 24, 70 and 160 μm , respectively. *Lower panel:* stacking detections using the limits of [0.006, 1, 2.3, 9.2] (mJy). In both panels, the histograms show the distributions of detected warm (red) and cold (blue) galaxies as a function of infrared luminosity.

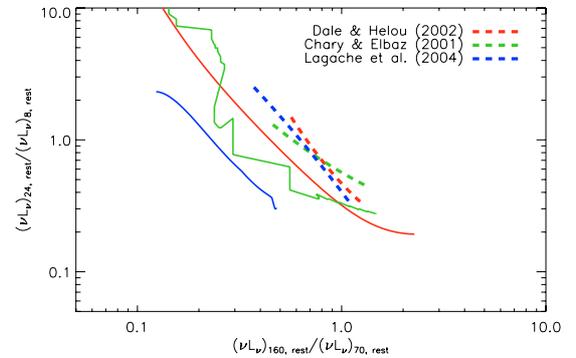


Fig. C.1. As in Fig. 9, but showing the median restframe colors (thick dashed lines) of the directly detected galaxies after computing the K-corrections with three different templates (Dale & Helou 2002; Chary & Elbaz 2001; Lagache et al. 2004).

Appendix C: Influence of the library choice on the K-corrections

While the infrared colors of our sample are in better agreement with the predictions of the Dale & Helou (2002) model (Fig. 9), one might argue that this is a consequence of using these templates to compute the K-corrections. However, we have verified that using the Lagache et al. (2004); Chary & Elbaz (2001) libraries for the K-corrections has no effect on our conclusion. Figure C.1 shows the median rest-frame colors computed with

three different SED models (Dale & Helou 2002; Chary & Elbaz 2001; Lagache et al. 2004) for the 372 galaxies directly detected at all wavelengths. We clearly see that for all three K-correction models the resulting rest-frame colors of the sample are in better agreement with the Dale & Helou (2002) model predictions.

References

- Alonso-Herrero, A., Perez-Gonzalez, P. G., Alexander, D. M., et al. 2006, *ApJ*, 640, 167
- Beelen, A., Cox, P., Benford, D. J., et al. 2006, *ApJ*, 642, 694
- Benford, D. J., Cox, P., Omont, A., Phillips, T. G., & McMahon, R. G. 1999, *ApJ*, 518, L65
- Caputi, K. I., Dole, H., Lagache, G., et al. 2006, *A&A*, 454, 143
- Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., et al. 2007, *ApJ*, 660, 97
- Chapman, S. C., Helou, G., Lewis, G. F., & Dale, D. A. 2003, *ApJ*, 588, 186
- Chapman, S. C., Smail, I., Blain, A. W., & Ivison, R. J. 2004, *ApJ*, 614, 671
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
- Chary, R., & Elbaz, D. 2001, *ApJ*, 556, 562
- Daddi, E., Alexander, D. M., Dickinson, M., et al. 2007, [arXiv:0705.2832]
- Dale, D. A., & Helou, G. 2002, *ApJ*, 576, 159
- Dale, D. A., Bendo, G. J., Engelbracht, C. W., et al. 2005, *ApJ*, 633, 857
- Dole, H., Le Floch, E., Pérez-González, P. G., et al. 2004a, *ApJS*, 154, 87
- Dole, H., Rieke, G. H., Lagache, G., et al. 2004b, *ApJS*, 154, 93
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J. L., et al. 2006, *A&A*, 451, 417
- Eisenhardt, P. R., Stem, D., Brodwin, M., et al. 2004, *ApJS*, 154, 48
- Fabricant, D., Fata, R., Roll, J., et al. 2005, *PASP*, 117, 1411
- Fazio, G. G., Ashby, M. L. N., Barmby, P., et al. 2004, *ApJS*, 154, 39
- Fiore, F., Grazian, A., Santini, P., et al. 2007, [arXiv:0705.2864]
- Frayser, D. T., Fadda, D., Yan, L., et al. 2006, *AJ*, 131, 250
- Gordon, K. D. 2006, in prep.
- Gordon, K. D., Rieke, G. H., Engelbracht, C. W., et al. 2005, *PASP*, 117, 503
- Jannuzi, B. T., & Dey, A. 1999, in *Photometric Redshifts and High-Redshift Galaxies*, ed. R. Weymann, L. Storrie-Lombardi, M. Sawicki, & R. Brunner (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser., 191, 111
- Kennicutt, R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt, R. C., Armus, L., Bendo, G., et al. 2003, *PASP*, 115, 928
- Kovács, A., Chapman, S. C., Dowell, C. D., et al. 2006, *ApJ*, 650, 592
- Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., Sajina, A., et al. 2004, *ApJS*, 154, 166
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J. L., et al. 2004, *ApJS*, 154, 112
- Le Fèvre, O., Vettolani, G., Garilli, B., et al. 2005, *A&A*, 439, 845
- Le Floch, E., Papovich, C., Dole, H., et al. 2005, *ApJ*, 632, 169
- Le Floch, E., Willmer, C. N. A., Noeske, K., et al. 2007, *ApJ*, 660, L65
- Marcillac, D., Elbaz, D., Chary, R. R., et al. 2006, *A&A*, 451, 57
- Papovich, C., Dole, H., Egami, E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 70
- Papovich, C., Cool, R., Eisenstein, D., et al. 2006, *AJ*, 132, 231
- Papovich, C., Rudnick, G., Le Floch, E., et al. 2007, *ApJ*, 668, 45
- Pope, A., Scott, D., Dickinson, M., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 1185
- Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., et al. 2006, *ApJS*, 166, 470
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Sajina, A., Scott, D., Dennefeld, M., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 939
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Soifer, B. T., Sanders, D. B., Madore, B. F., et al. 1987, *ApJ*, 320, 238
- Stem, D., Eisenhardt, P., Gorjian, V., et al. 2005, *ApJ*, 631, 163
- Swinbank, A. M., Smail, I., Chapman, S. C., et al. 2004, *ApJ*, 617, 64
- Symeonidis, M., Rigopoulou, D., Huang, J.-S., & Davis, M. 2006, *ApJ*
- Takeuchi, T. T., Buat, V., Iglesias-Páramo, J., Boselli, A., & Burgarella, D. 2005, *A&A*, 432, 423
- Taylor, E. L., Mann, R. G., Efstathiou, A. N., et al. 2005, *MNRAS*, 361, 1352
- Vanzella, E., Cristiani, S., Dickinson, M., et al. 2005, *A&A*, 434, 53
- Vanzella, E., Cristiani, S., Dickinson, M., et al. 2006, *A&A*, 454, 423
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1
- Wolf, C., Meisenheimer, K., Kleinheinrich, M., et al. 2004, *A&A*, 421, 913
- Yang, M., & Phillips, T. 2007, *ApJ*, 662, 284
- Yang, M., Greve, T. R., Dowell, C. D., & Borys, C. 2007, *ApJ*, 660, 1198
- Zheng, X. Z., Dole, H., Bell, E. F., et al. 2007, [arXiv:0706.0003]

A.2 Papier II

The Infrared Luminosity Function of Galaxies at Redshifts $z = 1$ et $z \sim 2$ in the GOODS Fields

K. I. Caputi, G. Lagache, L. Yan, H. Dole, **N. Bavouzet**, E. Le Floch,
P. I. Choi, G. Helou, and N. Reddy

publié dans ApJ en 2007, vol. 660, p. 97

THE INFRARED LUMINOSITY FUNCTION OF GALAXIES AT REDSHIFTS $z = 1$
AND $z \sim 2$ IN THE GOODS FIELDSK. I. CAPUTI,^{1,2} G. LAGACHE,¹ LIN YAN,³ H. DOLE,¹ N. BAVOUZET,¹ E. LE FLOC'H,⁴
P. I. CHOI,³ G. HELOU,³ AND N. REDDY⁵

Received 2006 October 11; accepted 2007 January 8

ABSTRACT

We present the rest-frame 8 μm LF at redshifts $z = 1$ and ~ 2 , computed from *Spitzer* 24 μm -selected galaxies in the GOODS fields over an area of 291 arcmin². Using classification criteria based on X-ray data and IRAC colors, we identify the AGNs in our sample. The rest-frame 8 μm LFs for star-forming galaxies at redshifts $z = 1$ and ~ 2 have the same shape as at $z \sim 0$, but with a strong positive luminosity evolution. The number density of star-forming galaxies with $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 11$ increases by a factor > 250 from redshift $z \sim 0$ to 1 and is basically the same at $z = 1$ and ~ 2 . The resulting rest-frame 8 μm luminosity densities associated with star formation at $z = 1$ and ~ 2 are more than 4 and 2 times larger than at $z \sim 0$, respectively. We also compute the total rest-frame 8 μm LF for star-forming galaxies and AGNs at $z \sim 2$ and show that AGNs dominate its bright end, which is well described by a power law. Using a new calibration based on *Spitzer* star-forming galaxies at $0 < z < 0.6$ and validated at higher redshifts through stacking analysis, we compute the bolometric IR LF for star-forming galaxies at $z = 1$ and ~ 2 . We find that the respective bolometric IR luminosity densities are $(1.2 \pm 0.2) \times 10^9$ and $(6.6^{+1.2}_{-1.0}) \times 10^8 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$, in agreement with previous studies within the error bars. At $z \sim 2$, around 90% of the IR luminosity density associated with star formation is produced by luminous and ultraluminous IR galaxies, with the two populations contributing in roughly similar amounts. Finally, we discuss the consistency of our findings with other existing observational results on galaxy evolution.

Subject headings: galaxies: evolution — galaxies: high-redshift — galaxies: luminosity function, mass function — infrared: galaxies

Online material: color figure

1. INTRODUCTION

Since the *Spitzer Space Telescope* (Werner et al. 2004) became operational in 2003 December, very important progress has been made in understanding the nature and properties of infrared (IR) galaxies. This progress has been revolutionary, in particular, for the study of galaxies at high redshifts ($z > 1$), to which all of the previous IR facilities operating in the wavelength range $\lambda \sim 5$ –200 μm had basically no access. Previous missions such as the *Infrared Astronomical Satellite* (*IRAS*) and the *Infrared Space Observatory* (*ISO*) allowed for multiple studies of mid- and far-IR galaxies, but they were restricted to lower redshifts ($z \lesssim 1$) due to their sensitivity limits. Until the launch of *Spitzer*, our vision of the high-redshift IR universe was biased to the relatively small number of galaxies detected in submillimeter and millimeter surveys (e.g., Scott et al. 2002; Webb et al. 2003; Greve et al. 2004).

The sensitivity achieved by the Multiband Imaging Photometer for *Spitzer* (MIPS; Rieke et al. 2004) at 24 μm is enabling us for the first time to conduct systematic studies of IR galaxies at high redshifts. Several recent works have shown that, in contrast to what happens in the local universe, the IR extragalactic light is increasingly dominated by luminous and ultraluminous IR galaxies (LIRGs and ULIRGs, respectively) with increasing redshift (e.g.,

Le Floc'h et al. 2004, 2005; Lonsdale et al. 2004; Yan et al. 2004; Caputi et al. 2006a, 2006c). These LIRGs and ULIRGs constitute an important fraction of the most massive galaxies present at $z \gtrsim 1$ (Caputi et al. 2006a).

In a minor but nonnegligible fraction of high-redshift IR galaxies, the IR emission is produced by the presence of an active galactic nucleus (AGN). The exact proportion of AGN-dominated IR galaxies is actually not known, and the determination of such a ratio is one of the main problems of IR astronomy. A definitive AGN/star-forming galaxy separation requires the knowledge of the far-IR spectral energy distribution (SED) of these galaxies. Unfortunately, this is not possible for most high- z galaxies, as their far-IR emission is usually below the confusion limits at far-IR wavelengths (Dole et al. 2004). This separation is also complicated by the existence of mixed systems, where both star formation and AGN activity significantly contribute to the IR emission (e.g., Lutz et al. 2005; Yan et al. 2005; Le Floc'h et al. 2007). However, the AGN discrimination is essential to disentangle how much of the IR energy density is associated with star formation.

The study of a galaxy luminosity function (LF) at different redshifts allows us to understand the composition of the extragalactic background as a function of look-back time. The analysis of the changes of the LF with redshift is one of the most direct methods to explore the evolution of a galaxy population. The first studies of the IR galaxy LF in the local universe and at low ($z \lesssim 1$) redshifts have been based on *IRAS* and *ISO* data (e.g., Saunders et al. 1990; Xu 2000; Takeuchi et al. 2003, 2006; Pozzi et al. 2004; Serjeant et al. 2004). Using the most recent *Spitzer* MIPS data, Le Floc'h et al. (2005) analyzed in detail the evolution of the IR LF from $z = 0$ to ~ 1 . They found a positive evolution in both luminosity and density between these two redshifts, implying that IR galaxies were more numerous and the IR output was dominated

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, F-91405 Orsay, Université Paris-Sud 11 and CNRS (UMR 8617), France.

² Current address: Institute of Astronomy, Swiss Federal Institute of Technology (ETH Hönggerberg), CH-8093 Zürich, Switzerland; caputi@phys.ethz.ch.

³ *Spitzer* Science Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125.

⁴ Institute for Astronomy, University of Hawaii, Honolulu, HI 96822.

⁵ Astronomy Option, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125.

by brighter galaxies at $z \sim 1$ than at $z \sim 0$. The IR galaxy LFs at higher redshifts have been explored by other authors (Pérez-González et al. 2005; Babbedge et al. 2006).

Rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosities, in particular, are of main relevance for star-forming galaxies as they contain information on polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) emission. PAH molecules characterize star-forming regions (Désert et al. 1990), and the associated emission lines dominate the SED of star-forming galaxies between wavelengths $\lambda = 3.3$ and $17 \mu\text{m}$, with a main bump located around $8 \mu\text{m}$. Rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosities have been confirmed to be good indicators of knots of star formation (Roussel et al. 2001; Förster-Schreiber et al. 2004; Calzetti et al. 2005) and of the overall star formation activity of star-forming galaxies (e.g., Wu et al. 2005), except in low-luminosity galaxies with intense ultraviolet (UV) radiation fields (Galliano et al. 2005).

In this work we compute the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at redshifts $z = 1$ and ~ 2 , using $24 \mu\text{m}$ -selected galaxies in the two fields of the Great Observatories Origins Deep Survey (GOODS; Giavalisco et al. 2004). At $z \sim 2$, where the fraction of AGNs appears to be significant, we analyze separately the LFs for star-forming galaxies and for the total IR galaxy population. The two GOODS fields cover a smaller area than those analyzed by some other previous studies of the IR LF. However, they benefit from uniquely deep homogeneous photometric data sets, ranging from the X-rays to radio wavelengths, as well as an important spectroscopic coverage. As we explain in § 2, this makes possible an almost complete identification of $24 \mu\text{m}$ galaxies down to faint fluxes and the derivation of accurate redshift determinations (see also Caputi et al. 2006b, 2006c). These two characteristics are essential for a proper computation of the LF at high redshifts, without any conclusion relying on either completeness or selection function corrections.

The layout of this paper is as follows: In § 2 we describe in detail the selection of our $24 \mu\text{m}$ galaxy samples at redshifts $0.9 < z < 1.1$ and $1.7 < z < 2.3$. In § 3 we explain how we perform the separation between star-forming galaxies and AGNs within our sample. We compute the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at $z = 1$ in § 4 and analyze its evolution from $z \sim 0$. In § 5 we present the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$ and extend the analysis of the evolution up to this high redshift. Later, in § 6 we use a new empirical calibration based on *Spitzer* galaxies to obtain the bolometric IR LF at different redshifts. Finally, in §§ 7 and 8, respectively, we discuss our results and present some concluding remarks. We adopt throughout a cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$, and $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. THE IR GALAXY SAMPLE IN THE GOODS FIELDS

The GOODS fields, namely, the GOODS/Chandra Deep Field–South (GOODS/CDF-S) and GOODS/Hubble Deep Field–North (GOODS/HDF-N), have been observed by *Spitzer* as one of the Cycle 1 Legacy Science Programs (PI: Mark Dickinson). Extended areas of the CDF-S and HDF-N have also been observed as part of the *Spitzer* IRAC and MIPS Guaranteed Time Observers (GTO) programs (PI: Giovanni Fazio and George Rieke, respectively).

GOODS/IRAC maps at 3.6 – $8 \mu\text{m}$ and MIPS maps at $24 \mu\text{m}$ are now publicly available. The corresponding GOODS public $24 \mu\text{m}$ catalogs have been constructed using prior positional information from the IRAC 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ images and by an additional blind extraction of $24 \mu\text{m}$ sources. The resulting $24 \mu\text{m}$ catalogs are basically reliable and complete for galaxies with fluxes down to $S(24 \mu\text{m}) = 80 \mu\text{Jy}$ (Chary et al. 2007, and see the *Spitzer* GOODS Web site⁶). For a comparison, we note that the $24 \mu\text{m}$ catalog constructed from the shallower MIPS/GTO observations

of the CDF-S achieves $\sim 80\%$ completeness and only has $\sim 2\%$ of spurious sources at a similar flux level (Papovich et al. 2004). Although, in principle, fainter sources can be detected in the deeper GOODS images, we decide to only use the conservative GOODS $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ galaxy catalogs for the selection of our $24 \mu\text{m}$ galaxy samples at $z \sim 1$ and ~ 2 . In this way, our computed LFs are virtually not affected by incompleteness corrections (see §§ 4 and 5).

2.1. Multiwavelength Analysis and Redshift Determinations for $24 \mu\text{m}$ Sources in the GOODS/CDF-S

In the GOODS/CDF-S, we restrict our analysis to the 131 arcmin^2 , which have deep J - and K_s -band coverage by the Infrared Spectrometer and Array Camera (ISAAC) on the “Antu” Very Large Telescope (Antu-VLT) (GOODS/EIS ver. 1.0 release; B. Vandame et al. 2007, in preparation). We used the $K_s < 21.5$ (Vega mag) galaxy catalog constructed by Caputi et al. (2006b) to identify the $24 \mu\text{m}$ galaxies in the GOODS/CDF-S catalog, using a matching radius of $2''$. The percentage of $24 \mu\text{m}$ galaxies with double K_s -band identifications within this radius is only $\leq 8\%$, and 95% of the associations can be done restricting the matching radius to $1.5''$ (Caputi et al. 2006a). In all cases of multiple identifications, we considered that the counterpart to the $24 \mu\text{m}$ source was the K_s galaxy closest to the $24 \mu\text{m}$ source centroid. The $K_s < 21.5$ mag catalog allows us to identify 515 $24 \mu\text{m}$ galaxies within the 131 arcmin^2 area, i.e., $\sim 94\%$ of the $24 \mu\text{m}$ galaxies with $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ in this field.

Caputi et al. (2006b) measured multiwavelength photometry for all their $K_s < 21.5$ mag galaxies. They ran SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) in “double-image mode” to perform aperture photometry on the GOODS/EIS version 1.0 J -band images, centered at the position of the K_s -band extracted sources. They also looked for counterparts of the $K_s < 21.5$ mag sources in the public GOODS Advanced Camera for Surveys (ACS) catalogs, which provided photometry in the B , V , I_{775} , and z bands. The stellarity parameter measured on the z -band images allowed them to separate out galactic stars. Finally, they ran SExtractor on the *Spitzer* IRAC 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ images to identify the $K_s < 21.5$ mag galaxies and measured aperture photometry at these longer wavelengths. We refer the reader to Caputi et al. (2006b) for additional details about the photometric measurements and applied aperture corrections.

Caputi et al. (2006b) obtained an estimated redshift for each one of their galaxies modeling their stellar SED from the B through the $4.5 \mu\text{m}$ bands. They used the public code HYPERZ (Bolzonella et al. 2000) with the GISEL98 template library (Bruzual & Charlot 1993) and the Calzetti et al. (2000) reddening law to account for internal dust extinction.

The HYPERZ redshift estimates have been replaced by COMBO17 photometric redshifts (Wolf et al. 2004) for those galaxies with magnitudes $R < 23.5$ mag at redshift $z < 1$, which is the regime of higher accuracy for COMBO17. In these cases, the SED fitting has been constrained to the COMBO17 redshifts. The cross-correlation of the GOODS/CDF-S $24 \mu\text{m}$ catalog with the Caputi et al. (2006b) $K_s < 21.5$ mag catalog directly gives us estimated redshifts and best-fitting SED models for all the identified $24 \mu\text{m}$ galaxies.

2.2. Multiwavelength Analysis and Redshift Determinations for $24 \mu\text{m}$ Sources in the GOODS/HDF-N

In the GOODS/HDF-N, we followed a similar strategy for the analysis of sources as in the GOODS/CDF-S. However, unfortunately, we only have access to deep K_s -band data for a part of this field (Reddy et al. 2006a). Thus, we used the *Spitzer* IRAC $3.6 \mu\text{m}$ maps to identify the $24 \mu\text{m}$ galaxies. We analyzed

⁶ Available at <http://data.spitzer.caltech.edu/popular/goods>.

in this case the entire GOODS/HDF-N region, i.e., the 160 arcmin^2 with deep GOODS/*Hubble Space Telescope* ACS coverage. We ran SExtractor on the IRAC 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ images. We constructed a catalog of $3.6 \mu\text{m}$ sources, accepting only those objects also identified in the $4.5 \mu\text{m}$ band. To encompass the technique applied by Caputi et al. (2006b) on the IRAC maps of the GOODS/CDF-S, we measured photometry in circular apertures of $2.83''$ diameter⁷ and applied aperture corrections of 0.50 and 0.55 mag to the $3.6 \mu\text{m}$ and $4.5 \mu\text{m}$ magnitudes, respectively. We then used this $3.6 \mu\text{m}$ catalog to identify the $24 \mu\text{m}$ sources in the GOODS/HDF-N, using a matching radius of $2''$. This allows us to identify 856 $24 \mu\text{m}$ galaxies in the 160 arcmin^2 of the GOODS/HDF-N, i.e., $\sim 95\%$ of the $24 \mu\text{m}$ galaxies with $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ in this field. The identification completeness achieved for $24 \mu\text{m}$ galaxies in this field using $3.6 \mu\text{m}$ sources is similar to the identification completeness obtained for $24 \mu\text{m}$ galaxies in the GOODS/CDF-S using K_s -band sources. This indicates that the two identification methods are basically equivalent. In any case, the IRAC 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ data are incorporated in the SED modeling of all the sources in the two fields.

We followed up in the optical bands those IRAC $3.6 \mu\text{m}$ objects that were counterparts to $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ sources. Once more, we used the public GOODS ACS catalogs to obtain aperture photometry in the B , V , I_{775} , and z bands. In addition, we looked for counterparts of the $3.6 \mu\text{m}$ sources in the U - and HK' -band images of the GOODS/HDF-N (Capak et al. 2004). Although these images are relatively shallower than the other optical/near-IR data available for this field, we decided to include these data to improve the SED coverage. Finally, we incorporated the deep J - and K_s -band data from Reddy et al. (2006a) for those galaxies lying in the region where these data were available ($< 40\%$ of the analyzed area).

We used the multiwavelength data from the U to the $4.5 \mu\text{m}$ bands to model the SED and obtain photometric redshifts for all of our $24 \mu\text{m}$ galaxies in the GOODS/HDF-N using HYPERZ, in an analogous way to that in Caputi et al. (2006b). As in the latter, we applied a set of criteria to control the HYPERZ output: (1) the photometric redshifts for galaxies detected in the shallow U -band catalogs were constrained to a maximum value $z_{\text{phot}} = 2$, as bright U -band sources are unlikely to be beyond these redshifts; (2) analogously, the estimated redshifts of galaxies not detected in the U band but detected in the B band were constrained to a maximum value $z_{\text{phot}} = 4$; (3) for the GOODS/HDF-N catalog, we found that HYPERZ produced an overdensity of galaxies in the redshift range $1.5 < z_{\text{phot}} < 1.7$. Comparison with spectroscopic redshifts (see below) suggested that this overdensity was an artifact of HYPERZ applied to our sample. Thus, to test these possible spurious redshifts, we double-checked the fitting of all the galaxies with HYPERZ redshift $1.5 < z_{\text{phot}} < 1.7$ using the PÉGASE library (Le Borgne & Rocca-Volmerange 2002). We kept the HYPERZ solution for those sources confirmed by PÉGASE as belonging to the 1.5 – 1.7 redshift range. For all the remaining $1.5 < z_{\text{phot}} < 1.7$ galaxies, we replaced the photometric redshift by the PÉGASE estimate. This strategy improved the agreement with spectroscopic redshifts. The percentage of galaxies with PÉGASE redshifts in our final $24 \mu\text{m}$ catalog for the GOODS/HDF-N is 5%.

2.3. The Final IR Galaxy Samples in the Combined GOODS Fields

Our final $24 \mu\text{m}$ catalog contains 1371 $24 \mu\text{m}$ sources with $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ over a total area of 291 arcmin^2 . We iden-

⁷ The aperture size has been chosen in correspondence to the aperture sizes used in the GOODS ACS catalogs.

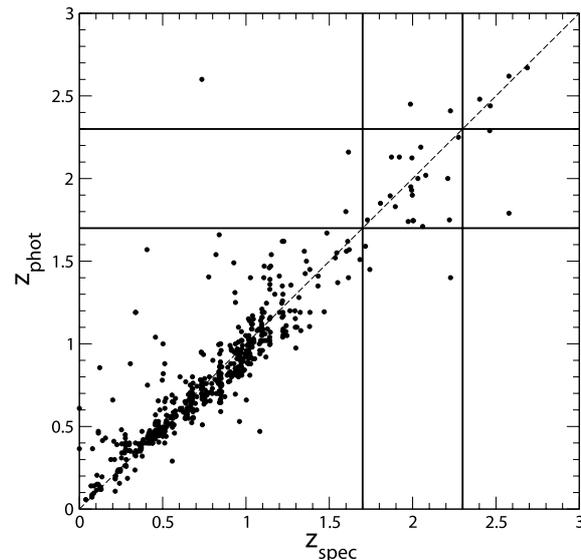


Fig. 1.—Comparison between photometric and spectroscopic redshifts for galaxies in our $24 \mu\text{m}$ -selected sample in the GOODS fields. The distribution of relative errors $dz = (z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$ has a median -0.007 and a dispersion $\sigma_z = 0.05$. The horizontal lines separate the galaxies with $1.7 < z_{\text{phot}} < 2.3$, and the vertical lines those with $1.7 < z_{\text{spec}} < 2.3$. The distribution of relative errors for the $1.7 < z_{\text{spec}} < 2.3$ subsample of galaxies has a median -0.01 and a dispersion $\sigma_z = 0.06$.

tified only 22 out of 1371 sources as galactic stars. All the remaining sources are galaxies. Our aim is to separate two subsamples of galaxies from this final catalog: (1) the $24 \mu\text{m}$ galaxies with redshifts $0.9 < z < 1.1$ for the computation of the IR LF at $z = 1$, and (2) the $24 \mu\text{m}$ galaxies with redshifts $1.7 < z < 2.3$ for the computation of the IR LF at $z \sim 2$.

We performed a final step before separating the two definitive subsamples of $24 \mu\text{m}$ galaxies used in this work. In addition to the wealth of photometric data, both GOODS fields benefit from an important amount of spectroscopic data, most of which are publicly available (Cohen et al. 1996; Le Fèvre et al. 2004; Wirth et al. 2004; Vanzella et al. 2005, 2006; P. I. Choi et al. 2007, in preparation; among others). Some additional redshifts in the GOODS/CDF-S have been kindly made available to us by François Hammer and Héctor Flores. We compiled these data and found that more than 45% of our $24 \mu\text{m}$ galaxies in the combined fields had spectroscopic redshifts. We incorporated these spectroscopic redshifts into our catalog, which superseded the corresponding photometric values. The finally discarded photometric redshifts have been used to assess the quality of our redshift estimates. Figure 1 shows the comparison between photometric and spectroscopic redshifts for the galaxies in our sample for which both redshifts are available. We observe a good agreement between photometric estimates and real redshifts. The distribution of relative errors $dz = (z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$ has a median value -0.007 and the dispersion is $\sigma_z = 0.05$.

From the definitive redshift catalog that incorporates spectroscopic redshifts, we select those $24 \mu\text{m}$ galaxies lying at $0.9 < z < 1.1$ and $1.7 < z < 2.3$.

The $0.9 < z < 1.1$ sample is composed of 227 galaxies with $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ and a median redshift $z = 1.00$. We use this sample to compute the IR LF at $z = 1$. More than 60% of these galaxies have spectroscopic redshifts z_{spec} . The quality of photometric redshifts is similar to that for the total sample: the

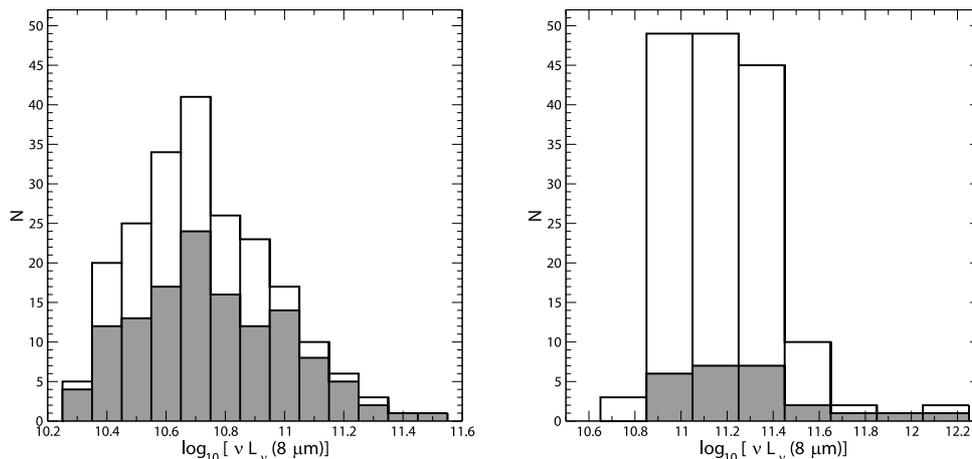


FIG. 2.—Distribution of rest-frame $8\ \mu\text{m}$ luminosities for galaxies at redshifts $0.9 < z < 1.1$ (left) and $1.7 < z < 2.3$ (right). In each panel, the open and shaded histograms include all the galaxies and only those with spectroscopic redshifts, respectively.

median of relative errors $dz = (z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$ is -0.01 and the dispersion is $\sigma_z = 0.05$. In the computation of the IR LF at $z = 1$, we consider that these errors only affect those galaxies with photometric redshifts ($<40\%$).

Our $1.7 < z < 2.3$ sample contains 161 $24\ \mu\text{m}$ galaxies with $S(24\ \mu\text{m}) > 80\ \mu\text{Jy}$. This is the sample we use to compute the IR LF at redshift $z \sim 2$. The median redshift of these 161 galaxies is $z = 1.93$. Although for practicality we refer to these galaxies as the $z \sim 2$ sample, all the calculations made in §§ 5 and 6 take into account the actual median redshift value. More than 15% of the galaxies selected with $1.7 < z < 2.3$ have spectroscopic redshifts. The quality of photometric redshifts for the $z \sim 2$ sample can also be assessed from Figure 1. We see that the agreement between photometric and spectroscopic redshifts is still very reasonable for this high-redshift sample. The distribution of relative errors $dz = (z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$ has a median -0.01 and a dispersion $\sigma_z = 0.06$. This statistics has been computed based on all sources (i.e., AGNs included; see below). This suggests that the SED templates we use to derive photometric redshifts are suitable for all our sample. The photometric redshift error bars affect the majority of galaxies in our $z \sim 2$ sample and are taken into account in the computation of the corresponding LF, as we explain in § 5.

We note that the galaxies with spectroscopic redshifts are representative of our entire $24\ \mu\text{m}$ sample in each of the considered redshift bins ($0.9 < z < 1.1$ and $1.7 < z < 2.3$). The two panels in Figure 2 show the rest-frame $8\ \mu\text{m}$ luminosities of all of our galaxies (open histograms) and those of galaxies with spectroscopic redshifts (shaded histograms), at these different redshifts. Details on the calculation of $8\ \mu\text{m}$ luminosities are given in § 4. From Figure 2, we can see that galaxies with spectroscopic redshifts basically span the whole range of IR luminosities considered in this work. Thus, the errors derived from the comparison of photometric and spectroscopic redshifts are applicable to the entire IR LF.

3. THE NORMAL/ACTIVE GALAXY SEPARATION

In this work we would like to compare the IR LF for star-forming galaxies only with the total IR LF. To do this, we need to identify the active galaxies present in our sample.

One of the most efficient ways of identifying AGNs is through their X-ray emission. The GOODS fields have deep X-ray coverage obtained with the *Chandra X-Ray Observatory*: the 1 Ms maps for the CDF-S (Giacconi et al. 2002) and the 2 Ms maps for the HDF-N (Alexander et al. 2003). We used the corresponding public X-ray catalogs to identify the AGNs within our sample. However, given the depth of these catalogs (especially that of the HDF-N), X-ray sources include not only quasars and AGNs but also powerful starbursts that also emit in X-rays. To separate the two classes of X-ray sources, an optical versus X-ray flux diagram can be used. Figure 3 shows the R -band magnitude versus the soft X-ray flux of the X-ray-detected galaxies in our $24\ \mu\text{m}$ sample in

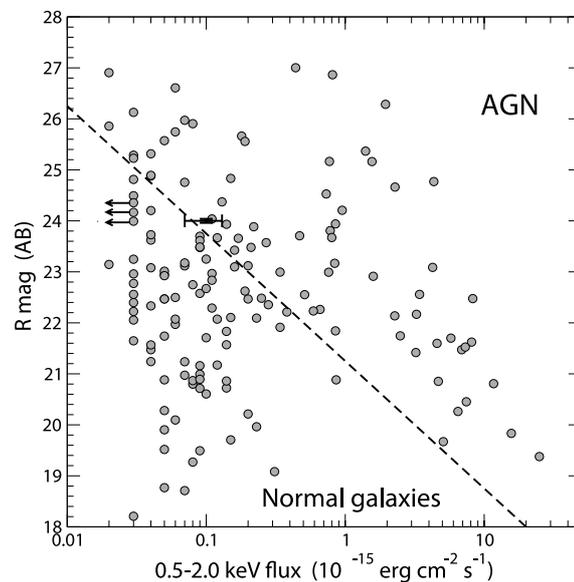


FIG. 3.— R -band magnitudes vs. soft X-ray fluxes for the X-ray-detected galaxies in our $24\ \mu\text{m}$ galaxy sample in the GOODS/HDF-N. The error bar for a generic source with soft X-ray flux $10^{16}\ \text{ergs cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$ and $R = 24$ mag is shown. The left-pointing arrows indicate that the soft X-ray flux $3 \times 10^{17}\ \text{ergs cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$ is an upper limit.

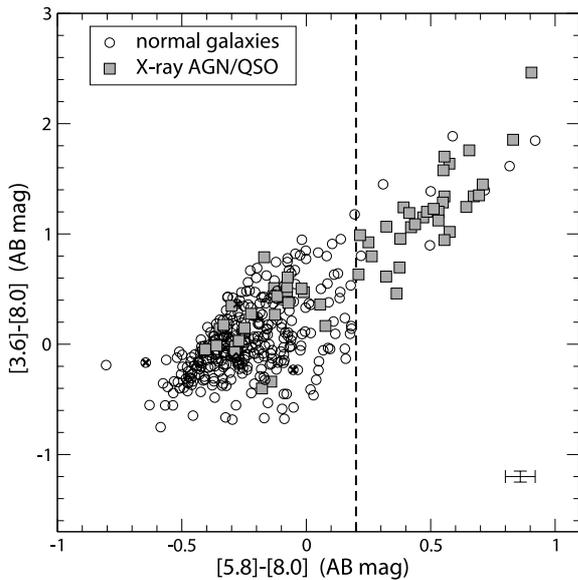


FIG. 4.—IRAC-based color-color diagram for the $24 \mu\text{m}$ sources with redshifts $z > 1.5$ in the GOODS fields. Filled squares and open circles refer to X-ray-classified AGNs and to all the other $z > 1.5$ $24 \mu\text{m}$ galaxies, respectively. The crosses indicate the few star-forming galaxies at $z > 1.5$ that are X-ray detected. The typical error bars for the colors of these sources are indicated in the lower right corner of the plot.

the HDF-N. The R -band magnitudes of our galaxies have been interpolated using the V and I_{775} magnitudes. This plot is similar to that presented in Alexander et al. (2003). The dashed line shows the empirical separation between normal galaxies and AGNs, as calibrated by Hornschemeier et al. (2001). Using this diagram, we identify the X-ray-detected AGNs within our $24 \mu\text{m}$ sample and, in particular, those at $0.9 < z < 1.1$ and $1.7 < z < 2.3$.

Some AGNs with weak soft X-ray fluxes but significant emission in the hard bands can contaminate the normal galaxy region in the R -band magnitude versus soft X-ray flux diagram. These AGNs are characterized by a flat photon index $\Gamma < 1.0$ (e.g., Hornschemeier et al. 2003). We also looked for these kinds of objects to identify the AGNs present in our sample.

It is known, however, that the X-ray selection can be incomplete for the selection of AGNs. Other active galaxies exist, which are not detected even in deep X-ray surveys. A complementary method to select active galaxies can be developed based on the analysis of the IR color excess in the *Spitzer* IRAC bands. Figure 4 shows the $[3.6 \mu\text{m}] - [8 \mu\text{m}]$ versus $[5.8 \mu\text{m}] - [8 \mu\text{m}]$ colors for all the galaxies with redshift $z > 1.5$ in our $24 \mu\text{m}$ sample. Open circles correspond to all those galaxies not classified as AGNs using X-ray data (either not detected in X-rays or X-ray sources classified as starbursts). Filled squares indicate the X-ray-classified AGNs. We restrict this diagram to high-redshift sources for the following reason. The stellar bump centered at rest-frame wavelength $\lambda \sim 1.6 \mu\text{m}$ is shifted into the IRAC bands at $z \geq 1.5$. For active galaxies, the galaxy SED at the same rest-frame wavelengths is dominated by a power-law continuum. Thus, it is expected that an IRAC-based color-color diagram is able to separate the AGNs through their IR excess. At low redshifts, this separation is much less clear, especially because star-forming galaxies with PAH emission can mimic the IR excess. Similar color-color plots have

been used with the purpose of separating normal and active galaxies elsewhere (e.g., Lacy et al. 2004; Stern et al. 2005; Caputi et al. 2006a).

Inspection of Figure 4 shows that X-ray-selected AGNs display a wide range of $[3.6 \mu\text{m}] - [8 \mu\text{m}]$ and $[5.8 \mu\text{m}] - [8 \mu\text{m}]$ colors, while the vast majority of “normal galaxies” (i.e., non-X-ray-classified AGNs) appear on the left-hand side of this diagram, with a color $[5.8 \mu\text{m}] - [8 \mu\text{m}] \lesssim 0.2$ (AB). As we mentioned above, the relatively blue colors are produced by the stellar SED bump mapped at the IRAC wavelengths. The galaxies lying on the right-hand side, on the contrary, present an excess in the SED continuum that is characteristic of AGNs. Thus, based on this diagram, we adopt an empirical color cut to produce an additional AGN selection criterion: all the $z > 1.5$ galaxies with $[5.8 \mu\text{m}] - [8 \mu\text{m}] > 0.2$ (AB) within our sample are classified as AGNs. This same additional AGN selection criterion has been used by Caputi et al. (2006a).

We would like to note that while this color cut produces a safe criterion to select additional active galaxies, it is possibly not complete. The dispersion of colors displayed by X-ray-selected AGNs suggests that other active sources, not detected in X-rays and with no IRAC color excess, could also exist among the $24 \mu\text{m}$ galaxies. On the other hand, some of the X-ray-classified AGNs could be composite systems, where a fraction of the bolometric IR luminosity is actually due to star formation. Unfortunately, no AGN selection criterion appears to be both complete and reliable at the same time (e.g., Barmby et al. 2006). As we do not have information on the far-IR emission of our galaxies, our separation criteria are possibly the most adequate to discriminate AGNs.

For our sample of 227 $24 \mu\text{m}$ galaxies with redshift $0.9 < z < 1.1$, only the X-ray criteria have been applied. We identify 23 out of 227 galaxies as AGNs, i.e., $\sim 10\%$ of the sample. We exclude the AGNs from our sample in order to determine the IR LF for star-forming galaxies at $z = 1$, but we note that the inclusion of AGNs only has a minor impact on the LF at this redshift.

For the sample at redshifts $1.7 < z < 2.3$, we applied both selection criteria to separate AGNs (X-ray and IRAC color classifications). The fraction of active galaxies at these redshifts appears to be more important than at $z \sim 1$. We identify 29 AGNs among our 161 $24 \mu\text{m}$ galaxies at $1.7 < z < 2.3$, i.e., $\sim 18\%$ of the sample. A total of 23 out of these 29 AGNs have been identified using X-rays, and the remaining 6 AGNs have been classified through their IRAC colors. As seen below, the LFs computed including and excluding AGNs have nonnegligible differences because these objects dominate the bright end of the IR LF at these high redshifts. Throughout this paper, when we refer to the star-forming galaxies at redshift $z \sim 2$, we mean our sample of $161 - 29 = 132$ objects that we have not classified as AGNs at these redshifts.

4. THE REST-FRAME $8 \mu\text{m}$ LF AT REDSHIFT $z = 1$

4.1. The k -Corrections from 11.4–12.7 to $8 \mu\text{m}$

Before computing the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$, we aim to understand its evolution from $z \sim 0$ to redshift $z = 1$. For this, we compute the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for our 204 $24 \mu\text{m}$ -selected star-forming galaxies in the redshift range $0.9 < z < 1.1$. AGNs have been excluded from this analysis. AGNs constitute $\sim 10\%$ of our sample with $0.9 < z < 1.1$, and their exclusion does not significantly change the shape of the $8 \mu\text{m}$ LF at $z = 1$. This is in contrast to what we find at $z \sim 2$, where AGNs constitute a somewhat higher fraction of sources that dominate the bright end of the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF (see § 5).

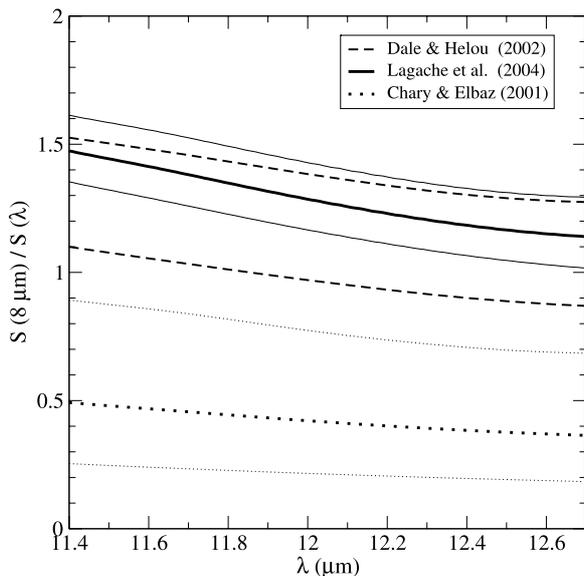


Fig. 5.—The k -corrections between 11.4–12.7 and $8\ \mu\text{m}$ fluxes obtained using different IR galaxy model templates: Lagache et al. (2004; *solid lines*), Chary & Elbaz (2001; *dotted lines*), and Dale & Helou (2002; *dashed lines*). The thin solid and dotted lines indicate the interval of corrections obtained using the different models of Lagache et al. (2004) and Chary & Elbaz (2001), respectively, with bolometric IR luminosity $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$. The corresponding thick lines indicate median k -corrections. The dashed line corresponds to the Dale & Helou (2002) model with parameter $\alpha = 1.1$ and 1.4.

We compute the rest-frame $8\ \mu\text{m}$ luminosity ($\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$) of each galaxy as $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}} = \nu A \pi k(\lambda_{\text{rf}}) S(24\ \mu\text{m}) d_L^2(z)$, where $S(24\ \mu\text{m})$ is the $24\ \mu\text{m}$ flux, $d_L(z)$ is the luminosity distance, and $k(\lambda_{\text{rf}})$ is the corresponding k -correction at the rest-frame wavelength λ_{rf} . The width of the redshift bin we consider, $0.9 < z < 1.1$, implies that the observed $24\ \mu\text{m}$ maps rest-frame wavelengths $11.4\ \mu\text{m} < \lambda_{\text{rf}} < 12.7\ \mu\text{m}$. We need then to apply k -corrections to convert the rest-frame 11.4–12.7 μm into $8\ \mu\text{m}$ fluxes.

To compute these k -corrections, we analyze different sets of IR galaxy templates available in the literature, namely, the models by Chary & Elbaz (2001) and Elbaz et al. (2002), Dale et al. (2001) and Dale & Helou (2002), and Lagache et al. (2004). We convolve the SED templates in all these models with the transmission function of the $24\ \mu\text{m}$ filter and obtain the relation between the fluxes at 11.4–12.7 and $8\ \mu\text{m}$. Figure 5 shows the λ -to- $8\ \mu\text{m}$ k -corrections in the wavelength range $\lambda_{\text{rf}} = 11.4$ – $12.7\ \mu\text{m}$. Different line styles indicate the k -corrections obtained with different SED templates. The solid and dotted lines correspond to the range of k -corrections derived for galaxies with bolometric IR luminosities $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$, from the Lagache et al. (2004) and Chary & Elbaz (2001) models, respectively (with thick lines indicating the median values). The dashed lines show the k -corrections obtained with the Dale et al. (2001) SED model with parameters $\alpha = 1.1$ and 1.4 (see Dale et al. 2001). It is clear from inspection of Figure 5 that the k -corrections between 11.4–12.7 and $8\ \mu\text{m}$ obtained with these different models have some significant dispersion. These differences are produced by the limited knowledge on PAH emission when modeling the PAH-dominated region of a star-forming galaxy SED.

In this work we adopt the median k -corrections obtained with the Lagache et al. (2004) models of star-forming galaxies with bolometric IR luminosities $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$ (*thick solid line* in Fig. 5). As we show in § 6.1.2, the Lagache et al. (2004) tem-

plates produce an $8\ \mu\text{m}$ -to-bolometric IR luminosity conversion quite close to that measured on the observed SED of *Spitzer* galaxies (Bavouzet et al. 2006). This suggests that these templates incorporate an adequate modeling of the PAH emission region in the star-forming galaxy SED.

4.2. The $1/V_{\text{max}}$ Method

We compute the rest-frame $8\ \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies at redshift $z = 1$ using the $1/V_{\text{max}}$ method (Schmidt 1968). For this calculation, we consider the 204 star-forming galaxies with redshift $0.9 < z < 1.1$ within our sample. The advantage of the $1/V_{\text{max}}$ technique is that it allows us to compute the LF directly from the data, with no parameter dependence or model assumption. Besides, the normalization of the LF is directly obtained from the same calculation. The comoving volume $V_{\text{max}} = V_{z_{\text{max}}} - V(z = 0.9)$ for each source corresponds to the maximum redshift z_{max} at which it would be included in the catalog, given the limiting flux $S(24\ \mu\text{m}) = 80\ \mu\text{Jy}$, and provided that this redshift is smaller than the maximum of the considered redshift bin (in this case $z = 1.1$). Otherwise, V_{max} is equal to the volume corresponding to the $0.9 < z < 1.1$ bin $V_{\text{max}} = V_{\text{bin}}$.

As we explained in § 2, the GOODS $24\ \mu\text{m}$ catalogs are basically complete down to the limiting flux and, thus, no sample completeness corrections are needed for our catalogs. However, we do apply completeness corrections to account for the percentage (5%–6%) of unidentified $24\ \mu\text{m}$ sources (see § 2). These identification completeness corrections are very small, and none of the conclusions presented here depend on the application of such corrections.

We present the results of our rest-frame $8\ \mu\text{m}$ LF at redshift $z = 1$ computed with the $1/V_{\text{max}}$ method in Figure 6 (*triangles*) and Table 1. This LF, as well as all the others presented in this work, has been computed jointly on the GOODS/CDF-S and GOODS/HDF-N. Although we have checked the consistency within the error bars of the LF obtained in the two fields separately, the sample variance effects are more important than when considering both fields combined (see Fig. 9). We show the $8\ \mu\text{m}$ LF function computed with the $1/V_{\text{max}}$ method only in the completeness region of $8\ \mu\text{m}$ luminosities ($\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}} \geq 3 \times 10^{10} L_{\odot}$), imposed by the flux limits of the $24\ \mu\text{m}$ survey and the considered redshifts. The total comoving volume probed by our survey is $1.3 \times 10^5\ \text{Mpc}^3$.

The error bars for these LF values depend not only on the number of sources (Poisson statistics) but also on the errors in the photometric redshifts and in the k -corrections applied. The errors in the photometric redshifts affect only $< 40\%$ of our galaxies at $0.9 < z < 1.1$, given the high percentage of available spectroscopic redshifts. To account for the errors in the photometric redshifts, we made Monte Carlo simulations of our $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ catalogs. We produced 1000 simulated catalogs, each one with the same number of sources as our original $0.9 < z < 1.1$ catalog of star-forming galaxies (i.e., 204 sources each). The redshift of each source has been allowed to randomly vary following a Gaussian distribution centered at $z_{\text{center}} = z - 0.01$ and with a dispersion $\sigma_z = 0.05(1 + z)$ (see § 2.3), where z is the redshift of the source in the original catalog. The redshift of those sources with spectroscopic determinations has been left unchanged. For the k -corrections, we fixed the error bars to $\epsilon = 0.50$, which is roughly the dispersion between the different Lagache et al. (2004) and Dale & Helou (2002) model predictions (see Fig. 5). To include these errors in the simulations, we computed the rest-frame $8\ \mu\text{m}$ luminosity $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ of each galaxy in the mock catalog allowing

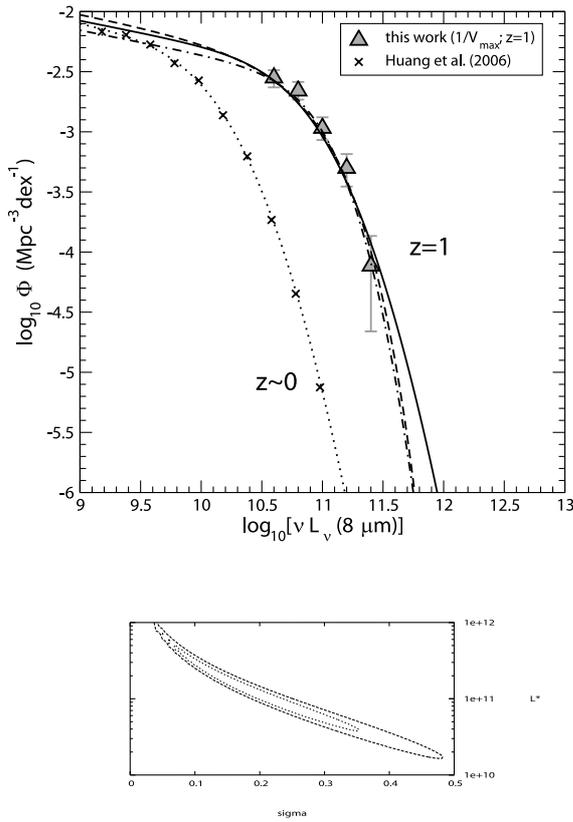


FIG. 6.—*Top*: Rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies at $z = 1$ in the GOODS fields, compared to the $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 0$. The crosses show the $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies at $z \sim 0$, as computed by Huang et al. (2006) with the $1/V_{\text{max}}$ method. The dotted line represents the best χ^2 fit obtained using a double exponential function as that in eq. (1). The triangles show the $1/V_{\text{max}}$ LF at $z = 1$ obtained in this work, only strictly in the region of completeness of $8 \mu\text{m}$ luminosities. Lines of different styles show the $8 \mu\text{m}$ LF at $z = 1$ computed with the ML STY analysis, assuming different laws: a double exponential form with bright-end slope fixed to the local value ($\sigma = 0.36$; *solid line*), the same double exponential form with a free σ parameter (*dot-dashed line*), and a Schechter function (*dashed line*). *Bottom*: The 68.3% and 95.4% confidence levels in $(\sigma, \nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}})$ -space in the case of a double exponential law with σ as a free parameter. The parameter values yielding the ML are $\sigma = 0.20^{+0.11}_{-0.07}$ and $L^* \equiv \nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}} = (1.32^{+1.31}_{-0.74}) \times 10^{11} L_{\odot}$.

the corresponding k -correction to have a random value within the range of its error bar. Finally, the LF has been recomputed with the $1/V_{\text{max}}$ method for each of the mock catalogs, with exactly the same procedure as for the original catalog. From the distribution of the LF values in each $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ bin, we determined the error bars on our original $1/V_{\text{max}}$ results.

For a comparison, we also show the $8 \mu\text{m}$ LF of star-forming galaxies at redshift $z \sim 0$ (strictly $0 < z < 0.3$, with median $z \approx 0.2$), computed by Huang et al. (2006), using the $1/V_{\text{max}}$ method applied to IRAC $8 \mu\text{m}$ GTO data (*crosses in Fig. 6*). No error bars have been plotted for this LF, as they are significantly smaller than the error bars of the LF we determine here. The comparison of this $1/V_{\text{max}}$ LF with our own determination at $z = 1$ shows a substantial increment of the density of star-forming galaxies with rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosities $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}) \gtrsim 10.5$, with increasing redshift. We note that this behavior is evident from the $1/V_{\text{max}}$ calculation, independently of the parametric analysis we discuss below.

TABLE 1
THE REST-FRAME $8 \mu\text{m}$ LF FOR STAR-FORMING GALAXIES
AT $z = 1$ OBTAINED WITH THE $1/V_{\text{max}}$ METHOD

$\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}})$	$\log_{10} \Phi (\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1})$
10.60.....	$-2.55^{+0.06}_{-0.08}$
10.80.....	$-2.66^{+0.07}_{-0.07}$
11.00.....	$-2.97^{+0.09}_{-0.10}$
11.20.....	$-3.30^{+0.12}_{-0.15}$
11.40.....	$-4.12^{+0.25}_{-0.54}$

4.3. The Maximum Likelihood Analysis

The shape of the $z \sim 0$ LF can be fitted with a double exponential function (Saunders et al. 1990; Pozzi et al. 2004; Le Flocc'h et al. 2005):

$$\Phi(L) d \log_{10}(L) = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{1-\alpha} \times \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} \log_{10}^2 \left(1 + \frac{L}{L^*} \right) \right] d \log_{10}(L), \quad (1)$$

where, in this case, $L \equiv \nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$. The parameters α and $1/\sigma^2$ correspond to the slopes at the faint and the bright ends, respectively. L^* is the characteristic $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ luminosity where the transition between the faint and bright regimes occurs, and Φ^* is the normalization factor. Usually, the parameter α is fixed a priori, as the faint end of the LF is poorly constrained. Fixing $\alpha = 1.2$ (e.g., Zheng et al. 2006) and using a χ^2 minimization technique, we obtain that the best-fitting parameters for the LF at $z \sim 0$ are $\sigma = 0.36 \pm 0.01$, $L^* = (5.8 \pm 0.2) \times 10^9 L_{\odot}$, and $\Phi^* = (5.7 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$. The resulting curve (*dotted line in Fig. 6*) produces an excellent fitting of the $1/V_{\text{max}}$ LF at $z \sim 0$.

Assuming that the form given in equation (1) is also suitable to describe the IR LF for star-forming galaxies at higher redshifts, we obtain a second independent calculation of the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at redshift $z = 1$ using the STY (Sandage et al. 1979) maximum likelihood (ML) analysis. This is a parametric technique that assumes a given shape for the LF. No data binning is involved in the calculation. The advantage of the ML analysis over the $1/V_{\text{max}}$ technique is that the former does not contain any assumption on a uniform spatial distribution of galaxies. The corresponding likelihood estimator reads

$$\mathcal{L} [s_k | (z_i, L_i)_{i=1, \dots, N}] = \prod_{i=1}^N \left[\frac{\Phi(s_k, L_i)}{\int_{L_0}^{+\infty} \Phi(s_k, L) d \log_{10}(L)} \right]^{w_i}, \quad (2)$$

where the product is made over the $i = 1, \dots, N$ galaxies of the sample. Here $\Phi(s_k, L)$ is the adopted form for the LF as a function of the luminosity L , and which depends on the parameters s_k , and L_0 is the minimum luminosity at which the i th galaxy would be observable, given its redshift z_i and the flux limit of the survey. The weighting factors w_i allow us to take into account completeness corrections (Zucca et al. 1994; Ilbert et al. 2005). By maximizing \mathcal{L} (or, for simplicity, its logarithm), one can obtain the values of the parameters s_k yielding the ML. The normalization factor Φ^* is recovered after the maximization, by integrating the obtained ML LF without normalization in the range of luminosities of the survey, and making it equal to the number density of observed galaxies. We note that the ML analysis provides a direct calculation of the LF (i.e., it does not constitute a fitting

TABLE 2
PARAMETER VALUES CHARACTERIZING THE REST-FRAME 8 μm LF FOR STAR-FORMING GALAXIES AT $z = 1$

Functional Form	α	σ	$\nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}}$ (L_{\odot})	Φ^* ($\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$)
Double exponential (eq. [1]).....	1.2 (fixed)	0.36 (fixed)	$(3.55^{+0.52}_{-0.46}) \times 10^{10}$	$(3.95^{+0.50}_{-0.49}) \times 10^{-3}$
	1.2 (fixed)	$0.20^{+0.11}_{-0.07}$ (free)	$(1.10^{+0.99}_{-0.64}) \times 10^{11}$	$(2.54^{+0.66}_{-0.35}) \times 10^{-3}$
Schechter (eq. [3]).....	1.2 (fixed)	...	$(7.2^{+0.9}_{-0.7}) \times 10^{10}$	$(3.88^{+0.46}_{-0.41}) \times 10^{-3}$

procedure as the χ^2 minimization) and is completely independent of the LF obtained with the $1/V_{\text{max}}$ technique.

For the case of our rest-frame 8 μm LF at $z = 1$, we apply the STY method using equation (1) and fixing the slopes at the faint and bright ends to the same values as at $z \sim 0$, i.e., $\alpha = 1.2$ and $\sigma = 0.36$, respectively. In this case, we obtain that the value of the characteristic luminosity that maximizes the likelihood estimator is $L^* \equiv \nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}} = (3.55^{+0.52}_{-0.46}) \times 10^{10} L_{\odot}$, and the derived normalization factor is $\Phi^* = (3.95^{+0.50}_{-0.49}) \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$. The error bars on L^* have been computed considering $\Delta(\ln L) = -0.5$ and the uncertainties derived from the Monte Carlo simulations. The degeneracies in parameter space given by $\Delta(\ln L) = -0.5$ dominate the L^* error budget. The error bars on Φ^* have been derived using the extreme values of L^* (i.e., L^* plus or minus its error). The resulting curve for the ML LF at $z = 1$, obtained with a double exponential law with $\sigma = 0.36$, is indicated with a solid line in the top panel of Figure 6 (see also Table 2).

Another possibility is to allow the slope at the bright end ($1/\sigma^2$) to be a free parameter in the ML analysis. Doing so, we obtain that the ML is produced for $\sigma = 0.20^{+0.11}_{-0.07}$, $L^* \equiv \nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}} = (1.10^{+0.99}_{-0.64}) \times 10^{11} L_{\odot}$, and the derived normalization is $\Phi^* = (2.54^{+0.66}_{-0.35}) \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$ (dot-dashed line in Fig. 6, top panel). The degeneracy in (σ, L^*) -space is shown in the bottom panel of this figure.

The LF obtained with the ML analysis, in the case of both a free σ -value and fixed $\sigma = 0.36$, is in good agreement with the LF computed with the $1/V_{\text{max}}$ method. This confirms that the double exponential law in equation (1) also provides a good description of the 8 μm LF at high redshifts. The degeneracy existing in the σ -value is due to the limited constraint that our data can put on the bright end of the LF at $z = 1$. In Figure 6 we see that the double exponential forms with $\sigma = 0.20$ and 0.36 only differ significantly at the very bright end of the LF ($\nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}} \gtrsim 10^{11.5} L_{\odot}$ at $z = 1$). Large-area surveys with a significant number of very bright IR galaxies, as, for example, the $\sim 2 \text{ deg}^2$ *Spitzer* COSMOS survey (Sanders et al. 2007), are necessary to set tighter constraints in (σ, L^*) -space.

Finally, we explore whether other functional forms could also be suitable to describe the rest-frame 8 μm LF at $z = 1$. We repeat the calculation of the LF with the STY method, but this time using a Schechter (1976) function:

$$\Phi(L) d \log_{10}(L) = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{1-\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d \log_{10}(L). \quad (3)$$

By fixing $\alpha = 1.2$, we find that the ML is obtained for a characteristic luminosity $L^* \equiv \nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}} = (7.2^{+0.9}_{-0.7}) \times 10^{10} L_{\odot}$ and the derived normalization is $\Phi^* = (3.88^{+0.46}_{-0.41}) \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$. The resulting ML curve is shown with a dashed line in Figure 6. The Schechter form actually produces an LF quite close to that obtained with the $\sigma = 0.20$ double exponential form, within the observed luminosity range of our survey.

The degeneracy existing in the shape of the IR LF, as constrained from our data, produces some uncertainty in the determination of the number density of the most luminous IR galaxies (see Table 5). However, as we discuss below, this degeneracy has little impact on the derived luminosity density. This value is mainly governed by the turnover of the LF, which we can properly determine here, given the depth of our survey.

4.4. The Evolution of the Rest-Frame 8 μm LF from $z \sim 0$ to $z = 1$

When using the same law to describe the rest-frame 8 μm LF at both redshifts $z \sim 0$ and $z = 1$, the differences found in the characteristic luminosity L^* and the normalization parameter Φ^* can be understood as a luminosity and density evolution:

$$\begin{aligned} L^*(z_2 = 1) &= L^*(z_1 \sim 0) \left(\frac{1+z_2}{1+z_1} \right)^{\gamma_L}, \\ \Phi^*(z_2 = 1) &= \Phi^*(z_1 \sim 0) \left(\frac{1+z_2}{1+z_1} \right)^{\gamma_{\Phi}}, \end{aligned} \quad (4)$$

where we strictly use $z_1 = 0.2$ (the median redshift of the Huang et al. [2006] sample). Parameters γ_L and γ_{Φ} describe the evolution of the L^* and Φ^* parameters with redshift. The values of these parameters at $z \sim 0$ and $z = 1$, corresponding in both cases to a double exponential with $\sigma = 0.36$, produce (see § 4.3)

$$\begin{aligned} \gamma_L &= 3.5 \pm 0.4, \\ \gamma_{\Phi} &= -0.7 \pm 0.1. \end{aligned} \quad (5)$$

This implies a strong positive-luminosity evolution and a mild negative-density evolution between $z \sim 0$ and $z = 1$. The mild negative-density evolution to $z = 1$ refers to the overall normalization Φ^* . However, it is clear from Figure 6 that, within the 8 μm luminosity range spanned by our sample, the density of galaxies at $z = 1$ is larger than that at $z \sim 0$. This is consistent with what has been found by Le Floch et al. (2005) from the analysis of the rest-frame 15 μm LF and confirms, once more, the increasing importance of IR galaxies up to redshift $z \sim 1$. For clarity, the densities of galaxies we obtain by integrating the rest-frame 8 μm LF above different luminosity cuts at different redshifts are shown in Table 5.

By integrating the LF weighted by the luminosity values, over all luminosities, we can obtain the total rest-frame 8 μm luminosity density. In fact, for the obtention of the total luminosity density, the precise limits of integration are irrelevant, provided that the turnover of the LF is completely contained within these limits. Moreover, the use of any of the different laws that are suitable to describe the LF (see § 4.3) produces basically the same value for the luminosity density, as all of them are in close agreement around the turnover.

At $z = 1$, we find that the total rest-frame 8 μm luminosity density is $(1.4 \pm 0.1) \times 10^8$, $(1.3 \pm 0.1) \times 10^8$, and $(1.4 \pm 0.1) \times 10^8 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$ for the cases of a double exponential law with

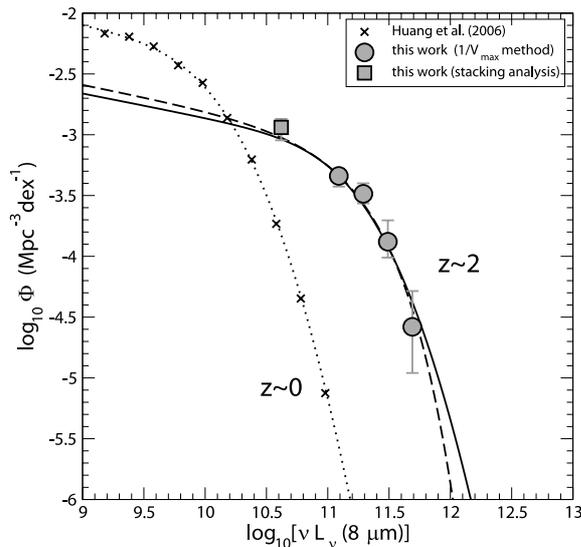


FIG. 7.—Rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies at $z \sim 2$ in the GOODS fields. The filled circles show the LF in the region of completeness of $8 \mu\text{m}$ luminosities, as computed with the $1/V_{\text{max}}$ method. The solid and dashed lines show the $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$ computed with the ML STY method, assuming a double exponential form as in eq. (1) and a Schechter function, respectively. The filled square is an extension of the LF at the faint end, obtained using stacking analysis (see text for details). The addition of this point a posteriori allows us to validate the extrapolated shape of the LF at the faint end. The $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 0$ computed by Huang et al. (2006) has also been added for a comparison.

$\sigma = 0.36$, $\sigma = 0.20$, and a Schechter function, respectively. This is ~ 4.0 – 4.3 times the corresponding luminosity density at $z \sim 0$.

5. THE REST-FRAME $8 \mu\text{m}$ LF AT REDSHIFT $z \sim 2$

5.1. The Rest-Frame $8 \mu\text{m}$ LF for Star-forming Galaxies at Redshift $z \sim 2$

The selection of $24 \mu\text{m}$ galaxies at redshift $z \sim 2$ is particularly suitable to compute the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF. The IR SED of star-forming galaxies is characterized by the presence of PAH emission lines from rest-frame wavelengths $\lambda = 3.3$ through $17 \mu\text{m}$ (Désert et al. 1990). In particular, one of the main features in the SED is the PAH bump around 7.7 and $8.6 \mu\text{m}$, responsible for a positive selection effect on galaxies at $z \sim 1.9$ at $24 \mu\text{m}$ (Caputi et al. 2006c). The light associated with this bump produces a substantial fraction of the observed $24 \mu\text{m}$ output at $z \sim 2$ (the remaining part mainly being produced by AGNs). The study of the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies gives direct information on the luminosity distribution of PAH emission in IR galaxies. In particular at $z \sim 2$, it should allow us to understand this PAH emission distribution when the universe was only one-fourth of its present age.

We compute the rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosity ($\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$) of each galaxy in a similar way as for those galaxies at $0.9 < z < 1.1$. In this case, the width of the redshift bin we consider, $1.7 < z < 2.3$, implies that the observed $24 \mu\text{m}$ maps rest-frame wavelengths $7.2 \mu\text{m} < \lambda_{\text{eff}} < 8.9 \mu\text{m}$. As we have seen in § 4.1, the k -corrections are usually computed based on SED models, which have been calibrated using local IR galaxy templates and other observables. However, we showed that this can be somewhat controversial, especially in the PAH-dominated region, where different models show important discrepancies. To compute the k -corrections from 7.2 – 8.9 to $8 \mu\text{m}$, we can avoid relying on

TABLE 3
THE REST-FRAME $8 \mu\text{m}$ LF FOR STAR-FORMING GALAXIES
AT $z \sim 2$ OBTAINED WITH THE $1/V_{\text{max}}$ METHOD

$\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}})$	$\log_{10} \Phi (\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1})$
11.09.....	$-3.34^{+0.06}_{-0.09}$
11.29.....	$-3.49^{+0.09}_{-0.08}$
11.49.....	$-3.88^{+0.13}_{-0.13}$
11.69.....	$-4.58^{+0.29}_{-0.38}$

any IR SED model by directly using measured rest-frame IR spectra of star-forming galaxies at redshifts $z \geq 1.5$, convolved with the $24 \mu\text{m}$ filter transmission function. These spectra have been obtained with the Infrared Spectrograph (IRS) for *Spitzer* (Lutz et al. 2005; Yan et al. 2005). These spectra correspond to star-forming ULIRGs that are on average brighter than those studied here. In spite of that, the k -corrections derived within the PAH region from these galaxies are expected to be applicable to our galaxies. For example, the equivalent widths of PAH lines in the Yan et al. (2005) star-forming galaxies are comparable to those of other lower luminosity ULIRGs. In general, PAH line equivalent widths appear to be quite independent of the bolometric IR luminosities of star-forming galaxies (Peeters et al. 2004; Brandl et al. 2006).

For the wavelength range considered, the k -correction factors derived from empirical spectra vary between $k = 1$ (at $\lambda_{\text{eff}} = 8 \mu\text{m}$) and $k = 1.44 \pm 0.36$ (at $\lambda_{\text{eff}} = 8.9 \mu\text{m}$). These k -corrections are in good agreement with those predicted by the Lagache et al. (2004) models. The median of the differences is $\sim 5\%$ in the considered wavelength range (7.2 – $8.9 \mu\text{m}$). Thus, the use of empirical k -corrections for our rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$ is consistent with the use of model-dependent k -corrections at $z = 1$.

As at redshift $z = 1$, we compute the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at redshift $z \sim 2$ alternatively using the $1/V_{\text{max}}$ method and the ML analysis. For the star-forming galaxy LF at this redshift, we consider the 132 star-forming galaxies with $1.7 < z < 2.3$ within our sample. The rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies at $z \sim 2$ computed with the two methods is shown in Figure 7 (filled circles for the $1/V_{\text{max}}$ method and solid and dashed lines for the ML analysis) and Tables 3 and 4. The total comoving volume probed at these redshifts is $5.7 \times 10^5 \text{ Mpc}^{-3}$.

For the $1/V_{\text{max}}$ calculation, we computed the error bars taking into account Poisson statistics and the errors on photometric redshifts and k -corrections through Monte Carlo simulations. We constructed 1000 mock catalogs, each one containing 132 galaxies, as the original catalog. The redshift of each source has been allowed to randomly vary following a Gaussian distribution centered at $z_{\text{center}} = z - 0.01$ and with a dispersion $\sigma_z = 0.06(1+z)$ (see § 2.3), where z is the redshift of the source in the original catalog. The redshifts of those sources with spectroscopic determinations have been left unchanged. To include the uncertainties in the k -corrections, we computed the rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosity $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ of each galaxy in the mock catalog allowing the corresponding k -correction to have a random value within the range of its error bar. Once more, we recompute the LF with the $1/V_{\text{max}}$ method for each of the mock catalogs, with exactly the same procedure as for the original catalog. The distribution of the LF values in each $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ bin determines the error bars on our original $1/V_{\text{max}}$ LF.

The LF computed with the $1/V_{\text{max}}$ method that is shown in Figure 7 exclusively corresponds to the region of $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ completeness ($\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}} \geq 10^{11} L_{\odot}$). This is essential to assure that our results are not affected by incompleteness effects.

TABLE 4
PARAMETER VALUES CHARACTERIZING THE REST-FRAME 8 μm LF FOR STAR-FORMING GALAXIES AT $z \sim 2$

Functional Form	α	σ	$\nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}}$ (L_{\odot})	Φ^* ($\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$)
Double exponential (eq. [1])	1.2 (fixed)	0.36 (fixed)	$(8.3^{+1.5}_{-1.1}) \times 10^{10}$	$(9.0^{+2.1}_{-1.7}) \times 10^{-4}$
Schechter (eq. [3])	1.2 (fixed)	...	$(1.62^{+0.20}_{-0.21}) \times 10^{11}$	$(9.3^{+2.1}_{-1.3}) \times 10^{-4}$

Also at these redshifts, we analyze the field-to-field variations computing the rest-frame 8 μm LF in the GOODS/CDF-S and GOODS/HDF-N separately. The results are shown in the right panel of Figure 9. We see that, in spite of the sample variance, the two LFs are still consistent within the error bars.

We perform the ML analysis for the combined fields in the same way as for galaxies at $0.9 < z < 1.1$. Once more, we assume that the double exponential form given by equation (1) with fixed slopes $\alpha = 1.2$ and $1/\sigma^2 = 1/(0.36)^2$ can be used to describe the rest-frame 8 μm LF for star-forming galaxies at $z \sim 2$. In this case, the number of galaxies is not sufficient to allow us to leave the bright-end slope as a free parameter (i.e., the ML algorithm does not converge to reasonable values). Also, the adoption of the same σ -value as at $z \sim 0$ is useful to directly compare the resulting values of L^* and Φ^* at different redshifts. Applying the STY method with a double exponential with $\sigma = 0.36$ to our star-forming galaxies at $z \sim 2$, we obtain that the value of the characteristic luminosity that maximizes the ML estimator is $L^* \equiv \nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}} = (8.3^{+1.5}_{-1.1}) \times 10^{10} L_{\odot}$ and the derived normalization factor is $\Phi^* = (9.0^{+2.1}_{-1.7}) \times 10^{-4} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$. The resulting curve for the ML LF at $z \sim 2$ is indicated with a solid line in Figure 7. Once more, the LF obtained with the ML analysis is in good agreement with that computed with the $1/V_{\text{max}}$ method, confirming that the double exponential form in equation (1) also provides a good description of the 8 μm LF at redshift $z \sim 2$.

As for the LF at $z = 1$, a Schechter function also appears to be an alternative suitable law to describe the rest-frame 8 μm LF for star-forming galaxies at $z \sim 2$ with the ML STY method (*dashed line in Fig. 7*).

5.2. Testing the Faint End of the LF through Stacking Analysis

As we mentioned in § 4.3, the faint-end slope of the IR LF is not well constrained even at $z \sim 0$, and the common procedure is to fix this slope to a given value. One could, however, put into question whether the fixed slope value we use here ($\alpha = 1.2$) is realistic to describe the faint end of the IR LF at different redshifts. In the analysis of the IR LF at redshifts $0 \leq z \leq 1.2$, Le Flocc'h et al. (2005) concluded that the slope at the faint end could not be much steeper than 1.2, as otherwise the faint 24 μm number counts would be overproduced. This result has been confirmed by Zheng et al. (2006), using the stacking analysis at 24 μm of a large sample of $0.1 \leq z \leq 1$ galaxies. The stacking analysis technique allows us to gain about an order of magnitude in the IR flux detection limit (Dole et al. 2006; Zheng et al. 2006).

We do a similar stacking analysis using the $K_s < 21.5$ (Vega mag) galaxy sample presented in Caputi et al. (2006b) for the GOODS/CDF-S. We stack at 24 μm all those galaxies (except AGNs) with redshifts $1.7 < z < 2.3$ that are below the completeness limit of the $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}$ luminosities (i.e., $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}} \lesssim 10^{11} L_{\odot}$ at $z \sim 2$). This includes, of course, all those $K_s < 21.5$ mag galaxies at $1.7 < z < 2.3$ in the GOODS/CDF-S that are not identified in the $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ catalog for the same field. We find that

the average 24 μm flux of these stacked sources is $S(24 \mu\text{m}) = (49.3 \pm 1.7) \mu\text{Jy}$, which implies an average rest-frame 8 μm luminosity $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) \approx 10.6$. To incorporate this stacking point in our differential LF expressed per dex unit, we need to estimate the flux (and thus the luminosity) range covered by the stacking sample. Also, we need to apply a correction factor that accounts for the fact that the $K_s < 21.5$ sample loses completeness in identifying 24 μm galaxies below the $S(24 \mu\text{m}) = 80 \mu\text{Jy}$ limit. We perform both steps using the 24 μm number counts obtained by Papovich et al. (2004). These number counts are already corrected for incompleteness in the 24 μm detections below the flux completeness limits of the Papovich et al. (2004) samples. From the distribution of these number counts with 24 μm flux, we obtain that the average 24 μm flux of our $S(24 \mu\text{m}) < 80 \mu\text{Jy}$ sample will be well reproduced if the stacked galaxies span the flux range $30 \mu\text{Jy} \lesssim S(24 \mu\text{m}) < 80 \mu\text{Jy}$. On the other hand, from the total number counts within this flux range and ignoring the effects of sample variance, we can obtain the average identification completeness produced by the $K_s < 21.5$ sample. We estimate that the $K_s < 21.5$ sample allows us to identify $\sim 79\%$ of the 24 μm galaxies with $30 \mu\text{Jy} \lesssim S(24 \mu\text{m}) < 80 \mu\text{Jy}$. The inverse of the completeness fraction gives us the correction factor for the LF in the stacking luminosity bin. An intrinsic assumption here is that the identification completeness derived for this flux range is the same at all redshifts, so it can be applied to our $1.7 < z < 2.3$ sample. This assumption seems to be very plausible (compare the redshift distributions of the 83 μJy -limited and total 24 μm samples in Fig. 3 of Caputi et al. 2006c).

The resulting stacking point is indicated with a filled square in Figure 7. We note that we only add this point to our rest-frame 8 μm LF at $z \sim 2$ a posteriori, and it does not play any role in the ML analysis. The good agreement between the stacking analysis point and the ML curve confirms that the value fixed for the faint-end slope of the 8 μm LF is adequate, and significantly larger slopes would not reproduce the average density of faint IR galaxies.

We attempted to do a similar stacking analysis for sources at redshifts $0.9 < z < 1.1$, in order to test the faint end of the rest-frame 8 μm LF at redshift $z = 1$. However, the stacking at 24 μm of $K_s < 21.5$ ($K_s < 20.5$ mag) galaxies that are below the 8 μm luminosity completeness limit at those redshifts produces an average source with flux $S(24 \mu\text{m}) = 16.6$ (25.4 μJy). Unfortunately, no information on 24 μm number counts is available for or below such faint fluxes. This fact prevented us from obtaining an extension of the rest-frame 8 μm LF at $z = 1$ for faint luminosities.

5.3. The Evolution of the Rest-Frame 8 μm LF for Star-forming Galaxies from $z \sim 0$ to $z \sim 2$

We can now study the evolution of the rest-frame 8 μm LF from redshifts $z \sim 0$ and $z = 1$ to $z \sim 2$. Figure 8 shows the three LFs in the same plot. Different line styles in this plot correspond

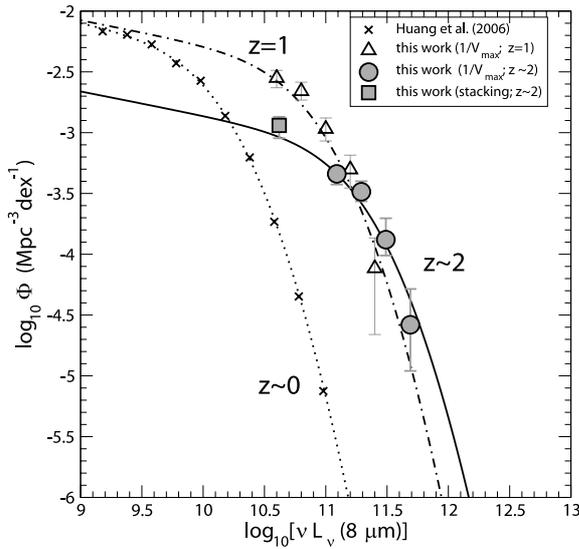


FIG. 8.—Compared rest-frame $8 \mu\text{m}$ LFs for star-forming galaxies at $z = 1$ and ~ 2 , both obtained in the GOODS fields. Symbols and lines are the same as in Fig. 7. The triangles correspond to the LF at $z = 1$, as computed with the $1/V_{\text{max}}$ method. The dot-dashed line is the result of the ML analysis at the same redshift, adopting a double exponential law with $\sigma = 0.36$.

to a double exponential form with $\sigma = 0.36$. As in § 4.4, we can characterize the evolution of L^* and Φ^* with redshift. If we consider

$$\begin{aligned} L^*(z_2 \sim 2) &= L^*(z_1 \sim 0) \left(\frac{1+z_2}{1+z_1} \right)^{\gamma_L}, \\ \Phi^*(z_2 \sim 2) &= \Phi^*(z_1 \sim 0) \left(\frac{1+z_2}{1+z_1} \right)^{\gamma_\delta}, \end{aligned} \quad (6)$$

the derived γ_L and γ_δ at strictly $z_1 = 0.2$ and $z_2 = 1.93$ are

$$\begin{aligned} \gamma_L &= 3.0 \pm 0.4, \\ \gamma_\delta &= -2.1 \pm 0.4. \end{aligned} \quad (7)$$

The obtained γ_L value indicates that the strong positive luminosity evolution of the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF continues up to redshift $z \sim 2$. In contrast, the density evolution has quite a different trend between $z \sim 0$ and $z = 1$ and between $z = 1$ and $z \sim 2$. We showed in § 4.4 that the density of galaxies with $\nu L_\nu^{8 \mu\text{m}} \gtrsim 10^{10.5} L_\odot$ dramatically increases from $z \sim 0$ and $z = 1$. Between $z = 1$ and $z \sim 2$, however, there appears to be a significant negative-density evolution. If we write

$$\begin{aligned} L^*(z_2 \sim 2) &= L^*(z_1 = 1) \left(\frac{1+z_2}{1+z_1} \right)^{\gamma_L}, \\ \Phi^*(z_2 \sim 2) &= \Phi^*(z_1 = 1) \left(\frac{1+z_2}{1+z_1} \right)^{\gamma_\delta}, \end{aligned} \quad (8)$$

with strictly $z_1 = 1$ and $z_2 = 1.93$, we obtain

$$\begin{aligned} \gamma_L &= 2.2 \pm 0.5, \\ \gamma_\delta &= -3.9 \pm 1.0. \end{aligned} \quad (9)$$

A negative-density evolution at high ($z \gtrsim 1$) redshifts has also been found with some of the fittings made for the $12 \mu\text{m}$ LF by Pérez-González et al. (2005). However, these authors conclude that the result of a negative-density evolution should be taken with caution, as it could be produced by incompleteness in the faintest luminosity bins. To test this, we repeat the ML analysis of our rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF by considering only those galaxies with $S_\nu(24 \mu\text{m}) > 120 \mu\text{Jy}$ (which is roughly equivalent to excluding the faintest luminosity bin in the $1/V_{\text{max}}$ method). In this case, the resulting normalization parameter value Φ^* implies $\gamma_\delta = -1.6 \pm 0.6$ and $\gamma_\delta = -2.7 \pm 1.3$ for the evolution between $z \sim 0$ and $z \sim 2$ and between $z = 1$ and $z \sim 2$, respectively. We conclude, then, that the negative-density evolution result is not an effect of a plausible incompleteness at the faintest luminosities.

It should be noted that all this analysis is based on the validity of the same law to describe the LF at different redshifts and the values obtained for γ_L and γ_δ depend on the adopted functional form. A more direct understanding of the evolution of the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF can be achieved by comparing the integrated comoving number densities of galaxies above a given luminosity

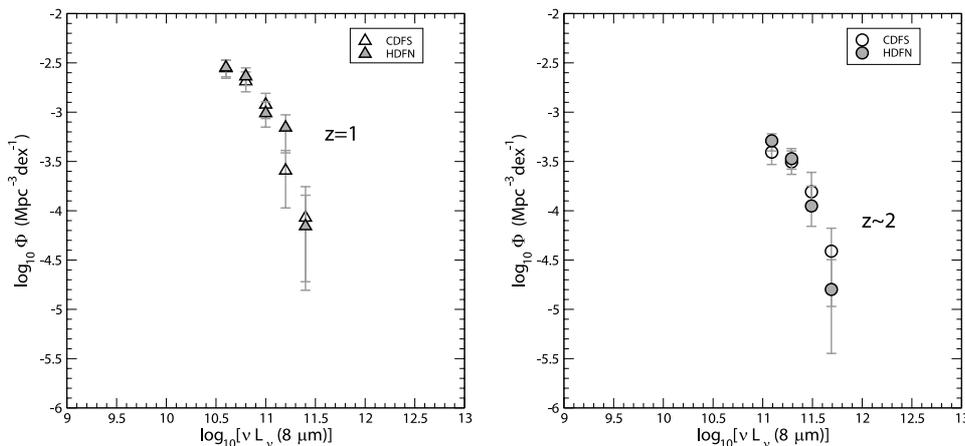


FIG. 9.—Rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies in the GOODS/CDF-S and HDF-N separated, as computed with the $1/V_{\text{max}}$ method. Left: $z = 1$; right: $z \sim 2$.

TABLE 5
NUMBER DENSITIES OF GALAXIES WITH REST-FRAME $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}$ ABOVE DIFFERENT LUMINOSITY CUTS AT DIFFERENT REDSHIFTS

Redshift	Functional Form	$\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 10.5$	$\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 11.0$	$\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 11.5$
$z \sim 0$	DE ($\sigma = 0.36$)	$(4.8 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(6.7 \pm 0.9) \times 10^{-7}$	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^{-9}$
$z = 1$	DE ($\sigma = 0.36$)	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.8 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(6.7 \pm 2.0) \times 10^{-6}$
	DE ($\sigma = 0.20$)	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.7 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(2.1 \pm 1.0) \times 10^{-6}$
	Schechter	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.7 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(2.9 \pm 1.5) \times 10^{-6}$
$z \sim 2$	DE ($\sigma = 0.36$)	$(5.7 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	$(1.7 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
	Schechter	$(5.8 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$(1.7 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

NOTES.—These number densities have been obtained by integrating the functional form appearing in the second column and are expressed in units of Mpc^{-3} . DE stands for double exponential.

cut at different redshifts, as those we present in Table 5. If we restrict to the most luminous galaxies [$\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 11.5$], we find that the number density increases with redshift up to $z \sim 2$. For galaxies with $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 11$, remarkably, the number density appears to be basically the same at redshifts $z = 1$ and $z \sim 2$. Finally, if we consider those galaxies with $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 10.5$, we observe a clear change of trend between $z \sim 0$ and $z = 1$ and between $z = 1$ and $z \sim 2$. While the number density of these galaxies increases by a factor >20 between $z \sim 0$ and $z = 1$, the number density at $z = 1$ decays to half its value by redshift $z \sim 2$. We note that this decrement in intermediate-luminosity galaxies is not an effect of the faint-end slope $\alpha = 1.2$ we assume for our LF. Inspection of Figure 8 shows that only a much higher α -value (which would be inconsistent with the results of stacking analysis) could make equal the number densities of $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) > 10.5$ galaxies at $z = 1$ and $z \sim 2$.

The rest-frame $8\mu\text{m}$ luminosity density we derive at redshift $z \sim 2$ is $(7.5 \pm 0.5) \times 10^7$ [$(7.6 \pm 0.5) \times 10^7$] $L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$, obtained by integrating the double exponential (Schechter) function from the ML analysis. This represents more than twice the $8\mu\text{m}$ luminosity density at $z \sim 0$, but only half the corresponding luminosity density at $z = 1$.

5.4. The Total Rest-Frame $8\mu\text{m}$ LF at Redshift $z \sim 2$

The rest-frame $8\mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$ we presented in § 5.1 has been calculated only taking into account the star-forming galaxies in our $24\mu\text{m}$ -selected sample at $1.7 < z < 2.3$. In this section we recompute the rest-frame $8\mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$ for the GOODS fields considering all the 161 $24\mu\text{m}$ -selected star-forming galaxies and AGNs with $1.7 < z < 2.3$.

We compute the rest-frame $8\mu\text{m}$ luminosities as explained in § 4.2. To determine the k -corrections for the AGNs in our sample, we assume that their SED follows a power law $f_{\nu} \propto \nu^{\alpha_{\text{SED}}}$ (with $\alpha_{\text{SED}} < 0$). For each AGN, we determine the value of α_{SED} using its IRAC $8\mu\text{m}$ and MIPS $24\mu\text{m}$ fluxes.

The results of the total $8\mu\text{m}$ LF calculated with the $1/V_{\text{max}}$ method are indicated with filled diamonds in Figure 10 (see also Table 6). The error bars take into account Poisson errors and Monte Carlo simulations on the redshift and luminosity catalogs, as explained in § 5.1. Comparing this total $8\mu\text{m}$ LF with that obtained only for star-forming galaxies (Fig. 7), we can see that AGNs mainly dominate the very bright end. This excess of very bright sources suggests that neither the double exponential form given in equation (1) nor a Schechter function is optimal to describe the bright end of the total $8\mu\text{m}$ LF. At fainter magnitudes, however, the star-forming galaxy and total LF show no significant difference, so we can safely assume the same behavior at the faint end.

Thus, to compute the total rest-frame $8\mu\text{m}$ LF with the STY method, we consider a combination of an exponential and a power law, as follows:

$$\Phi(L) = \begin{cases} \Phi^* \frac{1}{\text{const}} \left(\frac{L}{L^*}\right)^{1-\alpha} \\ \quad \times \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2} \log_{10}^2\left(1 + \frac{L}{L^*}\right)\right], & L \leq L^*, \\ \Phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{1-\beta}, & L > L^*, \end{cases} \quad (10)$$

where β is the slope at the bright end and the constant $\text{const} = \exp\{-1/(2\sigma^2)\log_{10}^2(2)\}$ guarantees continuity at $L = L^*$. The stacking analysis point (square in Fig. 10) is only added a posteriori to check the consistency of the results. In contrast to the $8\mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies, the bright end of the total $8\mu\text{m}$ LF is sufficiently well constrained as to allow us to leave β as a free parameter. At the faint end, we fix $\alpha = 1.2$ and

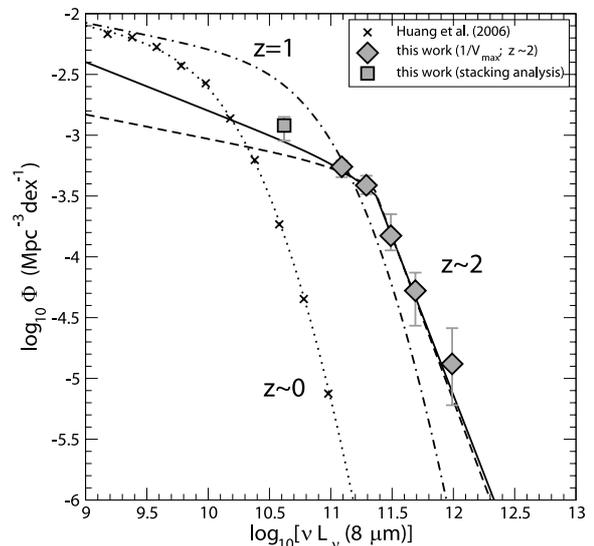


FIG. 10.—Rest-frame $8\mu\text{m}$ LF for all the $24\mu\text{m}$ -selected galaxies (i.e., star-forming galaxies and AGNs) at $z \sim 2$. The diamond-like symbols indicate the LF computed with the $1/V_{\text{max}}$ method. The dashed and solid lines show the LF computed with the ML analysis, assuming the functional form given in eq. (10) with $\alpha = 1.2$ and 1.4 , respectively. The remaining symbols and line styles are the same as in Fig. 8.

TABLE 6
THE REST-FRAME 8 μm LF FOR ALL GALAXIES
AT $z \sim 2$ OBTAINED WITH THE $1/V_{\text{max}}$ METHOD

$\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}})$	$\log_{10}\Phi(\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1})$
11.09.....	$-3.26^{+0.05}_{-0.09}$
11.29.....	$-3.41^{+0.08}_{-0.07}$
11.49.....	$-3.83^{+0.18}_{-0.12}$
11.69.....	$-4.28^{+0.15}_{-0.29}$
11.99.....	$-4.88^{+0.29}_{-0.34}$

$\sigma = 0.36$, as in § 5.1. The free-parameter values that yield the maximum likelihood are $\beta = 3.7^{+0.4}_{-0.3}$, $L^* \equiv \nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}} = (2.29^{+0.16}_{-0.15}) \times 10^{11} L_{\odot}$, and the derived normalization is $\Phi^* = (3.52^{+0.16}_{-0.13}) \times 10^{-4} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$. The resulting ML function is plotted with a dashed line in Figure 10. We observe that while this ML LF is in very good agreement with that obtained from the $1/V_{\text{max}}$ method, the stacking analysis point indicates that the faint end is being underproduced.

At luminosities $11.0 \leq \log_{10}(\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}) \leq 11.4$, the $1/V_{\text{max}}$ 8 μm LFs for star-forming and all galaxies are basically coincident. However, the slope value α that was suitable to describe the former does not seem sufficient to explain the faint end of the total LF. The explanation for this apparent contradiction is that the values of the different free parameters are coupled, and actually the definition of faint/bright ends depends on the value of L^* . In the case of the total rest-frame 8 μm LF at $z \sim 2$, the value of the characteristic luminosity L^* is significantly higher than the ML value of L^* for the star-forming galaxy LF. We recompute then the STY ML estimator for the total LF fixing the slope to a higher value $\alpha = 1.4$. The free-parameter values that yield the maximum likelihood in this case are $\beta = 3.6^{+0.5}_{-0.3}$, $L^* \equiv \nu L_{\nu}^{*8\mu\text{m}} = (2.34^{+0.29}_{-0.15}) \times 10^{11} L_{\odot}$, and the derived normalization is $\Phi^* = (3.17^{+0.15}_{-0.28}) \times 10^{-4} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$. The ML values of β and L^* are in agreement with those corresponding to $\alpha = 1.2$, within the error bars. This indicates the robustness of the determination of the bright end and the turnover of the total 8 μm LF with our survey. The resulting ML curve for the case with $\alpha = 1.4$ is plotted with a solid line in Figure 10. This new curve appears to be consistent with the stacking analysis point.

By integrating the obtained STY LF, we can compute the 8 μm luminosity density associated with the total IR galaxy population at $1.7 < z < 2.3$. This luminosity density is $\sim (9.0 \pm 0.6) \times 10^7 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$, i.e., ~ 2.7 times the total 8 μm luminosity density at $z \sim 0$. Comparing the total 8 μm luminosity density at $z \sim 2$ to that for only star-forming galaxies at the same redshift, $(7.5 \pm 0.5) \times 10^7 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$, we conclude that AGNs have a minor contribution to this luminosity density even at high z ($\sim 17\%$ at $z \sim 2$).

6. THE BOLOMETRIC IR LF AT REDSHIFTS $z = 1$ AND $z \sim 2$

6.1. The Conversion from $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}$ to Bolometric $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$

6.1.1. A New Empirical Calibration Based on *Spitzer* Galaxies

In § 5 we studied the rest-frame 8 μm LF at redshift $z \sim 2$ and its evolution from $z \sim 0$. The aim of this section is to extend this study to the bolometric IR (i.e., $5 \mu\text{m} \leq \lambda < 1000 \mu\text{m}$) LF. The bolometric IR luminosity of a galaxy is produced by the thermal emission of its gas content. In star-forming galaxies, the UV/optical radiation produced by young stars heats the interstellar dust and the reprocessed light is emitted in the IR. For this reason, in star-forming galaxies, the bolometric IR luminosity

allows us to obtain a direct and quite unbiased estimate of the current star formation activity.

Different methods to convert νL_{ν} luminosities into bolometric IR luminosities $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ are common in the literature. Most of them rely on calibrations made using nearby galaxies in *IRAS* or *ISO* catalogs (e.g., Chary & Elbaz 2001; Elbaz et al. 2002; Takeuchi et al. 2005) or on the use of semiempirical SEDs (e.g., Dale & Helou 2002; Lagache et al. 2003, 2004; Dale et al. 2005). The extrapolation of these νL_{ν} - $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relations to high-redshift galaxies can be justified with different recent results. For example, Egami et al. (2004) showed that composite SEDs of high- z IR galaxies are well described by local templates. Also, IR galaxy models that assume such similarity in the SEDs can fit the 24, 70, and 160 μm number counts simultaneously (Lagache et al. 2004). Nevertheless, there is always some controversy on the large error bars that can be involved in the νL_{ν} - $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversions applied to high redshifts. For example, Dale et al. (2005) claim that the use of 24 μm data (rest-frame 8 μm at $z \sim 2$) can produce an uncertainty of up to a factor of 5 in the derived bolometric IR luminosity of $z \sim 2$ galaxies.

To explore this issue, Bavouzet et al. (2006) studied different νL_{ν} - $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relations using *Spitzer* low- to intermediate-redshift galaxies. Their sample consists of 24 μm -selected galaxies with $R < 20$ (Vega mag) in three different fields, namely, the Böotes and the *Spitzer* First Look Survey fields and the extended CDF-S. The selection criterion of this sample is the detection of each galaxy in the IRAC 8 μm channel and in all three MIPS bands (i.e., at 24, 70, and 160 μm). All these galaxies have either spectroscopic or COMBO17 photometric redshifts and span the redshift range $0.0 \leq z \leq 0.6$. AGNs have been removed from their sample.

To measure the bolometric IR luminosity $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ of each galaxy at redshift z , Bavouzet et al. (2006) used the 8–160 μm fluxes. To integrate the corresponding empirical SED in each case, they summed up the areas below contiguous rectangles centered at rest-frame wavelengths 8 $\mu\text{m}/(1+z)$, 24 $\mu\text{m}/(1+z)$, 70 $\mu\text{m}/(1+z)$, and 160 $\mu\text{m}/(1+z)$. At longer wavelengths, they approximated the SED beyond $\lambda > [160 + (160 - 70)/2]/(1+z) = 205 \mu\text{m}/(1+z)$ with a triangle of slope -4 . This slope is consistent with the modified blackbody emission in the far-IR produced by big grains of dust thermalized at a temperature $T \sim 15$ – 20 K (Draine & Lee 1984; Contursi et al. 2001). In fact, Bavouzet et al. (2006) found that the use of any slope between -3.5 and -4.5 produced variations $< 1\%$ on the computed bolometric luminosities. It is important to emphasize that the measurements of bolometric IR luminosities made by Bavouzet et al. (2006) are purely based on *Spitzer* data and are completely independent of any model template.

The resulting $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ versus rest-frame $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}$ relation for the Bavouzet et al. (2006) sample is shown in Figure 11 (*plus signs*). In this work, however, we restrict the analysis only to those 93 galaxies in the Bavouzet et al. (2006) sample that have $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}} > 10^{10} L_{\odot}$ and signal-to-noise ratio $S/N > 3$ in all the MIPS bands. The rest-frame 8 μm luminosities have been obtained applying k -corrections that do depend on different SED models (Chary & Elbaz 2001; Elbaz et al. 2002; Lagache et al. 2004). The $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}$ - $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relation for these galaxies can be fitted with the following law (*dashed line in Fig. 11*):

$$L_{\text{bol}}^{\text{IR}} = 1.91 [\nu L_{\nu}(8 \mu\text{m})]^{1.06}, \quad (11)$$

with $\nu L_{\nu}(8 \mu\text{m})$ and $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ expressed in units of L_{\odot} . The 1σ dispersion for this relation is $\sim 55\%$. This formula is directly applicable in the redshift range $0.0 \leq z \leq 0.6$. We refer the reader to

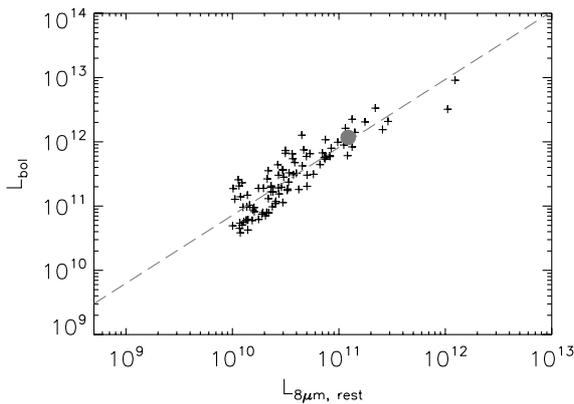


FIG. 11.—Bolometric IR vs. rest-frame $8\ \mu\text{m}$ luminosity relation for galaxies with $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}} > 10^{10}\ L_{\odot}$ in the Bavouzet et al. (2006) sample. The plus signs indicate individual galaxies at redshifts $0.0 < z < 0.6$. The dashed line shows the best-fit relation. The filled circle shows the resulting average value of $(\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}; L_{\text{bol}}^{\text{IR}})$ for a sample of galaxies at $1.3 < z < 2.3$, as obtained through stacking analysis in the GOODS/CDF-S. This point shows that the average relation between $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ and $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ for $1.3 < z < 2.3$ galaxies is basically the same as for galaxies at $0.0 < z < 0.6$.

the Bavouzet et al. (2006) paper for a generalized version of this formula including $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}} < 10^{10}\ L_{\odot}$ galaxies.

To assess whether the formula displayed in equation (11) could also be suitable to perform the $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversion for higher redshift galaxies, Bavouzet et al. (2006) used the $24\ \mu\text{m}$ -selected galaxy samples in the GOODS/CDF-S and HDF-N (the same samples we use in this work). Of course, the bolometric luminosity of the vast majority of $z \geq 1$ galaxies cannot be empirically measured, as they are below the confusion limits of the *Spitzer* MIPS images at 70 and $160\ \mu\text{m}$. However, the average far-IR flux produced by these high-redshift sources can be recovered through stacking analysis (Dole et al. 2006).

Bavouzet et al. (2006) stacked all those $24\ \mu\text{m}$ sources in the GOODS fields that lie at redshifts $1.3 < z < 2.3$, with a median redshift $z \approx 1.68$. The resulting $(\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}; L_{\text{bol}}^{\text{IR}})$ value obtained with the stacking analysis is indicated with a filled circle in Figure 11. The $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ value for this point is corrected for the subestimation of the far-IR flux that is produced on high-redshift sources by using the triangle approximation method explained above. This correction is about 10%–15%. The locus occupied by the high-redshift stacked sources in the $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ diagram strongly suggests that the relation described by equation (11) is also valid to link the $8\ \mu\text{m}$ and bolometric IR luminosities of IR galaxies at $1.3 < z < 2.3$.

Thus, in this work we make use of the Bavouzet et al. (2006) relation described by equation (11) to convert the rest-frame $8\ \mu\text{m}$ of our star-forming galaxies into bolometric IR luminosities. We use these resulting bolometric IR luminosities to compute the corresponding LF for star-forming galaxies at $z = 1$ and $z \sim 2$ that we present in § 6.2. As we explain in that section, the 55% dispersion found for the $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relation largely dominates the error budget of the bolometric IR LF.

As a final comment, we would like to discuss why the relation obtained by Bavouzet et al. (2006) predicts a significantly smaller dispersion on the values of bolometric IR luminosities $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ obtained from rest-frame $8\ \mu\text{m}$ fluxes than that predicted by Dale et al. (2005). First, the Dale et al. (2005) sample includes nearby galaxies of a very different nature, and they even make separate studies of different IR regions within the same IR galaxy.

Thus, because of its selection, it is expected that the Dale et al. (2005) sample displays a larger variety of IR properties than the Bavouzet et al. (2006) sample. Furthermore, to extrapolate their conclusions to high redshifts, Dale et al. (2005) make use of the complete set of Dale & Helou (2002) models. However, the majority ($\geq 75\%$) of their wide range of observed SEDs only correspond to roughly half of these models (see figures in Dale et al. 2005). The Bavouzet et al. (2006) sample has been selected with a more homogeneous criterion and includes galaxies up to intermediate ($z \approx 0.6$) redshifts. Thus, these galaxies are more likely representative of the typical galaxies selected in IR surveys. A thorough discussion of this issue is presented in the Bavouzet et al. (2006) paper.

6.1.2. Comparison between Different $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ Calibrations

Several different laws to convert $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ into bolometric IR luminosities $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ are of common use in the literature. We analyze here how these different calibrations compare to the relation empirically derived from *Spitzer* galaxies by Bavouzet et al. (2006).

Figure 12 shows the bolometric IR $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ versus $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ luminosity relations (*left panel*) and the derived conversion factors $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}/\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ (*right panel*), both versus $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$, as obtained using different calibrations or derived from different IR SED models. The thick solid line shows the empirical relation obtained by Bavouzet et al. (2006). The thick dashed and dotted lines correspond to the relations derived using the Lagache et al. (2004) and the Chary & Elbaz (2001) and Elbaz et al. (2002) templates, respectively. To obtain these relations, we convolve all these templates with the transmission function of the MIPS $24\ \mu\text{m}$ filter. We find that the Lagache et al. (2004) model predicts a $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relation that is in close agreement with the Bavouzet et al. (2006) empirical calibration over all $8\ \mu\text{m}$ luminosities. The Chary & Elbaz (2001) templates, on the contrary, appear to overproduce the $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversion. The differences with the Bavouzet et al. (2006) calibration are only within a factor of ~ 2 for galaxies with $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}} < 10^{11}\ L_{\odot}$ but become dramatically larger at higher luminosities.

Previous comparisons of the $\nu L_{\nu}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relations predicted by different models have not detected such dramatic differences (see, e.g., Le Floch et al. 2005). These previous comparisons analyzed longer rest-frame wavelengths, beyond the PAH-dominated region in the SEDs. The comparison we present here is made in the most critical SED region, where different models show the largest discrepancies (see also Fig. 5). From this comparison, we find that the use of the Chary & Elbaz (2001) templates to convert $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ into $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ luminosities leads to significantly overproduced bolometric IR luminosity values for galaxies with $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}} > 10^{11}\ L_{\odot}$.

In Figure 12 we also show the $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ to $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ derived from the Wu et al. (2005) formulae (*thin dashed lines*), which link $8\ \mu\text{m}$ luminosities and star formation rates. The bolometric IR luminosities have been recovered using $\text{SFR} = 1.72 \times 10^{-10} L_{\text{IR}}$ (Kennicutt 1998). Finally, the thin dot-dashed line shows the relation used in Reddy et al. (2006b). In the latter relation, the $8\ \mu\text{m}$ luminosities refer to the convolution in the wavelength range $\sim 5\text{--}8.5\ \mu\text{m}$, which is somewhat different from the transmission windows of the MIPS $24\ \mu\text{m}$ filter ($\sim 6.6\text{--}9.4\ \mu\text{m}$ at $z \sim 2$) or the IRAC $8\ \mu\text{m}$ filter ($\sim 6.5\text{--}9.5\ \mu\text{m}$; Fazio et al. 2004). Once corrected for this difference, the Reddy et al. (2006b) relation becomes closer to the Bavouzet et al. (2006) *Spitzer* calibration.

In this work we use the new *Spitzer*-based calibration given by equation (11) to convert $\nu L_{\nu}^{8\ \mu\text{m}}$ luminosities into bolometric IR luminosities $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$. After computing the bolometric IR LF, we analyze the contribution of LIRGs and ULIRGs to the total number

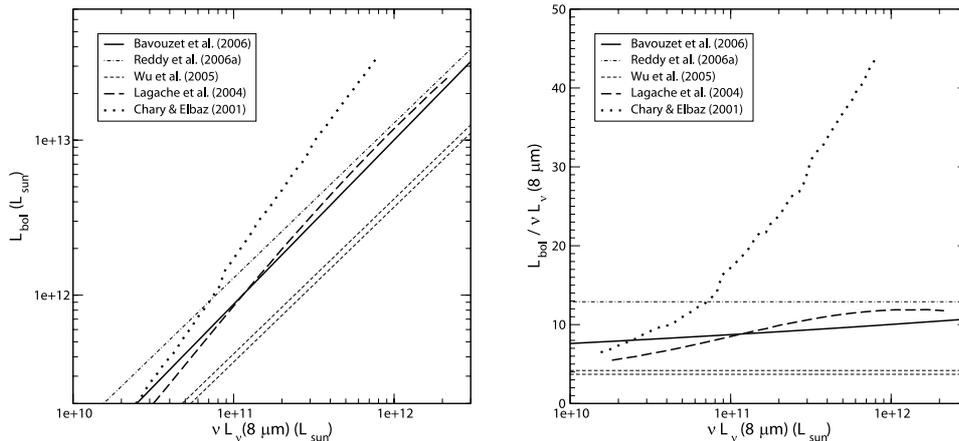


FIG. 12.—Comparison between different $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ vs. $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ relations (*left*) and derived conversion factors vs. $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ (*right*), as obtained from different calibrations available in the literature.

and luminosity densities of IR galaxies at different redshifts. We warn the reader, however, of the implications of the differences between the $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversions shown in Figure 12. For example, the Chary & Elbaz (2001) conversion classifies as ULIRGs those sources with $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}} \geq 8 \times 10^{10} L_{\odot}$, while the Bavouzet et al. (2006) relation implies that only galaxies with $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}} \geq (1.1-1.2) \times 10^{11} L_{\odot}$ are ULIRGs. These differences should be kept in mind when comparing different results from the literature, where different conversion laws are used.

6.2. The Bolometric IR LF for Star-forming Galaxies and Its Evolution to Redshift $z \sim 2$

As we have seen in § 6.1.2, some calibrations used in the literature to convert 8 μm into bolometric IR luminosities are quite discrepant with the empirical calibration obtained from *Spitzer* galaxies. Thus, to properly compare the bolometric IR LF at different redshifts, we convert the different 8 μm LFs using the Bavouzet et al. (2006) relation shown in equation (11). The results are shown in Figure 13.

First, we transform the Huang et al. (2006) 8 μm LF at $z \sim 0$ and compute the corresponding minimum χ^2 fitting, using the functional form given in equation (1). For the bolometric IR LF at $z \sim 0$, we obtain the following best-fit parameter values: $\sigma = 0.39 \pm 0.01$, $L_{\text{IR}}^* = (4.0 \pm 0.2) \times 10^{10} L_{\odot}$, and $\Phi^* = (5.4 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3} \text{ dex}^{-1}$. The resulting best-fit curve to the bolometric IR LF at $z \sim 0$ is shown with a dotted line in Figure 13.

The best-fit value we find for the slope at the bright end at $z \sim 0$, i.e., $\sigma = 0.39$, is very similar to the value obtained for the bright-end slope of the rest-frame 8 μm LF ($\sigma = 0.36$) at the same redshift. This similarity is due to the fact that the $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversion is quasi-linear.

At redshifts $z = 1$ and $z \sim 2$, we compute the bolometric IR luminosities $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ of all our star-forming galaxies in the relevant redshift ranges by transforming their rest-frame 8 μm luminosities $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}$ using equation (1). We then obtain the bolometric IR LF using, alternatively, the $1/V_{\text{max}}$ method and the ML STY analysis.

The upward-pointing triangles and circles in Figure 13 show the bolometric IR LF at $z = 1$ and $z \sim 2$, respectively, both computed with the $1/V_{\text{max}}$ method. These LFs are only shown in the bins of completeness in $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ luminosities, given the flux limits of our sample and the redshifts corresponding to each case. As for

the rest-frame 8 μm LF, we applied small correction factors to account for the 5%–6% identification incompleteness of the $S(24 \mu\text{m}) > 80 \mu\text{Jy}$ galaxy sample. For both LFs, the error bars have been determined through Monte Carlo simulations, in a similar way as described in § 5.1. The mock catalogs generated in the simulations take into account the error bars in the redshift determinations, in the case of photometric redshifts. However, in the case of the bolometric luminosities, the error budget is mainly dominated by the uncertainty associated with the $\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}-L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversion. To take into account this error, we assign to each galaxy in the mock catalogs a random bolometric IR luminosity. This random luminosity $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ is taken from a Gaussian distribution centered at the value given by equation (11) for the corresponding galaxy and with a 55% dispersion. The recomputation of the LF with the $1/V_{\text{max}}$ method on all the mock catalogs allows us to determine the error bars on the original LF calculation.

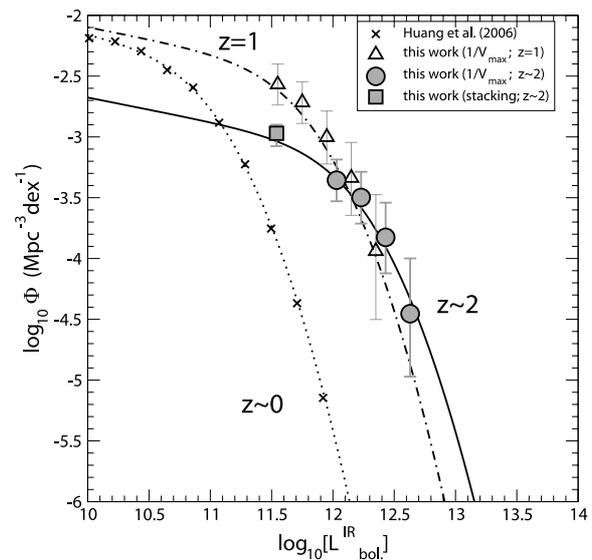


FIG. 13.—Evolution of the bolometric IR LF for star-forming galaxies from redshift $z = 0$ to ~ 2 . Symbols and line styles are the same as in Fig. 8.

TABLE 7
PARAMETER VALUES CHARACTERIZING THE BOLOMETRIC IR LF FOR STAR-FORMING GALAXIES AT $z = 1$ AND $z \sim 2$

Redshift	Functional Form	α	σ	L_{IR}^* (L_{\odot})	Φ^* ($\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$)
$z = 1$	Double exponential (eq. [1])	1.2	0.39 (fixed)	$(2.5^{+0.4}_{-0.3}) \times 10^{11}$	$(4.0^{+0.6}_{-0.5}) \times 10^{-3}$
$z \sim 2$	Double exponential (eq. [1])	1.2	0.39 (fixed)	$(6.3^{+1.1}_{-0.9}) \times 10^{11}$	$(9.2^{+2.2}_{-1.7}) \times 10^{-4}$

The dot-dashed and solid lines in Figure 13 indicate the bolometric IR LF at $z = 1$ and $z \sim 2$, respectively, obtained with the ML analysis. We computed the bolometric IR LF using the STY method, assuming the functional form described in equation (1). The faint- and bright-end slope values have been fixed to the $z \sim 0$ values, i.e., $\alpha = 1.2$ and $\sigma = 0.39$, respectively. At $z = 1$, we obtain that the value of the characteristic luminosity that yields the ML is $L_{\text{IR}}^* = (2.5^{+0.4}_{-0.3}) \times 10^{11} L_{\odot}$. The corresponding normalization factor is $\Phi^* = (4.0^{+0.6}_{-0.5}) \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$. At $z \sim 2$, the ML characteristic luminosity is $L_{\text{IR}}^* = (6.3^{+1.1}_{-0.9}) \times 10^{11} L_{\odot}$ and the corresponding normalization factor is $\Phi^* = (9.2^{+2.2}_{-1.7}) \times 10^{-4} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$ (see Table 7). The error bars on L_{IR}^* include the uncertainty produced by the 55% dispersion in the $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}} - L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relation, incorporated through the mock catalogs described above. Consistently with the results obtained in §§ 4.3 and 5.1, the LFs independently calculated with the $1/V_{\text{max}}$ method and the ML STY technique are in very good agreement.

Using also the $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}} - L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relation given in equation (11), we compute the corresponding contribution of the stacked galaxies at $z \sim 2$, which are below the $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ completeness limit of the sample, to the bolometric IR LF. Once more, the stacking analysis point appears in very good agreement with the extrapolation given by the ML analysis at the faint end of the LF.

Given the quasi-linearity of the $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}} - L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversion, the evolution we find for the bolometric IR LF from $z \sim 0$ to $z \sim 2$ is very similar to the evolution observed for the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF. For the bolometric IR LF, this implies the following:

1. The number density of galaxies with $L_{\text{bol}}^{\text{IR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$ substantially increases from the local universe to $z = 1$ (see Table 8). This confirms the increasing importance of the LIRG and ULIRG populations between these redshifts (see, e.g., Le Floch et al. 2005).
2. Surprisingly, at $z \sim 2$, the number density of star-forming ULIRGs (i.e., sources with $L_{\text{bol}}^{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$) is only slightly larger than at $z = 1$. This result is the combination of several factors: first, the exclusion of AGNs in this analysis produces a relatively low density of ULIRGs at $z \sim 2$, as we have seen in § 5.4 that AGNs dominate the bright end of the IR LF; second, the use of the $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}} - L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversion given in equation (11), which, in comparison to the Chary & Elbaz (2001) templates that are of common use in the literature, produces ULIRGs only from larger $\nu L_{\nu}^{8\mu\text{m}}$ luminosities (see Fig. 12).

3. The number density of LIRGs (i.e., sources with $10^{11} L_{\odot} < L_{\text{bol}}^{\text{IR}} < 10^{12} L_{\odot}$) appears to be smaller at $z \sim 2$ than at $z = 1$. Although the limits of our survey do not allow us to directly observe LIRGs at $z \sim 2$, the ML analysis suggests this result, which is in turn validated through the stacking analysis of $z \sim 2 K_s$ -band galaxies.

Thus, the ratio between the number densities of star-forming ULIRGs and LIRGs increases from $z = 1$ to $z \sim 2$. However, within our sample and given our star-forming galaxy/AGN separation, this effect appears to be mainly produced by a decrement in the density of LIRGs by $z \sim 2$, rather than a significant increment in the density of star-forming ULIRGs. If our AGN separation criterion were excluding galaxies whose bolometric IR emission is actually dominated by star formation, then the relative importance in the number density of star-forming ULIRGs would be, of course, even larger at $z \sim 2$.

We note that the decrement we find in the number density of LIRGs between $z = 1$ and $z \sim 2$ is not influenced at all by the AGN separation criterion.

6.3. Comparison with Other Works

As we have seen in § 6.1.2, many different recipes are used in the literature to convert νL_{ν} into $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ luminosities. And even different conversions made from the same wavelength (in particular, rest-frame $8 \mu\text{m}$) may lead to nonnegligible discrepancies in the derived $L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ luminosities. In spite of these differences, it is still instructive to compare the results of different bolometric IR LF calculations.

Figure 14 compares the bolometric IR LF obtained in this work with those derived by other authors, at different redshifts. In the left panel we show the local bolometric IR LF computed from the *IRAS* revised galaxy sample (Sanders et al. 2003; *diamonds*) and the bolometric IR LF derived in this work from the Huang et al. (2006) rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 0.2$. The difference between the two is mainly due to a real evolution between $z = 0$ and $z \sim 0.2$. In the same panel, we also compare our bolometric IR LF at $z = 1$ with that obtained by Le Floch et al. (2005) at $z = 0.9$. We observe that both LFs are in good agreement, taking into account the error bars and the evolution expected between these redshifts (cf. Le Floch et al. 2005).

In the right panel of Figure 14 we show our bolometric IR LF at redshift $z \sim 2$, compared to that derived from Pérez-González

TABLE 8
NUMBER DENSITIES OF STAR-FORMING LIRGS AND ULIRGS AT DIFFERENT REDSHIFTS

Redshift	Functional Form	$\log_{10} L_{\text{bol}}^{\text{IR}} > 11$	LIRG	ULIRG
$z \sim 0$	DE ($\sigma = 0.39$)	$(4.1 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(4.1 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(3.9 \pm 0.7) \times 10^{-7}$
$z = 1$	DE ($\sigma = 0.39$)	$(2.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(2.5 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$
$z \sim 2$	DE ($\sigma = 0.39$)	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(9.5 \pm 1.5) \times 10^{-4}$	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-4}$

NOTES.—These number densities have been obtained by integrating the functional form appearing in the second column and are expressed in units of Mpc^{-3} . DE stands for double exponential.

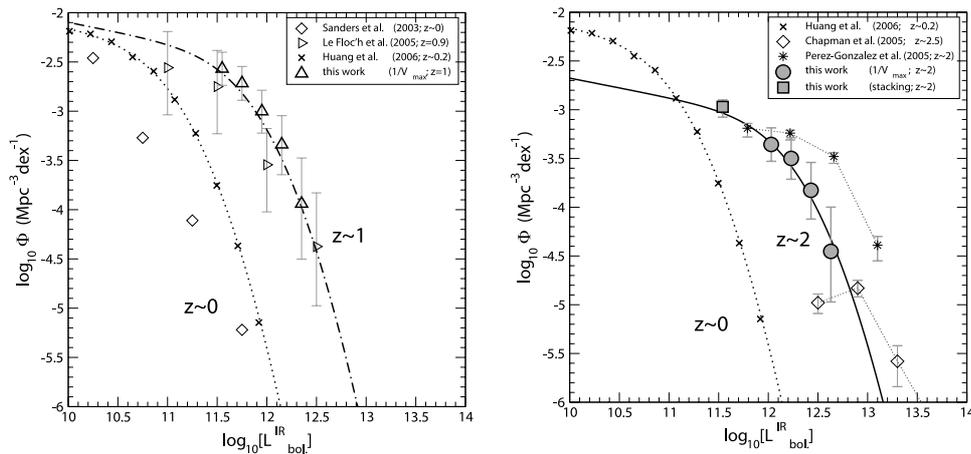


Fig. 14.—Bolometric IR LF obtained in this work compared to the determinations of other authors at similar redshifts: $z \sim 1$ (left) and $z \sim 2$ (right).

et al. (2005) at a similar redshift and that computed from radio-detected submillimeter galaxies at $z \sim 2.5$ (Chapman et al. 2005).

The bolometric IR LF derived from Pérez-González et al. (2005; *asterisks in Fig. 14*) has been obtained by converting their rest-frame $12 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 2$, using the same recipe adopted by these authors to obtain bolometric IR luminosity densities (see eq. [1] in their paper). This conversion corresponds to the Chary & Elbaz (2001) $\nu L_{\nu}^{12 \mu\text{m}} - L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ formula. Our bolometric IR LF at $z \sim 2$ is in agreement, within the error bars, with that derived from Pérez-González et al. (2005) at luminosities $L_{\text{bol}}^{\text{IR}} \lesssim 10^{12.5} L_{\odot}$. At brighter luminosities, however, the two LFs present significant discrepancies. The differences between the two are produced by two factors: (1) the AGN exclusion; Pérez-González et al. (2005) only exclude the most extreme cases of AGNs, while here we adopt a more extensive separation criterion; (2) the different $\nu L_{\nu} - L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ conversions: as we have seen in § 6.1.2, the most drastic differences between the empirical *Spitzer*-based conversion we use in this work and that derived from the Chary & Elbaz (2001) and Elbaz et al. (2002) templates occur at luminosities $L_{\text{bol}}^{\text{IR}} \gtrsim 10^{12} L_{\odot}$. This comparison illustrates the impact of using different $\nu L_{\nu} - L_{\text{bol}}^{\text{IR}}$ relations, especially at high redshifts, where the most luminous IR galaxies are dominant.

The bolometric IR luminosities derived from radio-detected submillimeter galaxies only can trace the very bright end of the bolometric IR LF. The diamonds in the right panel of Figure 14 correspond to the submillimeter-derived bolometric IR LF at $z \sim 2.5$, as obtained by Chapman et al. (2005). This LF does not exclude AGNs and quickly loses completeness at $L_{\text{bol}}^{\text{IR}} \lesssim 10^{13} L_{\odot}$. Taking into account these facts and the differences in redshift, we find that the Chapman et al. (2005) bolometric IR LF at $z \sim 2.5$ is consistent with our LF based on $24 \mu\text{m}$ -selected galaxies at $z \sim 2$.

6.4. The Evolution of the Bolometric IR Luminosity Density

One of the final aims of computing the bolometric IR LF is to obtain an estimate of the IR luminosity density (in our case associated with star-forming galaxies) at a given look-back time. Previous works agree in a strong evolution of the IR luminosity density from the local universe up to redshift $z \sim 1$ (e.g., Flores et al. 1999; Gispert et al. 2000; Pozzi et al. 2004; Le Floch et al. 2005). At higher redshifts, the situation is less clear, as only recently are IR facilities allowing us to put constraints on the IR universe at $z \gtrsim 1$.

Given the discrepancies existing between different recipes to obtain bolometric IR luminosities (see § 6.1.2), we need to use the bolometric IR LF obtained with the same conversion at different redshifts, in order to properly compute the evolution of the IR luminosity density.

Figure 15 shows the evolution of the comoving IR luminosity density as a function of redshift. Our determinations of the IR luminosity density at $z = 1$ and $z \sim 2$ (strictly $z = 1.93$) are indicated with a filled upward-pointing triangle and circle, respectively: $\Omega_{\text{IR}}(z = 1) = (1.2 \pm 0.2) \times 10^9 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$ and

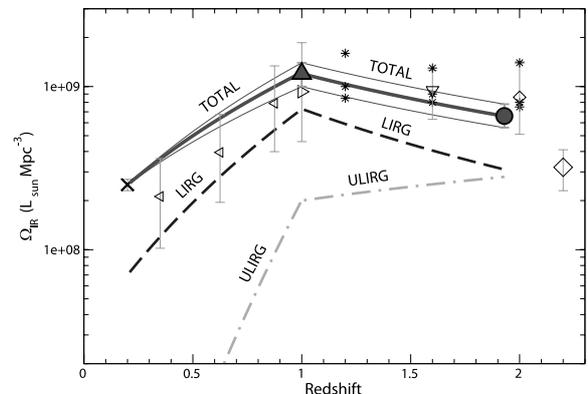


Fig. 15.—Evolution of the comoving bolometric IR luminosity density with redshift. The filled upward-pointing triangle and circle at redshifts $z = 1$ and 1.93 indicate the estimations of the respective bolometric IR luminosity density obtained in this work: $\Omega_{\text{IR}} = (1.2 \pm 0.2) \times 10^9$ and $(6.6^{+1.2}_{-1.0}) \times 10^8 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$. The density at $z = 0.2$ has been obtained from the bolometric IR LF derived from the $8 \mu\text{m}$ LF by Huang et al. (2006). The thick solid line corresponds to an interpolation between these redshifts, assuming a $[(1+z_2)/(1+z_1)]^2$ evolution. The thin solid lines indicate error bars on this evolution. Dashed and dot-dashed lines show the contributions of LIRGs and ULIRGs, respectively, at different redshifts. Other symbols refer to IR luminosity densities taken from the literature and based on different data sets: *ISO* mid-IR (Flores et al. 1999; left-pointing triangles), *Spitzer* mid-IR (Le Floch et al. 2005; Pérez-González et al. 2005; right-pointing triangle and asterisks, respectively), submillimeter (Barger et al. 2000; Chapman et al. 2005; small and large diamonds, respectively), and radio (Haarsma et al. 2000; downward-pointing triangle). Some of these IR luminosity densities have been obtained from the star formation rate densities compiled by Hopkins (2004) and converted with the Kennicutt (1998) formula $\text{SFR} = 1.72 \times 10^{10} L_{\text{IR}}$. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

$\Omega_{\text{IR}}(z \sim 2) = (6.6_{-1.1}^{+1.2}) \times 10^8 L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$. We obtain the values of these luminosity densities by integrating our respective bolometric IR LFs obtained with the ML likelihood analysis, weighted with the luminosity values. The error bars are determined by the extreme cases of LFs produced by the error bars on L_{IR}^* .

The cross in Figure 15 represents the bolometric IR luminosity density at $z \sim 0$ (strictly $z = 0.2$), as obtained from the bolometric IR LF derived from the Huang et al. (2006) $8 \mu\text{m}$ LF: $\Omega_{\text{IR}}(z \sim 0) = (2.5 \pm 0.2) \times 10^8 L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$.

The thick solid line in Figure 15 interpolates the evolution of the total bolometric IR luminosity density between redshifts $z_1 \sim 0$ to $z_2 = 1$ and $z_1 = 1$ to $z_2 \sim 2$, assuming that this evolution follows a $[(1+z_2)/(1+z_1)]^{\alpha}$ law. Between redshifts $z \sim 0$ and $z = 1$, we find that the total bolometric IR luminosity density increases as $[(1+z_2)/(1+z_1)]^{3.1 \pm 0.3}$ (where $z_1 = 0.2$ and $z_2 = 1.0$). This evolution is somewhat slower than that obtained by Le Flocc'h et al. (2005), who found $[(1+z_2)/(1+z_1)]^{3.9}$ between $z_1 = 0$ and $z_2 = 1$. The bolometric IR luminosity density at $z = 1$ determined by Le Flocc'h et al. (2005; *right-pointing triangle* in Fig. 15) is actually very close to the value we determine here. The difference appears to be mainly produced in the IR luminosity density at low redshifts: there has been a significant evolution of the IR LF between redshifts $z = 0$ and $z \sim 0.2$.

Other symbols in Figure 15 refer to different bolometric IR luminosity density estimations derived from different data sets: radio (Haarsma et al. 2000; *downward-pointing triangle*), submillimeter (Barger et al. 2000; *diamond*), and the different fits made on mid-IR data by Pérez-González et al. (2005; *asterisks*). Our determinations of the IR luminosity densities are in good agreement with most of these previous works within the error bars. Our results exclude, however, the highest of the three estimations made by Pérez-González et al. (2005) at $z \geq 1$.

Finally, in Figure 15 we show the relative contributions of the LIRG and ULIRG populations to the total IR luminosity density, as a function of redshift. At $z \sim 0$, 28_{-20}^{+11} % of the bolometric IR luminosity density is contained in LIRGs and $<1\%$ in ULIRGs. At $z = 1$, we find that LIRGs and ULIRGs contribute 61_{-7}^{+4} % and 16_{-12}^{+1} %, respectively, to the total IR luminosity density, in agreement with Le Flocc'h et al. (2005) within the error bars. By $z \sim 2$, the contribution of LIRGs and ULIRGs becomes 47_{-11}^{+13} % and 42_{-22}^{+15} % of the total budget, respectively.

Using the Kennicutt formula $\text{SFR} = 1.72 \times 10^{-10} L_{\text{IR}}$, we can convert the bolometric IR luminosity densities into star formation rate densities at different redshifts. At $z = 1$ and $z \sim 2$, respectively, $\Omega_{\text{IR}} = (1.2 \pm 0.2) \times 10^9$ and $(6.6_{-1.0}^{+1.2}) \times 10^8 L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$ translate into star formation rate densities $\delta_{\text{SFR}} \approx 0.20 \pm 0.03$ and $0.11 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ (assuming a Salpeter initial mass function over stellar masses $M = 0.1-100 M_{\odot}$). In § 7 we make use of our current knowledge on stellar mass density evolution to discuss why these derived star formation rate densities could not be much higher than this value at redshifts $1 \lesssim z \lesssim 3$.

7. DISCUSSION

If the IR LF for star-forming galaxies follows a unique law from the local universe to high redshifts, then the results of our LF determination will imply that there is a negative evolution in the overall number density of IR star-forming galaxies between $z \sim 0$ and ~ 2 . We showed here the validity of a universal law to describe the IR LF at intermediate and bright luminosities, at different redshifts. Of course, one could argue that the faint end of this LF is not sufficiently well constrained as to determine the number density of low-luminosity objects. Although a direct probe of the faint end of the IR LF will require the capabilities of next-

generation telescopes such as the *James Webb Space Telescope* (*JWST*), the stacking analysis of galaxies below the limits of our $24 \mu\text{m}$ survey appears to support our conclusion. The result of stacking analysis suggests that the faint-end slope of the IR LF at $z \sim 2$ cannot be much higher than the value we considered here (and those usually considered in the literature at different redshifts).

In fact, an analogous situation is observed at other wavelengths. For example, Caputi et al. (2006b) determined the evolution of the rest-frame K_s -band LF from $z = 0$ to $z \sim 2.5$. The depth of their survey ($K_s < 21.5$ Vega mag) allowed them to properly constrain this LF down to more than a magnitude below the turnover M^* at $z = 2$. These authors found that a Schechter function with the same fixed slope is suitable to describe the K_s -band LF from the local universe to high redshifts, within the limits of their survey. In this case, the ML analysis (which is in good agreement with the LF computed with the $1/V_{\text{max}}$ method) also indicates that there is a negative-density evolution of this LF with increasing redshift.

The similarities between the evolutions of the K_s -band and $8 \mu\text{m}$ LFs should not come as a surprise. The bright end of the mid-IR LF at $z \sim 2$ is mostly populated by massive $M \geq 10^{11} M_{\odot}$ galaxies (Caputi et al. 2006c). At redshift $z \sim 1$, the mid-IR LF is dominated by LIRGs, the majority of which are characterized by intermediate ($\sim 10^{10}-10^{11} M_{\odot}$) stellar masses (Hammer et al. 2005; Caputi et al. 2006c). Thus, the evolution in the number density of mid-IR galaxies above a given luminosity cut is related to the global evolution of galaxies above a given mass cut.

It should be clear that the aim of this discussion is to show how the results we find in this work are perfectly consistent with other observational evidence of galaxy evolution. This does not exclude, however, that the ultimate conclusion on the faint ends of the K_s and IR LF will only be achieved in the light of future extremely deep surveys.

As we mentioned in § 6.4, the IR luminosity density associated with star-forming galaxies at $z \sim 2$ implies a star formation rate density $0.11 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ (Kennicutt 1998). Let us assume that this has been the average star formation rate density between redshifts $z = 1$ and 3. In our assumed cosmology, the elapsed time between these redshifts is ~ 3.6 Gyr. The stellar mass density formed during this period of time would be nearly $(4.0 \pm 0.7) \times 10^8 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$. If we consider that the fraction of material recycled through stellar winds and supernovae could be roughly 50%, then the resulting mass density locked in stars would grow by $\sim (2.0 \pm 0.4) \times 10^8 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$ between $z = 3$ and 1. This is actually the growth of the stellar mass density that has been measured from different near-IR surveys at these redshifts (see Caputi et al. 2006b and references therein). This result also shows that, unless the recycled fraction of material into the interstellar medium is much larger than 50% between redshifts $z = 1$ and 3, then the average star formation rate density along this period cannot very much exceed the value we find in this work, $\delta_{\text{SFR}} \approx 0.11 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ at $z \sim 2$. Much higher star formation rate densities only could be explained if a high fraction of the new formed stars were very massive, in which case they would basically not contribute to the final stellar mass of the host galaxies.

Considering a star formation rate density $\delta_{\text{SFR}} = 0.11 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ strictly in the redshift range $1.7 < z < 2.3$ and assuming again a recycled fraction of 50%, we derive that the total stellar mass density produced in this redshift interval is $(1.8 \pm 0.3) \times 10^7 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$. This is nearly 4% of the total stellar mass density assembled at $z = 0$ [i.e., $(4.9 \pm 0.1) \times 10^8 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$, as obtained by integrating the local stellar mass

function of, e.g., Cole et al. 2001]. In the redshift interval $0.9 < z < 1.1$, our measured star formation rate density is $\delta_{\text{SFR}} = 0.20 \pm 0.03 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$. With a recycled fraction of 50%, this implies a growth in stellar mass density of $(8.0 \pm 1.2) \times 10^7 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$. Thus, more than 15% of the present-day stellar mass density is being created in IR galaxies during the time elapsed between redshifts $z = 0.9$ and 1.1 (i.e., ~ 0.8 Gyr).

We found in this work that the number densities of ULIRGs associated with star formation are very similar at redshifts $z = 1$ and ~ 2 . This suggests that the physical mechanism responsible for galaxies to enter a star-forming ULIRG phase is similarly efficient at these two redshifts. This result imposes strong constraints on IR galaxy synthesis models. The origin of the ULIRG phase is usually associated with advanced gas-rich mergers (Sanders & Mirabel 1996). Thus, this phenomenon had to be comparably common for the production of powerful star-forming systems at redshifts $z = 1$ and 2 .

8. SUMMARY AND CONCLUSIONS

In this work we have presented the IR LF of 24 μm -selected *Spitzer* galaxies at redshifts $z = 1$ and ~ 2 in the GOODS fields. At $z \sim 2$, we separately studied the LF for star-forming galaxies only and the total $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies and AGNs. We then used a new calibration based on *Spitzer* star-forming galaxies to convert the rest-frame $8 \mu\text{m}$ into bolometric IR luminosities of the star-forming galaxies in our sample. This allowed us to compute the bolometric IR LF and obtain an estimate of the IR luminosity densities at $z = 1$ and ~ 2 .

We found that the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies at $z = 1$ and ~ 2 is well described by a double exponential law that has evolved from $z \sim 0$. Between $z \sim 0$ and $z = 1$, there is a strong luminosity evolution and the number density of $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}) > 10.5$ increases by a factor > 20 . The characteristic luminosity L^* of the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF continues increasing up to redshift $z \sim 2$, but, at this redshift, the number density of $\log_{10}(\nu L_{\nu}^{8 \mu\text{m}}) > 10.5$ galaxies is smaller than the density at $z = 1$. This certainly does not mean that the contribution of IR galaxies has been less important at high redshifts. The rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosity density at $z \sim 2$ is still ~ 2.3 times larger than the corresponding luminosity density at $z \sim 0$, but only half the value at $z = 1$.

At $z \sim 2$, the inclusion of AGNs mainly affects the bright end of the IR LF. The bright end of the total rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF for star-forming galaxies and AGNs is correctly reproduced by a power law that accounts for the excess of bright sources. AGNs only

produce $\sim 17\%$ of the total rest-frame $8 \mu\text{m}$ luminosity density at $z \sim 2$.

The quasi-linear relation between rest-frame $8 \mu\text{m}$ and bolometric IR luminosities for star-forming galaxies produces that the bolometric IR LF is well described by a similar law as the rest-frame $8 \mu\text{m}$ LF at the same redshift. The characteristic luminosity L_{IR}^* of the bolometric IR LF for star-forming galaxies at $z \sim 2$ is close to $\sim 10^{12} L_{\odot}$, i.e., the limiting luminosity between the LIRGs and ULIRGs. As the luminosity density is mainly governed by the turnover of the LF, the value of L_{IR}^* results in roughly similar contributions of LIRGs and ULIRGs to the IR luminosity density. These two populations altogether account for $\sim 90\%$ of the total IR luminosity density associated with star formation at $z \sim 2$.

Finally, we discussed the possibility that the total IR luminosity and corresponding star formation rate density estimated in this work could have been significantly different at any redshift between $z = 1$ and 3 . Constraints from near-IR surveys suggest that the stellar mass density built up by galaxies at this epoch would be in contradiction with average star formation rate densities much larger than our estimated value (unless a much higher proportion of very massive stars were created in the past). Our results appear, then, to be consistent with this other observational evidence of galaxy evolution.

This paper is based on observations made with the *Spitzer* Observatory, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under NASA contract 1407. Also based on observations made with the Advanced Camera for Surveys on board the *Hubble Space Telescope* operated by NASA/ESA and with the Infrared Spectrometer and Array Camera on the ‘‘Antu’’ Very Large Telescope operated by the European Southern Observatory in Cerro Paranal, Chile, and which form part of the publicly available GOODS data sets. We thank the GOODS teams for providing reduced data products.

We are grateful to Héctor Flores and François Hammer, for providing us additional spectroscopic redshifts for the GOODS/CDF-S; Jiasheng Huang, for sending us the results of his $8 \mu\text{m}$ LF at $z \sim 0$ before publication; and Dieter Lutz and Pablo Pérez-González, for providing us with some of their published results in electronic format. We thank the anonymous referee for helpful comments and suggestions. K. I. C. and G. L. thank the Infrared Processing and Analysis Center (IPAC) at Caltech for hospitality while part of this work was being done. K. I. C. acknowledges CNES and CNRS funding.

REFERENCES

- Alexander, D., et al. 2003, *AJ*, 126, 539
 Babbedge, T. S. R., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 1159
 Barger, E. J., Cowie, L. L., & Richards, E. A. 2000, *AJ*, 119, 2092
 Barby, P., et al. 2006, *ApJ*, 642, 126
 Bavouzet, N., et al. 2006, *A&A*, submitted
 Bertin, E., & Amouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
 Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476
 Brandl, B. R., et al. 2006, *ApJ*, 653, 1129
 Bruzual, A. G., & Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538
 Calzetti, D., Amus, L., Bohlin, R. C., Kinney, A. L., Koomneef, J., & Storchi-Bergmann, T. 2000, *ApJ*, 533, 682
 Calzetti, D., et al. 2005, *ApJ*, 633, 871
 Capak, P., et al. 2004, *AJ*, 127, 180
 Caputi, K. I., Dole, H., Lagache, G., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Puget, J.-L., Le Floch, E., & Pérez-González, P. G. 2006a, *A&A*, 454, 143
 Caputi, K. I., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., & Schael, A. M. 2006b, *MNRAS*, 366, 609
 Caputi, K. I., et al. 2006c, *ApJ*, 637, 727
 Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
 Chary, R., & Elbaz, D. 2001, *ApJ*, 556, 562
 Chary, R., et al. 2007, *ApJ*, submitted
 Cohen, J. G., Cowie, L. L., Hogg, D. W., Songaila, A., Blandford, R., Hu, E. M., & Shopbell, P. 1996, *ApJ*, 471, L5
 Cole, S., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 255
 Contursi, A., Boselli, A., Gavazzi, G., Bertagna, E., Tuffi, R., & Lequeux, J. 2001, *A&A*, 365, 11
 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., et al. 2005, *ApJ*, 633, 857
 Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J.-L. 1990, *A&A*, 237, 215
 Dole, H., et al. 2004, *ApJS*, 154, 93
 ———, 2006, *A&A*, 451, 417
 Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
 Egami, E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 130
 Elbaz, D., et al. 2002, *A&A*, 384, 848
 Fazio, G. G., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
 Flores, H., et al. 1999, *ApJ*, 517, 148
 Förster-Schreiber, N. M., Roussel, H., Sauvage, M., & Charmandaris, V. 2004, *A&A*, 419, 501

- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., Wilson, C. D., & Bernard, J.-P. 2005, *A&A*, 434, 867
- Giacconi, R., et al. 2002, *ApJS*, 139, 369
- Giavalisco, M., et al. 2004, *ApJ*, 600, L93
- Gispert, R., Lagache, G., & Puget, J.-L. 2000, *A&A*, 360, 1
- Greve, T. R., Ivison, R. J., Bertoldi, F., Stevens, J. A., Dunlop, J. S., Lutz, D., & Carilli, C. L. 2004, *MNRAS*, 354, 779
- Haarsma, D. B., Partridge, R. B., Windhorst, R. A., & Richards, E. A. 2000, *ApJ*, 544, 641
- Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., Zheng, X. Z., Liang, Y. C., & Cesarsky, C. 2005, *A&A*, 430, 115
- Hopkins, A. M. 2004, *ApJ*, 615, 209
- Homschmeier, A. E., et al. 2001, *ApJ*, 554, 742
- , 2003, *AJ*, 126, 575
- Huang, J., et al. 2006, *ApJ*, submitted
- Ilbert, O., et al. 2005, *A&A*, 439, 863
- Kennicutt, R. C., Jr. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Lacy, M., et al. 2004, *ApJS*, 154, 166
- Lagache, G., Dole, H., & Puget, J.-L. 2003, *MNRAS*, 338, 555
- Lagache, G., et al. 2004, *ApJS*, 154, 112
- Le Borgne, D., & Rocca-Volmerange, B. 2002, *A&A*, 386, 446
- Le Fèvre, O., et al. 2004, *A&A*, 428, 1043
- Le Floch, E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 170
- , 2005, *ApJ*, 632, 169
- , 2007, *ApJ*, in press
- Lonsdale, C., et al. 2004, *ApJS*, 154, 54
- Lutz, D., et al. 2005, *ApJ*, 625, L83
- Papovich, C., et al. 2004, *ApJS*, 154, 70
- Peeters, E., Spoon, H. W. W., & Tielens, A. G. G. M. 2004, *ApJ*, 613, 986
- Pérez-González, P. G., et al. 2005, *ApJ*, 630, 82
- Pozzi, F., et al. 2004, *ApJ*, 609, 122
- Reddy, N., Steidel, C. C., Erb, D. K., Shapley, A. E., & Pettini, M. 2006a, *ApJ*, 653, 1004
- Reddy, N., Steidel, C. C., Fadda, D., Yan, L., Pettini, M., Shapley, A. E., Erb, D. K., & Adelberger, K. L. 2006b, *ApJ*, 644, 792
- Rieke, G. H., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Sandage, A., Tammam, G. A., & Yahil, A. 1979, *ApJ*, 232, 352
- Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., Kim, D.-C., Surace, J. A., & Soifer, B. T. 2003, *AJ*, 126, 1607
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sanders, D. B., et al. 2007, *ApJS*, in press
- Saunders, W., et al. 1990, *MNRAS*, 242, 318
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297
- Schmidt, M. 1968, *ApJ*, 151, 393
- Scott, S. E., et al. 2002, *MNRAS*, 331, 817
- Serjeant, S., et al. 2004, *MNRAS*, 355, 813
- Stern, D., et al. 2005, *ApJ*, 631, 163
- Takeuchi, T. T., Buat, V., Iglesias-Páramo, J., Boselli, A., & Burgarella, D. 2005, *A&A*, 432, 423
- Takeuchi, T. T., Ishii, T. T., Dole, H., Dennefeld, M., Lagache, G., & Puget, J.-L. 2006, *A&A*, 448, 525
- Takeuchi, T. T., Yoshikawa, K., & Ishii, T. T. 2003, *ApJ*, 587, L89
- Vanzella, E., et al. 2005, *A&A*, 434, 53
- , 2006, *A&A*, 454, 423
- Webb, T. M., et al. 2003, *ApJ*, 587, 41
- Werner, M. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1
- Wirth, G. D., et al. 2004, *AJ*, 127, 3121
- Wolf, C., et al. 2004, *A&A*, 421, 913
- Wu, H., et al. 2005, *ApJ*, 632, L79
- Xu, C. 2000, *ApJ*, 541, 134
- Yan, L., et al. 2004, *ApJS*, 154, 60
- , 2005, *ApJ*, 628, 604
- Zheng, X. Z., et al. 2006, *ApJ*, 640, 784
- Zucca, E., Pozzetti, L., & Zamorani, G. 1994, *MNRAS*, 269, 953

A.3 Papier III

Correlated Anisotropies in the Cosmic Far-Infrared

Background detected by MIPS :

Constraint on the bias

G. Lagache, **N. Bavouzet**, N. Fernandez-Conde, N. Ponthieu, T. Rodet,
H. Dole, M.-A. Miville-Deschenes, J.-L. Puget

publié dans ApJ en 2007, vol. 665, p. L89

CORRELATED ANISOTROPIES IN THE COSMIC FAR-INFRARED BACKGROUND DETECTED BY THE MULTIBAND IMAGING PHOTOMETER FOR *SPITZER*: CONSTRAINT ON THE BIASG. LAGACHE,¹ N. BAVOUZET,¹ N. FERNANDEZ-CONDE,¹ N. PONTNIEU,¹ T. RODET,² H. DOLE,¹
M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES,¹ AND J.-L. PUGET¹*Received 2007 May 4; accepted 2007 July 2; published 2007 August 6*

ABSTRACT

We report the detection of correlated anisotropies in the cosmic far-infrared background at 160 μm . We measure the power spectrum in the SWIRE Lockman Hole field. It reveals unambiguously a strong excess above cirrus and Poisson contributions, at spatial scales between 5' and 30', interpreted as the signature of infrared galaxy clustering. Using our model of infrared galaxy evolution, we derive a linear bias $b = 1.74 \pm 0.16$. It is a factor 2 higher than the bias measured for the local *IRAS* galaxies. Our model indicates that galaxies dominating the 160 μm correlated anisotropies are at $z \sim 1$. This implies that infrared galaxies at high redshifts are biased tracers of mass, unlike in the local universe.

Subject headings: galaxies: evolution — infrared: galaxies — large-scale structure of universe

Online material: color figures

1. INTRODUCTION

The discovery of the cosmic far-infrared background (CFIB) in 1996, together with recent cosmological surveys from the mid-infrared to the millimeter, has revolutionized our view of star formation at high redshifts. It has become clear, in the last decade, that infrared galaxies contribute to a large part of the whole galaxy buildup in the universe. Since the discovery of the CFIB, new results on the identification of the sources contributing to the CFIB, their redshift distribution, and their nature are coming out at increasing speed, especially through multi-wavelength analysis (see for a review Lagache et al. 2005). Stacking analyses are also very promising to probe the CFIB source populations (e.g., Dole et al. 2006; Wang et al. 2006; Dye et al. 2007). However, for now, very little information is available on the clustering of infrared galaxies, although getting information on clustering is essential to our understanding of their formation process and for seeing how they relate to the other galaxy populations.

The first three-dimensional quantitative measurements of the clustering strength of ultra- and hyperluminous infrared galaxies (ULIRGs and HyLIRGs, respectively) at high redshifts ($z > 1.5$) have been made by Blain et al. (2004), Farrah et al. (2006), and Magliocchetti et al. (2007). These studies show that ULIRGs and HyLIRGs are associated with the most massive dark matter halos at high redshifts, unlike in the local universe where the star formation is quenched in the densest environments. CFIB anisotropy observations provide a powerful complement to direct high angular resolution observations of individual sources. CFIB fluctuations measure the linear clustering bias at large angular scales and the nonlinear clustering within a dark matter halo at small angular scales (Cooray & Sheth 2002). They thus probe both the dark matter halo mass scale and the physics governing the formation of infrared galaxies within a halo. However, up to now, correlated anisotropies have never been firmly detected. In

the far-infrared, detection of anisotropies is limited to the Poisson contribution (Lagache & Puget 2000; Matsuhara et al. 2000; Miville-Deschênes et al. 2002).³

We report the detection of CFIB correlated anisotropies at 160 μm in the SWIRE Lockman Hole field and give a first constraint on the linear bias. The Letter is organized as follows: Data are presented in § 2. The power spectrum is analyzed in § 3. Finally, a summary and discussion are given in § 4. Throughout this Letter we use the cosmological parameters $h = 0.71$, $\Omega_\Lambda = 0.73$, and $\Omega_m = 0.27$. For the dark matter linear clustering, we set the normalization to $\sigma_8 = 0.8$.

2. THE LOCKMAN HOLE SWIRE FIELD: MAP AND POWER SPECTRUM

The *Spitzer* Wide-Area Infrared Extragalactic survey (SWIRE) has surveyed 49 deg² distributed over six fields in the northern and southern sky (Lonsdale et al. 2004). The Lockman Hole is the largest field with the lowest cirrus emission. It covers about 10 deg² at 160 μm .

2.1. Data Reduction and Map

Raw data were reduced using the Data Analysis Tool (Gordon et al. 2005) version 2.71. We systematically removed each DCE (data collection event) after the stimulator flash to minimize the latency effect. We use the last calibration factor (44.7) to convert MIPS (Multiband Imaging Photometer for *Spitzer*) units to MJy sr⁻¹. Data were finally projected on a grid with 15.95'' pixels. The map is shown on Figure 1. Further processings were necessary prior to measuring the power spectrum. We first needed to remove residual stripes. This has been done exactly the same way as in Miville-Deschêne & Lagache (2005), in which it is shown that our method efficiently removed residual stripes without affecting the astrophysical signal. We then remove all sources with $S_{160} > 200$ mJy (200 mJy is the high reliability threshold, as detailed in Surace et al. 2005). For this purpose we use DAOPHOT to detect the sources (the image was wavelet-filtered prior to the detection). We then measure the fluxes using aperture photometry. After a fine

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Bâtiment 121, F-91405 Orsay, France; and Université Paris-Sud 11 and CNRS (UMR 8617), France; guilaine.lagache@ias.u-psud.fr; nicolas.bavouzet@ias.u-psud.fr; nestor.fernandez@ias.u-psud.fr; nicolas.pontnieu@ias.u-psud.fr; herve.dole@ias.u-psud.fr; mamd@ias.u-psud.fr; jean-loup.puget@ias.u-psud.fr.

² Laboratoire des signaux et systèmes (L2S), Supélec, 3 rue Joliot-Curie, 91190 Gif-sur-Yvette, France; Thomas.Rodet@lss.supelec.fr.

³ Note, however, that Grossan & Smoot (2006) report the detection of the clustering signature at 160 μm .

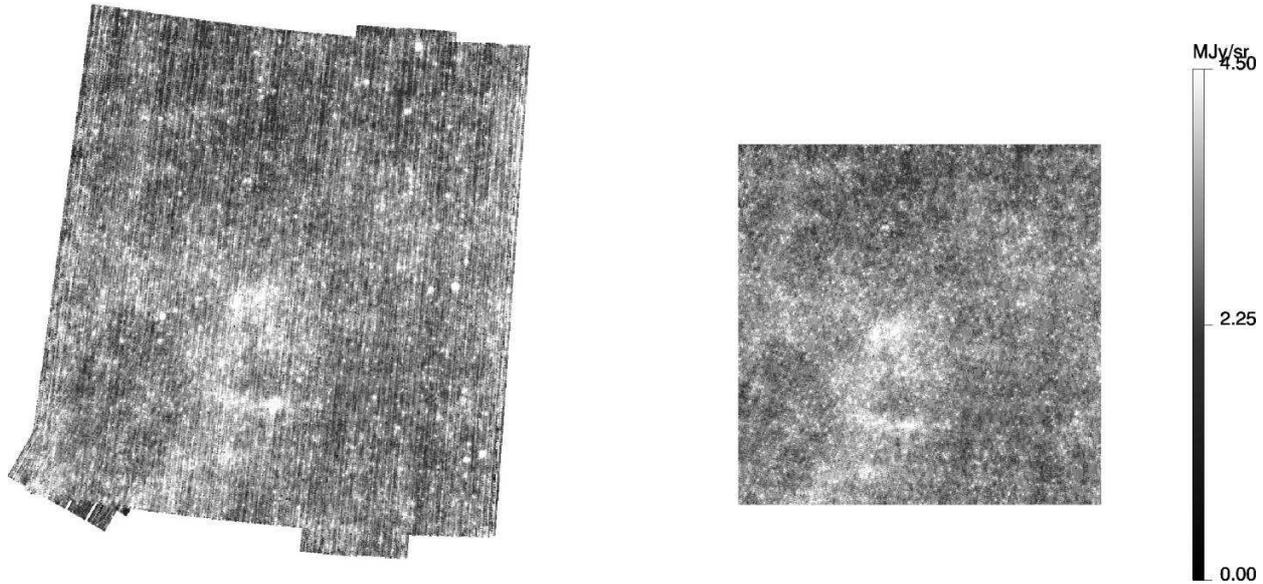


FIG. 1.—*Left*: 160 μm SWIRE map after standard data reduction. *Right*: Final map used to compute the power spectrum. Residual stripes have been corrected as in Miville-Deschênes & Lagache (2005). Sources with $S_{160} > 200$ mJy have been removed. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

centering on the sources, we integrate within $25''$. Sky values are estimated in an $[80''\text{--}110'']$ annulus. We compute the aperture correction—which is 2.02—using an effective instrumental function (which we call PSFⁱ for point-spread function) measured directly on a MIPS 160 μm map. Using an effective PSFⁱ rather than the PSFⁱ computed using the STinyTim program⁴ is important for taking into account the survey strategy. In the Lockman Hole SWIRE field, the signal-to-noise ratio was not high enough to accurately measure the PSFⁱ. We thus use the GTO/CDF-S field in which the integration time is 6

⁴ See <http://ssc.spitzer.caltech.edu/archanaly/contributed/stinytim/>.

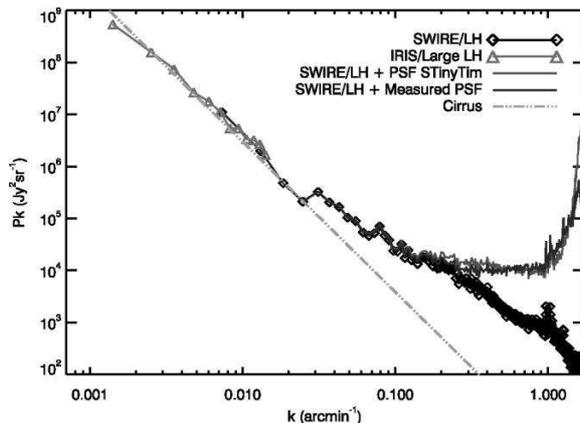


FIG. 2.—Total power spectrum measured in the Lockman Hole (LH) at 160 μm . The diamonds represent the MIPS/SWIRE 160 μm power spectrum $[P(k) - N(k)]$; see eq. (1), and the triangles represent the IRIS/IRAS enlarged Lockman Hole field power spectrum at 100 μm , scaled to the power spectrum at 160 μm using the 160/100 dust color measured at high latitudes ($|b| > 40^\circ$). The gray and black lines represent, respectively, the power spectra corrected from STinyTim and the measured PSF, $[P(k) - N(k)]/\gamma(k)$. The dash-double-dotted line represents the best-fit cirrus power spectrum, as computed in § 3.3. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

times that in the Lockman Hole SWIRE field. We checked that our measured fluxes at 160 μm were in very good agreement with the SWIRE DR2 catalog (better than 10% on average). In Figure 1, we show the final map that will be used to compute the power spectrum.

2.2. Power Spectra

There are four contributors to the power spectrum at 160 μm : cirrus emission, Poisson (shot) noise from discrete unresolved sources, CHIB clustering (if any), and instrumental noise. If the noise and the signal are not correlated, the measured power spectrum $P(k)$ follows

$$P(k) = \gamma(k) [P_{\text{cirrus}}(k) + P_{\text{source}} + P_{\text{clus}}(k)] + N(k), \quad (1)$$

where k is the two-dimensional wavenumber [$k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, expressed in arcmin^{-1}], $P_{\text{cirrus}}(k)$, P_{source} , $P_{\text{clus}}(k)$, and $N(k)$ are, respectively, the power spectrum of the dust emission, the shot noise from unresolved sources (constant), the clustering, and the noise. The factor $\gamma(k)$ represents the power spectrum of the PSFⁱ. To isolate the astrophysical components, we have to determine $N(k)$ and $\gamma(k)$.

The noise power spectrum $N(k)$ is computed by subtracting two maps of exactly the same region as detailed in Miville-Deschênes et al. (2002). We construct two maps using the even and odd scans. As expected, $N(k)$ and $P(k)$ meet at small scales ($k \sim 1 \text{ arcmin}^{-1}$) where the signal is noise-dominated. The noise power spectrum $N(k)$ is subtracted from the raw power spectrum $P(k)$.

One of the critical issues is to correct the power spectrum from the PSFⁱ $\gamma(k)$. The PSFⁱ at 160 μm computed using the STinyTim program is very accurate but does not include any effect induced by the observing strategy. We have therefore also extracted the PSFⁱ directly from the data (as discussed in § 2). A comparison of the corrected power spectrum with these two PSFⁱs is shown in Figure 2. They are in very close agreement, but we notice that the effective PSFⁱ gives a better result (i.e., a

flat power spectrum for $0.25 \text{ arcmin}^{-1} < k < 0.8 \text{ arcmin}^{-1}$, as expected from P_{source} .

The error bars (shown in Fig. 3) are estimated using a frequentist approach. Mock signal-plus-noise maps are generated and analyzed with the same pipeline as for the data. This gives us a set of power spectra from which we compute the covariance matrix. The diagonal elements of the covariance matrix are the errors on the measured power spectrum.

3. POWER SPECTRUM ANALYSIS

3.1. Adding Low Spatial Frequency Data to Constrain the Cirrus Component

Several studies show that the cirrus component dominates the power spectrum at large scales for $k < 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$ (e.g., Miville-Deschênes et al. 2002, 2007). With the SWIRE data only, in such a low interstellar dust column density field, P_{cirrus} cannot be constrained. A larger map is needed. We therefore compute the power spectrum of a large ($\sim 200 \text{ deg}^2$) IRIS/IRAS $100 \mu\text{m}$ map (Miville-Deschênes & Lagache 2005). The SWIRE Lockman Hole field is embedded in this large IRIS map so that the average $100 \mu\text{m}$ dust emission is the same in the SWIRE and in the larger map (4% difference). Having the same average brightness is important since the normalization of the cirrus power spectrum in the very diffuse region scales as I_{100}^2 (Miville-Deschênes et al. 2007). We compute the power spectrum of the $100 \mu\text{m}$ map after removing the bright sources, as in Miville-Deschênes et al. (2007). We keep only the largest scales ($k < 9 \cdot 10^{-3} \text{ arcmin}^{-1}$), where we have only the contribution from the cirrus component—the CFIB being negligible at these very large scales—and we multiply the power spectrum by the average dust emission color $(I_{160}/I_{100})^2$. The color has been computed using DIRBE and FIRAS data. We compute the average $|b| > 40^\circ$ spectrum of the dust emission correlated with the H I gas as in Lagache (2003). We then fit the peak of the dust emission spectrum to get the color. We obtain $I_{160}/I_{100} = 2.06$. If we take $|b| > 30^\circ$, the color varies by $\sim 10\%$. We show in Figure 2 the $160 \mu\text{m}$ power spectrum derived from IRIS data together with the $160 \mu\text{m}$ MIPS power spectrum. The spectra agree impressively well. We can thus use this extended $P(k)$ to constrain the cirrus contribution. In the following, the two spectra are stitched so that we use one spectrum from $k \sim 0.001$ to 1 arcmin^{-1} .

3.2. Detection of an Excess at Intermediate Scales: Signature of Correlated Anisotropies

The cirrus component follows

$$P_{\text{cirrus}}(k) = P_0 \left(\frac{k}{k_0} \right)^\beta, \quad (2)$$

where P_0 is the power spectrum value at $k_0 = 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$. P_0 and β are determined by fitting the power spectrum (see § 3.3). We obtain $P_0 = (2.98 \pm 0.66) \times 10^6 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$ and $\beta = -2.89 \pm 0.22$. The normalization can be converted at $100 \mu\text{m}$ using the $160/100$ color given above; we obtain $P_0(100 \mu\text{m}) = 7 \times 10^5 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$. Considering that the mean cirrus value at $100 \mu\text{m}$ in our field is $I_{100} = 0.51 \text{ MJy sr}^{-1}$, our measured $P_0(100 \mu\text{m})$ and β are in excellent agreement with Miville-Deschênes et al. (2007). The power spectrum of the cirrus component (eq. [2]) is displayed in Figure 2. The measured power spectrum clearly has an excess of power with respect to the cirrus contribution for $k > 0.3 \text{ arcmin}^{-1}$. We interpret this strong excess as the signature of correlated CFIB anisotropies.

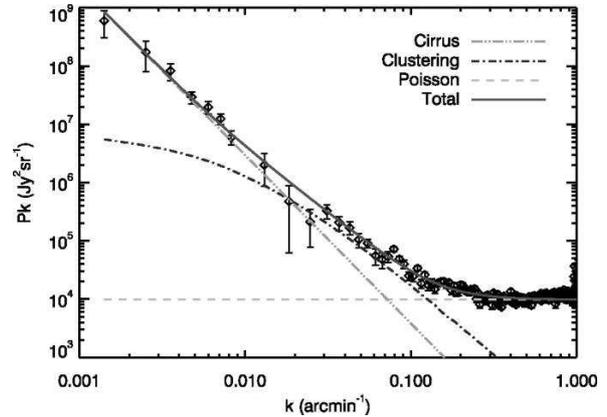


FIG. 3.—Power spectrum in the Lockman Hole at $160 \mu\text{m}$ (diamonds with error bars) with the three components: cirrus (dash-double-dotted line), clustering (dash-dotted line), and Poisson noise (dashed line). The solid line is the sum of the three components. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

We model the correlated anisotropies following Knox et al. (2001).⁵ Using the three-dimensional, linear-theory power spectrum of dark matter density fluctuations today, $P_M(k)$, the power spectrum of CFIB anisotropies can be written as

$$C_l^r = \int \frac{dz dr}{r^2 dz} a^2(z) \bar{j}^2(\nu, z) b^2 P_M(k)|_{k=lr} G^2(z) \equiv P_{\text{clus}}(k), \quad (3)$$

where r is the comoving proper-motion distance, k is the three-dimensional wavenumber [$k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$, in Mpc^{-1}], $a(z)$ is the scale factor, $\bar{j}(\nu, z)$ is the mean infrared galaxy emissivity per unit of comoving volume, and $G(z)$ is the linear theory growth function; l is the angular multipole sets using the Limber approximation, $k = lr$. We assume that the fluctuations in emissivity $\delta j/\bar{j}$ are a biased tracer of those in the mass, and we introduce the bias parameter b , which we assume to be independent of redshift and scale:

$$\frac{\delta j(k, \nu, z)}{\bar{j}(\nu, z)} = b \frac{\delta \rho(k, z)}{\bar{\rho}(z)}, \quad (4)$$

where ρ is the dark matter density field. We compute the emissivity using the infrared galaxy evolution model of Lagache et al. (2004). This model, valid in the range $3\text{--}1000 \mu\text{m}$, is in very good agreement with mid-IR to far-IR number counts, CFIB observations, resolved sources' redshift distributions and local luminosity functions, and their evolution up to $z \sim 2$ (e.g., Lagache et al. 2004; Caputi et al. 2006; Dole et al. 2006; Frayer et al. 2006; Caputi et al. 2007). Fixing the cosmology, the only unknown parameter in equation (3) is the bias b .

3.3. Measuring the Bias

We fit simultaneously P_0 , β , b , and P_{source} using the nonlinear least-squares curve fitting MPFIT program.⁶ We obtain $P_0 = (2.98 \pm 0.66) \times 10^6 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$, $\beta = -2.89 \pm 0.22$, $b = 1.74 \pm 0.16$, and $P_{\text{source}} = 9848 \pm 120 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$. P_0 and β have been discussed in § 3.2. P_{source} agrees quite well with previous

⁵ Use of a more complex description of the correlated CFIB anisotropies (by, for example, adding the contribution from the clustering within the same dark matter halo) and the bias is beyond the scope of this Letter.

⁶ See <http://cow.physics.wisc.edu/~craigm/idl/idl.html>.

ISOPHOT determination at roughly the same S_{160} threshold (Matsuhara et al. 2000). The fact that P_0 , β , and P_{source} are in very good agreement with previous measurements gives us confidence in our measurement of the linear bias, $b \sim 1.7$. It is well known that in the local universe, infrared galaxies are not biased tracers of mass. For example, Saunders et al. (1992) found $b\sigma_8 = 0.69 \pm 0.09$ for *IRAS* galaxies. Assuming $\sigma_8 = 0.8$ gives $b = 0.86$. This bias is roughly comparable to the bias of the SDSS galaxies at $z \sim 0.1$ ($b \sim 1.1$; Tegmark et al. 2004). We measure an average bias about 2 times higher in the CFIB anisotropies. Figure 4 shows the predicted redshift contribution to the correlated anisotropies. At $k = 0.05 \text{ arcmin}^{-1}$, anisotropies from $0.7 < z < 1.5$ infrared galaxies contribute more than $\sim 65\%$. Lower redshift galaxies contribute less than 5%. This shows that infrared galaxies at $z \sim 1$ are much more biased (~ 2 times) than local *IRAS* galaxies.

4. SUMMARY AND DISCUSSION

We presented the power spectrum measured in the SWIRE Lockman Hole field at $160 \mu\text{m}$. It is very well reproduced by the contribution from three components: cirrus, correlated CFIB, and Poisson noise. The cirrus and Poisson contributions are very close to previous measurements. We measure the linear bias, $b = 1.74 \pm 0.16$. This bias is likely to be that of infrared galaxies at $z \sim 1$ since $z \sim 1$ galaxies dominate the contribution to the correlated CFIB anisotropies (Fig. 4) and since local galaxies are “antibiased.” Such a bias is analogous (but somewhat higher) to the bias of the red optical galaxy population at $z \sim 1$. For example, Marinoni et al. (2005) measured a bias of 1.6 at $z \sim 1.2$ for the red $(B - I) > 1.5$ galaxies in the VIMOS VLT Deep Survey. Blue galaxies at those redshifts are less biased, with a relative bias between red and blue populations of 1.4.

The very strong evolution of the bias (from ~ 1.7 at $z \sim 1$ to 0.86 at $z = 0$) shows that as time progresses and the density field evolves, nonlinear peaks become less rare events, and galaxy formation moves to lower σ peaks. Thus, galaxies become less biased tracers of the mass density field. Moreover, for the infrared galaxy population, it is likely that an additional mechanism contributes significantly to the “debiasing” at low redshift. Galaxies in dense environments are found to have suppressed star formation rates (thus no or low infrared emission) and early morphological types compared with those in the field. Environmental effects, in particular, are important in

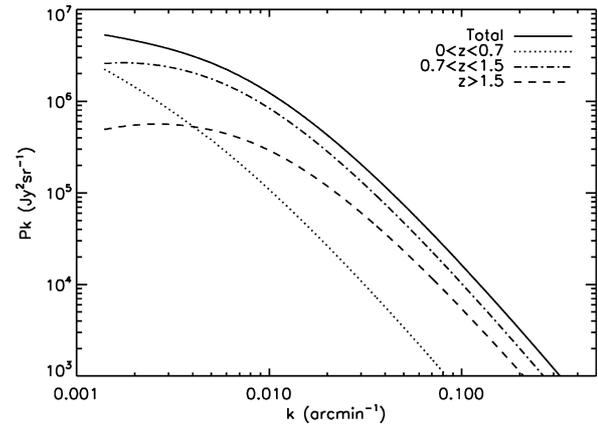


Fig. 4.—Redshift contribution to the correlated anisotropies at $160 \mu\text{m}$ for $b = 1.7$.

quenching the star formation through gas stripping (e.g., Postman et al. 2005), although, in some cluster outskirts, some star formation continues (Duc et al. 2002; Coia et al. 2005). The high bias found for infrared galaxies at $z \sim 1$ shows that star formation rates of galaxies are increasing with the environment (as also shown by, e.g., Elbaz et al. 2007). The “merger bias” is an alternative but somehow physically linked way of boosting the bias at high redshift. Clustering of objects that have undergone recent mergers can be enhanced relative to the clustering of individual halos of comparable mass (e.g., Furlanetto & Kamionkowski 2006; Wetzel et al. 2007). It is known that the star formation in infrared galaxies is triggered to some extent by mergers in dense environments (at $z \sim 1$, 30%–50% of luminous infrared galaxies are major mergers). Thus, the high measured bias may also point to “merger bias.”

This work is based on observations made with the *Spitzer Space Telescope*, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under NASA contract 1407. This work benefited from funding from the CNES (Centre National d’Etudes Spatiales) and the PNC (Programme National de Cosmologie). We warmly thank Asantha Cooray for helpful comments and suggestions.

REFERENCES

- Blain, A. W., Chapman, S. C., Smail, I., & Ivison, R. 2004, *ApJ*, 611, 725
 Caputi, K. I., et al. 2006, *ApJ*, 637, 727
 ———, 2007, *ApJ*, 660, 97
 Coia, D., et al. 2005, *A&A*, 430, 59
 Cooray, C. J., & Sheth, R. 2002, *Phys. Rep.*, 372, 1
 Dole, H., et al. 2006, *A&A*, 451, 417
 Duc, P.-A., et al. 2002, *A&A*, 382, 60
 Dye, S., Eales, S. A., Ashby, M. L. N., Huang, J.-S., Egami, E., Brodwin, M., Lilly, S., & Webb, T. 2007, *MNRAS*, 375, 725
 Elbaz, D., et al. 2007, *A&A*, 468, 33
 Farrah, D., et al. 2006, *ApJ*, 641, L17 (erratum 643, L139)
 Frayer, D. T., et al. 2006, *AJ*, 131, 250
 Furlanetto, S. R., & Kamionkowski, M. 2006, *MNRAS*, 366, 529
 Gordon, K. D., et al. 2005, *PASP*, 117, 503
 Grossan, B., & Smoot, G. F. 2006, *A&A*, submitted (astro-ph/0604512)
 Knox, L., Cooray, A., Eisenstein, D., & Haiman, Z. 2001, *ApJ*, 550, 7
 Lagache, G. 2003, *A&A*, 405, 813
 Lagache, G., & Puget, J.-L. 2000, *A&A*, 355, 17
 Lagache, G., Puget, J.-L., & Dole, H. 2005, *ARA&A*, 43, 727
 Lagache, G., et al. 2004, *ApJS*, 154, 112
 Lonsdale, C., et al. 2004, *ApJS*, 154, 54
 Magliocchetti, M., Silva, L., Lapi, A., de Zotti, G., Granato, G. L., Fadda, D., & Danese, L. 2007, *MNRAS*, 375, 1121
 Marinoni, C., et al. 2005, *A&A*, 442, 801
 Matsuhara, H., et al. 2000, *A&A*, 361, 407
 Miville-Deschênes, M.-A., & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302
 Miville-Deschênes, M.-A., Lagache, G., Boulanger, F., & Puget, J.-L. 2007, *A&A*, 469, 595
 Miville-Deschênes, M.-A., Lagache, G., & Puget, J.-L. 2002, *A&A*, 393, 749
 Postman, M., et al. 2005, *ApJ*, 623, 721
 Saunders, W., Rowan-Robinson, M., & Lawrence, A. 1992, *MNRAS*, 258, 134
 Surace, J. A., et al. 2005, Data Release Paper for DR2 (Pasadena: JPL/NASA), http://swire.ipac.caltech.edu/swire/astronomers/data_access.html
 Tegmark, M., et al. 2004, *ApJ*, 606, 702
 Wang, W.-H., Cowie, L. L., & Barger, A. J. 2006, *ApJ*, 647, 74
 Wetzel, A. R., Cohn, J. D., White, M., Holz, D., & Warren, M. S. 2007, *ApJ*, 656, 139

A.4 Papier IV

Submillimeter observations of the J2142-4423 Ly α protocluster at $z = 2.38$

A. Beelen, A. Omont, **N. Bavouzet**, A. Kovács, G. Lagache, C. De Breuck,
A. Weiss, K.M. Menten, J. W. Colbert, H. Dole, G. Siringo, and E. Kreysa

publié dans A&A en 2008, vol. 485, p. 645

A&A 485, 645–655 (2008)
 DOI: 10.1051/0004-6361:200809500
 © ESO 2008

**Astronomy
&
Astrophysics**

Submillimeter observations of the J2142-4423 Ly α protocluster at $z = 2.38$ *

A. Beelen¹, A. Omont², N. Bavouzet¹, A. Kovács³, G. Lagache¹, C. De Breuck⁴, A. Weiss³, K. M. Menten³,
J. W. Colbert⁵, H. Dole¹, G. Siringo³, and E. Kreysa³

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France
 e-mail: alexandre.beelen@ias.u-psud.fr

² Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS and Université Pierre et Marie Curie, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France

³ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁴ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Straße 2, 85748 Garching, Germany

⁵ *Spitzer* Science Center, California Institute of Technology, Mail Code 220-6, Pasadena, CA 91125-0600, USA

Received 2 February 2008 / Accepted 4 March 2008

ABSTRACT

Aims. We present observations aimed at exploring both the nature of Ly α emitting nebulae (“Ly α blobs”) at $z = 2.38$ and the way they trace large scale structure (LSS), by exploring their proximity to “maximum starbursts” through submillimeter emission. Our most important objectives are to make a census of associated submillimeter galaxies (SMGs), check their properties, and look for a possible overdensity in the protocluster J2142-4426 at $z = 2.38$.

Methods. We used the newly commissioned Large APEX Bolometer Camera (LABoCa) on the Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) telescope, in its Science Verification phase, to carry out a deep $10' \times 10'$ map at $870 \mu\text{m}$, and we performed multiple checks of the quality of data processing and source extraction.

Results. Our map, the first published deep image, confirms the capabilities of APEX/LABoCa as the most efficient current equipment for wide and deep submm mapping. Twenty-two sources were securely extracted with $870 \mu\text{m}$ flux densities in the range 3–21 mJy, rms noise ~ 0.8 – 2.4 mJy, and far-IR luminosities probably in the range ~ 5 – $20 \times 10^{12} L_{\odot}$. Only one of the four 50 kpc-extended Ly α blobs has a secure $870 \mu\text{m}$ counterpart. The $870 \mu\text{m}$ source counts in the whole area are marginally higher than in the SHADES SCUBA survey, with a possible over-density around this blob. The majority of the 3.6– $24 \mu\text{m}$ SEDs of the submillimeter sources indicate they are starburst dominated, with redshifts mostly ≥ 2 . However, there is evidence of a high- z AGN in $\sim 30\%$ of the sources.

Key words. galaxies: starburst – galaxies: high-redshift – submillimeter – infrared: galaxies – ultraviolet: galaxies – large-scale structure of Universe

1. Introduction

Narrow-band surveys are a very powerful technique for detecting Lyman α emission from various structures at high redshift. In addition to numerous Ly α galaxies, they have revealed the existence of very extended (30–200 kpc) Ly α nebulae, generally called Ly α blobs (see e.g. Francis et al. 1996; Steidel et al. 2000; Palunas et al. 2004; Matsuda et al. 2007, and references therein). Currently, only about 10 blobs with diameter, Φ , ≥ 60 kpc, are known, and twice more with $\Phi \geq 50$ kpc (see e.g. Matsuda et al. 2004, 2007; Smith & Jarvis 2007, and references therein). They are generally part of larger structures of Ly α emitters of various sizes.

The origin of the Ly α emission in such blobs is still a matter of discussion. Widespread Ly α emission is known to be associated with starbursts and shocks. Multiple supernovae explosions, including galactic outflows, associated with giant starbursts, could be excellent candidates for powering Ly α emission. But accretion cooling flows (e.g. Nilsson et al. 2006; Smith & Jarvis 2007) and an obscured AGN have also been suggested

as other possible power sources. Ly α blobs present many similarities with high redshift radio galaxies, which often have giant Ly α haloes up to 150 kpc (see Miley & De Breuck 2008, for a review). However, all Ly α blobs observed to date remain undetected in deep radio observations, excluding the possibility that their Ly α emission is powered by a radio-loud AGN like in the radio galaxies. Whatever is their power source, there is evidence that Ly α blobs are strong infrared emitters. For instance, most of the 35 Ly α blobs with $\Phi \geq 30$ kpc identified by Matsuda et al. (2004) in the SA 22 region have been detected in deep Spitzer IRAC/MIPS observations (Yamada 2007; Huang et al., in preparation).

The 110 Mpc filament with 37 Ly α -emitting objects around the galaxy protocluster J2143-4423 at $z = 2.38$ is one of the largest known structures at high z (Palunas et al. 2004; Francis et al. 2004). In addition to its compact Ly α galaxies, it also includes four extended Ly α blobs ($\Phi \geq 50$ kpc). From Spitzer/MIPS observations, Colbert et al. (2006) have reported the detection of a number of $24 \mu\text{m}$ sources associated with Ly α emitters. In a central $8' \times 10.5'$ area of the J2143-4423 region, they have detected five $24 \mu\text{m}$ sources with a $24 \mu\text{m}$ flux density, $F_{24} \geq 150 \mu\text{Jy}$, closely associated with Ly α emitters, three of them being extended Ly α blobs. The far-infrared luminosities, L_{FIR} , that they inferred, range from 0.5 to $5 \times 10^{13} L_{\odot}$. There

* This work is based on observations made with the APEX Telescope. APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory.

are also three other similar $24\ \mu\text{m}$ sources with a looser (within $\sim 10''$) association to the $50\ \text{kpc-Ly}\alpha$ blobs¹.

Such a concentration of $\text{Ly}\alpha$ blobs suggests an exceptionally large structure (110 Mpc) above $z = 2$. However, neither $\text{Ly}\alpha$, nor $24\ \mu\text{m}$ emissions can give an unambiguous answer to the exact nature of the galaxies and their star formation properties. Submillimeter observations are fundamental to determine the far-IR luminosity of the various $24\ \mu\text{m}$ sources associated with $\text{Ly}\alpha$ emitters, and thus their star formation rate. The SCUBA $870\ \mu\text{m}$ study by Geach et al. (2005) of the similar structure SA 22 discovered by Steidel et al. (2000), with similar $\text{Ly}\alpha$ luminosity and a larger number of $\text{Ly}\alpha$ blobs (Matsuda et al. 2004), detected about 20% of the blobs (with possible statistical detection of the full sample). This could indicate that their FIR luminosity FIR luminosity is starburst powered, with FIR luminosities in the ultra-luminous regime ($>5 \times 10^{12}\ L_{\odot}$), equivalent to a star formation rate approaching $10^3\ M_{\odot}/\text{yr}$. However, the relation between the $\text{Ly}\alpha$ and even $24\ \mu\text{m}$ emission of the blobs to their star formation rate is probably not straightforward, as shown by the surprising non-detection of the strongest (17 mJy) SA 22 SCUBA source in the high-resolution submillimeter imaging of Matsuda et al. (2007), indicating extended submm emission.

In this context, we used the newly commissioned Large Apex Bolometer Camera (LABoCa) (Siringo et al. 2007, 2008 in prep.) to check the properties of ultra-luminous starbursts in the J2143-4423 $\text{Ly}\alpha$ blobs and their surrounding field. The paper is organized as follows: Sect. 2 describes the observation with LABoCa of the central part of the $z = 2.38$ $\text{Ly}\alpha$ -emitter overdensity at $\alpha = 21^{\text{h}}42^{\text{m}}43^{\text{s}}.7$, $\delta = -44^{\circ}25'30''.0$ (J2000), which was observed at $24\ \mu\text{m}$ by Colbert et al. (2006), Sect. 3 presents our analysis and in Sect. 4 we discuss the results and report our conclusions. Throughout the paper, we assume a concordance Λ -cosmology with $H_0 = 71\ \text{km s}^{-1}\ \text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ and $\Omega_{\text{m}} = 0.27$.

2. Observation

2.1. LABoCa observations

Observations were conducted using LABoCa (Siringo et al. 2007, 2008 in prep.) installed on the Atacama Pathfinder Experiment (APEX, Güsten et al. 2006). LABoCa is an array consisting of 295 bolometers arranged in 9 concentric hexagons, operating in total power at 280 mK, with a half-power spectral bandwidth from 313 to 372 GHz, and an effective frequency of 345 GHz ($870\ \mu\text{m}$). The number of bolometers with sky response is 266, of which 15 show signature of cross talk and 18 have very low sensitivity; in total 33 bolometers have been discarded from the data analysis. Two additional bolometers have been blinded in order to record the temperature variation of the detector wafer. The complete array field of view covers $11.4'$. Using fully sampled observations of Mars, we derived, for each detector, the

¹ The nomenclature about $\text{Ly}\alpha$ blobs is still a bit confused. A $\text{Ly}\alpha$ blob (or LAB) refers clearly to an extended or resolved region of $\text{Ly}\alpha$ emission. However, the evidence for extension depends on the quality of the optical image. In the prototype region SA 22, there is a list of several tens of LABs down to an extension of $\sim 5''$ (see e.g. Table 1 of Geach et al. 2005). In the J2143-4423 region, extensions are published only to $\sim 7''$ ($\sim 50\ \text{kpc}$), for four blobs, B1, B5, B6, B7 (see Table 4 of Palunas et al. 2004). However, other unresolved $\text{Ly}\alpha$ emitters are also labeled B2, B4, B8 and B9 (Francis et al. 1996, 1997; Palunas et al. 2004; Colbert et al. 2006). To avoid confusion, we will call extended objects of the first group $50\ \text{kpc-Ly}\alpha$ blobs.

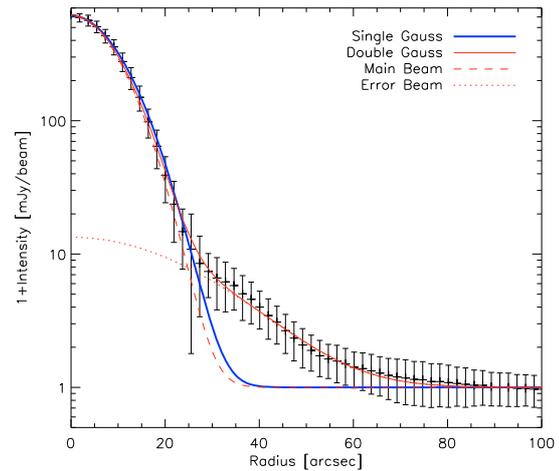


Fig. 1. Effective radial beam profile of LABoCa, combining all the bolometers that were usable during the observing run. The error bars are derived from the standard deviation of the pixels in the map. The profile is well described either by a single Gaussian of $HPBW = 20.4 \pm 0.5''$ (thick line), or by a Gaussian main beam of $HPBW = 19.1 \pm 0.6''$ (dashed line) and a Gaussian error beam of $HPBW = 54 \pm 5''$ (dotted line), once deconvolved from the median Mars diameter at the time of observation. The peak ratio between the error and the main beam is 2.1%.

relative gains and relative positions of the bolometers; the latter were found to be stable within $1''$. The gains have been normalized using the median value of all valid bolometers. The effective radial beam profile deduced from Mars observations is shown in Fig. 1. Once deconvolved from the size of Mars, varying from $6.5''$ to $6.9''$ during the observations, the beam profile can be approximated, within a few percent, by a single Gaussian beam of half power beam width ($HPBW$) of $20.4 \pm 0.5''$ for point source studies.

During the two disjoint observing periods, 2007 July 07–15 and August 15–28 (ESO program ID: 078.F-9030(A) and MPIFR 080.F-9502(A), respectively), the atmospheric conditions were excellent, with typical zenith opacities between 0.07 and 0.17 and a median value of 0.12 at $870\ \mu\text{m}$. The telescope pointing was checked once an hour using the nearby radio source PMN J1957-3845 and was found to be stable within a few arc seconds in azimuth and elevation. The focus setting in the Z direction was checked regularly every 2 to 3 hs on Mars, and at least every day in the X and Y direction and was found to be stable in each direction. The target area was mapped with a raster of scans in horizontal coordinates tracing spirals displaced from each other in a way to obtain optimum spatial sampling. Simulations were made using BoA (see subsection below) in order to derive the best spiral parameters to obtain a fully sampled map of the sky with the actual foot pattern of LABoCa and with little overhead compared to classical On-The-Fly observing mode. The total on sky integration time was $14 + 7 = 21$ hs.

The absolute flux calibration is based on observations of Mars during the first observing run and a model² developed by Lellouch, Amri, & Moreno, using general climate model predictions of martian surface and sub-surface temperatures³, and radiative transfer within the surface. The predicted total flux of Mars varied from 660 to 711 Jy, over the first observing

² See <http://www.lesia.obspm.fr/~lellouch/mars/>

³ See <http://www-mars.lmd.jussieu.fr/>

Table 1. The 870 μm LABoCa source catalogue around the $z = 2.38$ galaxy protocluster J2143-4423.

Name (IAU)	Nickname	α (J2000)	δ	S_ν [mJy] ^{c,d}	$F/\Delta F^a$	Notes ^b
LABoCa J214239-442820	L01	21 42 39.56	-44 28 20.12	21.1 \pm 1.0	5.22	
LABoCa J214220-442454	L02	21 42 20.98	-44 24 54.22	13.7 \pm 1.2	3.07	SB
LABoCa J214248-442730	L03	21 42 48.00	-44 27 30.62	14.1 \pm 1.1	2.90	
LABoCa J214222-442813	L04	21 42 22.08	-44 28 13.16	12.0 \pm 1.1	2.35	SB
LABoCa J214231-442348	L05	21 42 31.44	-44 23 48.46	10.8 \pm 1.1	2.16	
LABoCa J214235-442711	L06	21 42 35.03	-44 27 11.99	8.4 \pm 1.0	1.81	B7
LABoCa J214251-443043	L07	21 42 51.24	-44 30 43.73	10.6 \pm 1.8	1.75	QSO
LABoCa J214258-442501	L08	21 42 58.69	-44 25 01.70	7.6 \pm 1.1	1.64	
LABoCa J214241-443030	L09	21 42 41.88	-44 30 30.08	11.3 \pm 1.9	1.60	
LABoCa J214230-442813	L10	21 42 30.54	-44 28 13.34	8.9 \pm 1.0	1.58	
LABoCa J214244-442326	L11	21 42 44.76	-44 23 26.40	6.9 \pm 1.1	1.41	SB
LABoCa J214229-442215	L12	21 42 29.30	-44 22 15.30	6.3 \pm 1.2	1.41	
LABoCa J214302-442505	L13	21 43 02.77	-44 25 05.64	7.0 \pm 1.2	1.40	SB
LABoCa J214232-443127	L14	21 42 32.30	-44 31 27.24	14.0 \pm 2.5	1.38	
LABoCa J214249-443026	L15	21 42 49.34	-44 30 26.70	8.9 \pm 1.5	1.37	SB
LABoCa J214240-442517	L16	21 42 40.68	-44 25 17.04	4.3 \pm 0.8	1.32	
LABoCa J214209-442605	L17	21 42 09.52	-44 26 05.32	6.7 \pm 2.3	1.31	
LABoCa J214234-442208	L18	21 42 34.25	-44 22 08.35	3.0 \pm 1.0	1.30	
LABoCa J214216-442852	L19	21 42 16.14	-44 28 52.23	9.0 \pm 2.4	1.29	AGN
LABoCa J214240-443045	L20	21 42 40.86	-44 30 45.31	8.1 \pm 1.6	1.29	
LABoCa J214210-442515	L21	21 42 10.66	-44 25 15.82	6.7 \pm 1.9	1.26	
LABoCa J214309-442825	L22	21 43 09.39	-44 28 25.24	11.1 \pm 2.9	1.25	
LABoCa J214244-442625	L23	21 42 44.99	-44 26 25.55	4.3 \pm 0.9	1.19	
LABoCa J214252-442457	L24	21 42 52.75	-44 24 57.77	5.2 \pm 0.9	1.17	
LABoCa J214232-442014	L25	21 42 32.92	-44 20 14.71	6.6 \pm 1.7	1.15	
LABoCa J214226-442149	L26	21 42 26.56	-44 21 49.64	5.0 \pm 1.3	1.11	
LABoCa J214311-442617	L27	21 43 11.44	-44 26 17.39	4.9 \pm 1.7	1.08	
LABoCa J214237-442534	L28	21 42 37.38	-44 25 34.77	2.9 \pm 0.8	1.05	
LABoCa J214304-442200	L29	21 43 04.02	-44 22 00.10	7.1 \pm 2.1	1.04	
LABoCa J214312-442736	L30	21 43 12.32	-44 27 36.62	4.8 \pm 2.4	1.02	
LABoCa J214231-442642	L31	21 42 31.22	-44 26 42.79	3.2 \pm 0.8	1.02	SB
LABoCa J214242-442210	L32	21 42 43.00	-44 22 10.13	4.1 \pm 1.0	1.01	

^a Gaussian matched-filtered detection threshold.^b Identification of the source (see text).^c Corrected from the flux boosting effect.^d The absolute flux uncertainty is not included.

period. After correction for the angular extent of Mars, the derived calibration factor for LABoCa is $6.8 \pm 0.5 \text{ Jy} / \mathcal{M}$. The absolute flux calibration uncertainty is thus about 7%. Flux densities quoted in the following do not include this uncertainty since it is only useful when compared to other instruments.

2.2. Data reduction

The data were reduced with an updated version of the BOLometer Array Analysis Software (BoA), a newly designed free software package to handle bolometer array data. BoA is a collaborative effort of scientists at the Max-Planck-Institut für Radioastronomie (MPIfR), Argelander-Institut für Astronomy (AIfA), Astronomisches Institut Ruhr Universität Bochum (AIRUB) and Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), with the primary goal of handling data from LABoCa at APEX, but it can also be used to process data acquired with other instruments such as ASZCa (Dobbs et al. 2006) and (p)ArTéMiS at APEX or MAMBO Kreysa et al. (1998) at the IRAM 30-m telescope.

The data are corrected for atmospheric opacity at the time of the observation by a linear interpolation from a combination of skydips and APEX radiometer measurements. Using the two blind bolometers, it is possible to correct for the temperature variation of the helium-3 stage over the complete observation.

Flat-fielding was then applied based on bolometer relative gains on known primary calibrators. Before any further processing, the data stream was flagged according to the telescope pattern to avoid high accelerations, responsible for microphonics, as well as low and high speed, in order to properly disentangle the sky signal spatial frequencies from the atmospheric emission. The sky emission was iteratively estimated and removed using the median value of all valid bolometers, over the whole array first, then by grouping the bolometers by electronics boxes or cables to remove any remaining correlated signal due to the electronics or micro-phonics pick-up. This removed the atmospheric emission satisfactorily across the array and no or little correlated signal is seen after applying this procedure. An iterative despiking is applied to the data, before removing a linear baseline. A last flagging was set up on the bolometers according to the Median Absolute Deviation of their variance in order to filter very noisy or dead bolometers. Finally the data are weighted by the inverse of their variance, and gridded on the sky with a pixel size of one third of the beam, about $6''$, the flux in each pixel being the weighted-average of all bolometers observing that position, producing a signal (S) and a weight (W) map. Each scan was visually inspected in order to remove obvious problems like wrong sky noise removal, data corruption, canceled scans or bolometers warming up during the observations.

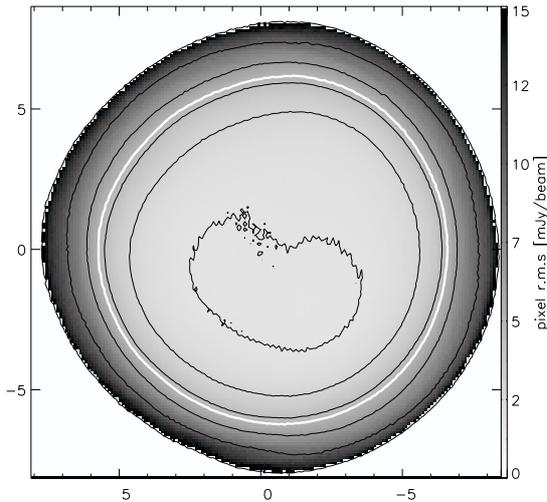


Fig. 2. Noise map around the $z = 2.38$ galaxy protocluster J2143-4423. Contours are at pixel rms 1.9, 2.9, 4.4, 6.6, 9.9, 15.0 mJy/beam in exponential progression, the thick white contour corresponds to the region of interest with pixel rms below 5 mJy/beam (see text). The axes denote the offsets in arc minutes from the map center ($\alpha = 21^{\text{h}}42^{\text{m}}43^{\text{s}}.7$, $\delta = -44^{\circ}25'30''.0$ (J2000)).

Other methods were tried to remove atmospheric noise, in particular one based on principal component analysis (PCA), where the signal is transformed to a coordinate system where the first axis correspond to the greatest variance of the data. By removing the first few coordinates and projecting the data back to its original basis, the atmospheric emission, responsible for most of the signal is then removed. Both methods, removing median signal and the PCA, show very similar results. Moreover the data was independently reduced following a totally different approach (see Kovács 2006, for an introduction) by using the *mini-crush* program. The final map and source list are compatible with the result presented here.

On the best 10% observed region, corresponding to a homogeneously observed surface of 45 arcmin^2 , the pixel rms is 1.93 mJy/beam, which correspond roughly to a point source sensitivity rms of 1.4 mJy, as the pixel size is a fraction of the beam. By rescaling the weight map with this value, we produced a noise map shown in Fig. 2. The noise is fairly flat in the center of the map with a pixel rms between 1.95 and 5 mJy/beam and increases rapidly toward the edge of it. In the following we will limit our study to the area with better than 5 mJy/beam pixel rms, corresponding roughly to a surface of 120 arcmin^2 , or 60% of our map; this corresponds to the white thick line in Fig. 2.

2.3. Source extraction

As seen in Fig. 2, the noise is not uniform over the observed field, and the signal (S) and weight (W) map were Gaussian-matched-filtered to take this into account. The FWHM of the Gaussian (P) filter was set to $\sqrt{20.4^2 + 3^2} = 20.7''$, in order to take into account the HPBW of LABoCa and a typical pointing error of $3''$. Following Serjeant et al. (2003), the detection threshold map after this noise-weighted convolution can be expressed as

$$\frac{F}{\Delta F} = \frac{(S \ W) \otimes P}{\sqrt{W \otimes P^2}},$$

and is presented in Fig. 3.

In order to test the robustness of the galaxy candidate identification, two tests were performed. The first test is derived from the jackknife test where the observations are divided into two randomly chosen samples of equal size. The difference of the two maps should remove both resolved and confused sources signal and its histogram should be described by a pure Gaussian. Figure 4 presents the average result of 100 jackknifed maps. A Gaussian distribution fits very well the negative part of the jackknife histogram, and shows no positive-side excess indicating that the jackknife procedure did remove all source signal. For the second test, the relative positions of the bolometers were shuffled inside the field of view, corrupting their astrometry. In the resulting co-added map, any coherent source on the sky should be smeared out in the noise, and any positive excess on the map pixel distribution will be suppressed, while the noise properties of the resulting map remain similar to the real map. Figure 4 shows the histogram of one astrometry-corrupted map, whose negative part is very well fitted by a Gaussian distribution and which presents no or very little excess on the positive side, due to the smearing over the map of the sources signal.

The histogram of the detection threshold map is also shown in Fig. 4. The negative part of the histogram is highly Gaussian and is well described by the over-plotted Gaussian fits of the jackknifed and astrometry-corrupted distribution, showing a clear excess on the positive side. The galaxy candidates clearly account for this excess, as the residual map, after source extraction, does not show such a significant excess.

In order to determine the false detection rate, we produced 100 jackknifed maps and performed source extraction, using a CLEAN algorithm (Högbom 1974), with different detection thresholds. This gives a realistic picture of the number of spurious sources expected in our map at a given threshold. However, the jackknifed maps are free of confusion noise, therefore the number of spurious sources might be a slightly underestimated. The result is shown in Fig. 5, where the solid line is an exponential fit to the data as $F(r) = a \exp(-r^2/b)$. We find that a Gaussian matched-filtered detection threshold of 1.2 results in at most one spurious source expected at random, whereas with a threshold of 1.0 we expect about four spurious sources. Translated into the non-filtered map, these thresholds correspond roughly to a signal-to-noise ratio for point source of 4.3 and 3.4, respectively.

The measured fluxes in a map are biased toward high values due to instrumental, atmospheric and confusion noise, this is known as the “flux boosting” effect. We performed Monte-Carlo simulations to test the completeness, flux boosting and positional uncertainties of the source extraction algorithm. Using one jackknifed map we added, at a random position in the map, one source with flux between 1 and 20 mJy in steps of 0.5 mJy. Repeating this process 500 times for each flux bin, source extraction was made by selecting all regions with a detection threshold, $F/\Delta F > 1.2$, and we computed the flux densities within an aperture of $20.4''$ directly in the non-filtered map. The photometry correction is derived from the high signal to noise map of Mars and is about 7%. The results of these simulations are presented in Fig. 6 for a Gaussian matched-filtered signal-to-noise threshold ratio of 1.00. As expected, the source extraction performs well in extracting all the brighter sources but degrades when dealing with fainter sources. At a flux density of 4 mJy, the completeness is about ≈ 50 per cent. The effect of flux boosting is clearly seen for faint flux densities, where the instrumental noise tends to favor detection of sources coinciding with positive noise peaks. At a flux density level of 4 mJy, this effect is on the order of 35 percent, decreasing exponentially for higher fluxes. Last, the

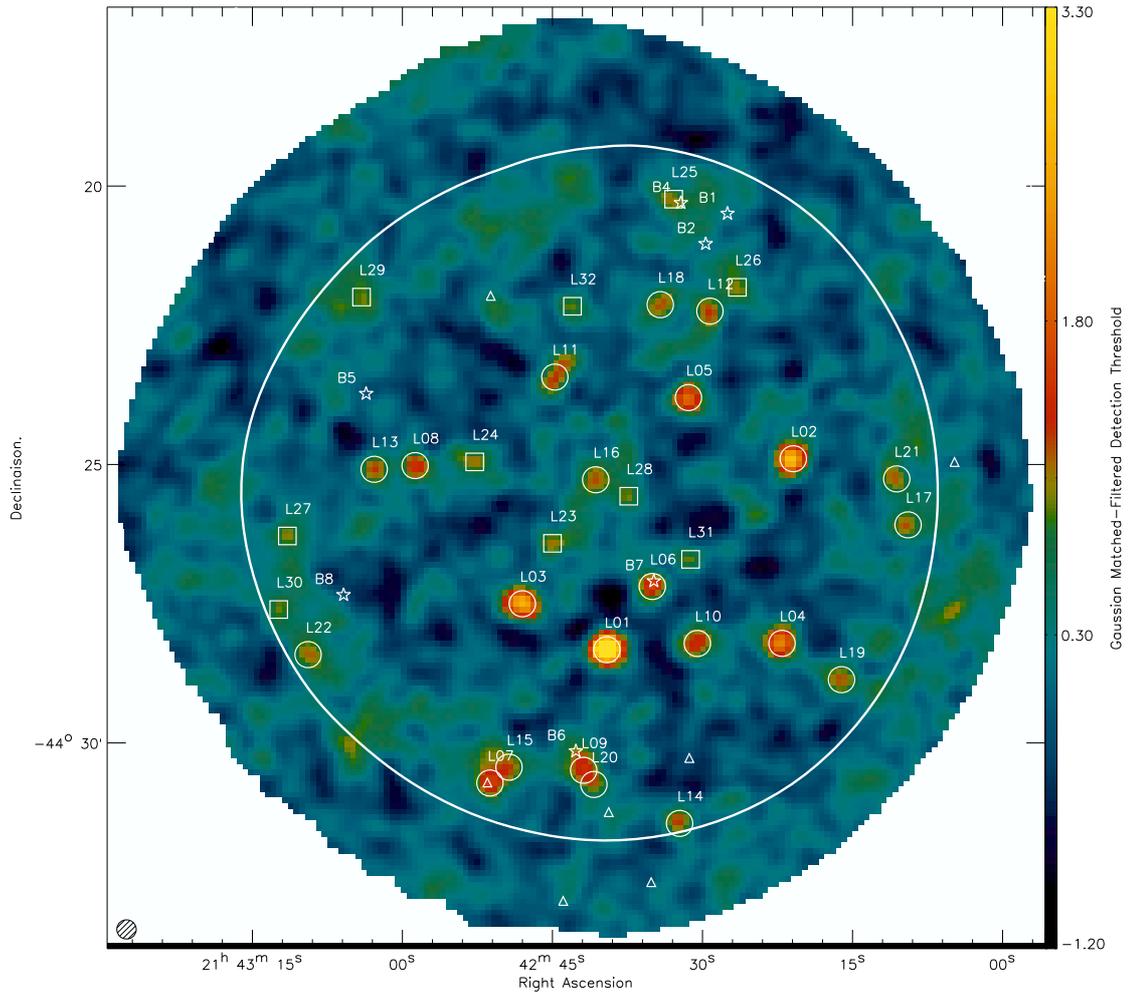


Fig. 3. The $870\ \mu\text{m}$ LABoCa Gaussian-matched-filtered detection threshold map around the $z = 2.38$ galaxy protocluster J2143-4423. The map pixels are about $6'' \times 6''$. detection threshold greater than 1.2 (1.0) are circled (boxed). This detection threshold corresponds roughly to a signal-to-noise ratio of 4.3 (3.4). The thick white contour corresponds to the region of interest (see text). The LABoCa HPBW beam shape is represented in the lower left corner. Ly α Blobs present in the field are represented by open stars (Palunas et al. 2004). Triangles are QSOs detected by Francis et al. (2004).

positional offset due to the source extraction algorithm is found to be approximately $4''$ for a flux density of 4 mJy and decreasing for higher fluxes. For a flux density of 10 mJy, this positional error is about $1''$, corresponding to one sixth of a pixel, negligible with respect to the pointing error.

Within the region of interest of the Gaussian matched-filtered map, we performed source extraction with a threshold of $F/\Delta F > 1.0$, leading to the detection of 22 sources with $F/\Delta F > 1.2$ and 10 additional sources below this threshold where we expect, in total on the full sample, between 1 and at most 5 spurious sources. The source candidates are listed in Table 1, in decreasing Gaussian matched-filtered detection threshold ($F/\Delta F$) order and are also seen in Fig. 3. The listed flux densities are corrected for the boosting flux effect and are in the range of 2.9 to 21.1 mJy. The flux uncertainties are computed from dispersion in the sky annulus and the uncertainty in the mean sky brightness. The quoted uncertainties are also corrected for the boosting flux effect but do not propagate its uncertainties.

3. Analysis

3.1. Number counts

We performed a cumulative number count analysis on the detected sources using the fluxes corrected for the flux boosting effect and for the completeness of the survey as discussed previously. Based on 22 sources, the $870\ \mu\text{m}$ integrated number counts are presented in Fig. 7 and are well described by a power law of the form $N(>S) = N_0(S/S_0)^{-\alpha}$: with the parameter $S_0 = 10\ \text{mJy}$, we derived $N_0 = 70 \pm 12\ \text{deg}^{-2}$ and $\alpha = 1.9 \pm 0.2$. On the same figure, we also show the cumulative combined SHADES number counts obtained by Coppin et al. (2006) on a $720\ \text{arcmin}^2$ field down to an rms of 2 mJy where >100 galaxies were uncovered. Our sample of 22 sources is too small to allow any meaningful detailed analysis of the number count distribution, and, for example, we do not see any trend for a break in the power law as in the SHADES data. However, we tentatively observe an over density of sources at $S_{870\ \mu\text{m}} > 10\ \text{mJy}$. This is confirmed when we look at the

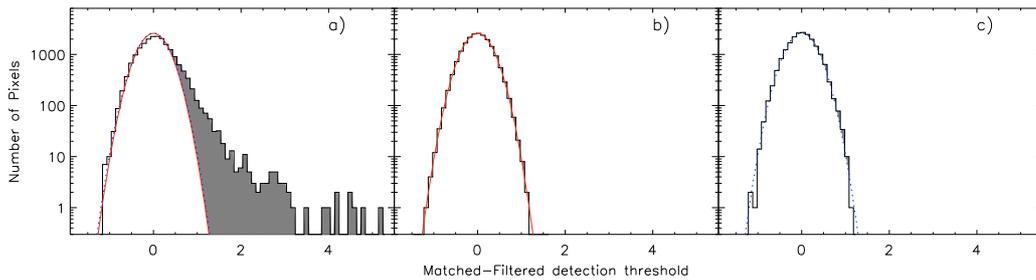


Fig. 4. Histograms in Log-Normal coordinates of the pixel signal-to-noise values of the Gaussian-matched maps. **a)** in the signal map, where a clear excess (shaded area) on the positive-side is present compared to the jackknife histogram fit (solid line) or the astrometry-corrupted fit (dashed-line). **b)** in the mean jackknife and **c)** astrometry-corrupted map (see text) which can both be very well fitted by a Gaussian distribution (solid line in **b)** and dashed line in **c)**.

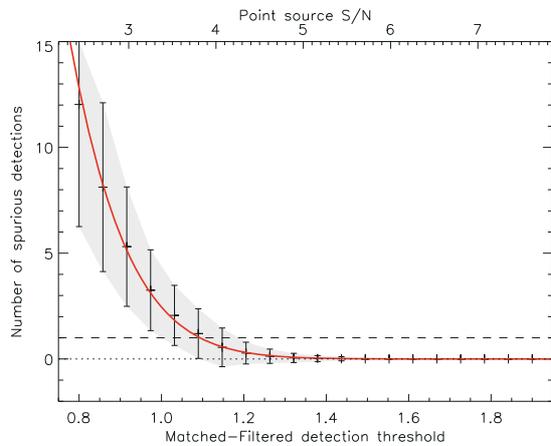


Fig. 5. Expected average spurious detection rate in our map as a function of the Gaussian matched-filtered signal-to-noise ratio. The solid line is an exponential fit to the data. Error bars are 1σ standard deviations of the jackknifed maps. The upper axis presents roughly the corresponding signal-to-noise ratio for point sources.

number counts of 4 sources in a $5'$ diameter circle around the source L06, identified as a $\text{Ly}\alpha$ blob (see below), with a power law parametrized by $N_0 = 498 \pm 152 \text{ deg}^{-2}$ and $\alpha = 1.3 \pm 0.5$. The density of submillimeter galaxies is then one order of magnitude, at a 3σ level, higher than for unbiased submillimeter field galaxies.

3.2. Mid-IR source identifications

Identification of millimeter and submillimeter galaxies has mainly used the strong correlation between the far-IR and radio luminosities, tracing respectively, warm dust heated by hot, young O-type stars and non-thermal emission resulting from supernova explosions, both phenomena of ongoing star formation. With the low density of faint radio sources, it is unlikely to have a chance association within a few arc second (see e.g. Ivison et al. 2007, and references therein). Unfortunately, no sensitive radio observation is available to date on the observed field. Nevertheless, Mid-IR imaging with e.g. Spitzer has also been used to identify SMGs (Pope et al. 2006; Ivison et al. 2007), although the position uncertainties are larger than for the radio observation and the link between Mid-IR and Far-IR emission is not as well defined as the one between Far-IR and radio (see

e.g. Bavouzet et al. 2007). We used data taken with IRAC (at $3.6, 4.5, 5.8$ and $8.0 \mu\text{m}$) (Colbert et al. in prep.) and MIPS (at $24 \mu\text{m}$) (Colbert et al. 2006) to identify the sources detected at $870 \mu\text{m}$. From the $3.6 \mu\text{m}$ catalog we derived the photometry in all IRAC bands and matched it to the $24 \mu\text{m}$ catalog within a search radius of $2''$ to produce a global search catalog. Stars were removed using a simple color criterion of $S_{24 \mu\text{m}}/S_{3.6 \mu\text{m}} < 0.1$ (Rodighiero et al. 2006).

Following Condon (1997) and Ivison et al. (2007), the positional uncertainties of a three free parameter Gaussian fit is $\Delta\alpha = \Delta\delta = \theta (S/N)^{-1}/2\sqrt{\ln 2}$, where θ is the beam HPBW and (S/N) is the flux signal to noise ratio. Adopting a conservative lower value of $(S/N) = 3$, the rms position uncertainties are on the order of $4''$ in both axes. Taking into account a possible shift between Spitzer and LABoCa absolute astrometric frames on the order of $5''$, we have adopted a final search radius of $r = 8''$.

For each $870 \mu\text{m}$ source, we searched for all counterparts in the full Mid-IR catalog and we computed the corrected Poisson probability of a chance association P using the method described in Downes et al. (1986) with the number counts at $24 \mu\text{m}$ and $3.6 \mu\text{m}$ of Papovich et al. (2004); Lagache et al. (2004) and Fazio et al. (2004), the latter with IRAC on Spitzer. The position and flux densities of all 24 and $3.6 \mu\text{m}$ counterparts within $8''$ of the $870 \mu\text{m}$ LABoCa sources are presented in Table 2, where the most reliable counterparts, with $P < 0.05$, are listed in bold face. From the $22+12$ detected SMGs, ten show a robust counterpart at $24 \mu\text{m}$, 15 others have a $24 \mu\text{m}$ counterpart with a probability $P \leq 0.2$ of spurious association, and finally ten sources do not show a counterpart within $8''$. Practically all these $24 \mu\text{m}$ sources but one, have a secure IRAC associate (within $\leq 1''$) detected at least at $3.6 \mu\text{m}$ (Table 2). Figure 8 presents $45'' \times 45''$ postage stamp images of the 3.6 and $24 \mu\text{m}$ emission centered on the 22 securely detected SMGs with $F/\Delta F > 1.2$. The lack of radio data over that field leads to only half of the sources having a secure counterpart, whereas it is of order of two-thirds in other submillimeter studies (Pope et al. 2006; Ivison et al. 2007) in which source positions are validated by radio identifications. If one takes into account less secure associations (Table 2), the total proportion of $24 \mu\text{m}$ associations become comparable.

From the four $50 \text{ kpc-Ly}\alpha$ blobs present in the observed field (Palunas et al. 2004), of which three are detected at $24 \mu\text{m}$ (Colbert et al. 2006), only one, B7, is detected at $870 \mu\text{m}$. None of the other $\text{Ly}\alpha$ emitters present in the $870 \mu\text{m}$ image is securely detected, placing an upper limit on their flux densities of $S_{870 \mu\text{m}} \leq 5-7 \text{ mJy}$ (3σ). However, there are hints of emission near the $\text{Ly}\alpha$ blobs B4 and B6.

Table 2. The Mid-IR properties of SMG around the $z = 2.38$ galaxy protocluster J2143-4423.

Nickname	MIPS 24 μm				IRAC					
	RA (J2000)	Dec	$S_{\nu} \pm \sigma_{\nu}$ [μJy]	Offset "	P^a	$S_{36\mu\text{m}}$ [μJy]	$S_{4.5\mu\text{m}}$ [μJy]	$S_{5.8\mu\text{m}}$ [μJy]	$S_{8.0\mu\text{m}}$ [μJy]	
L01	21 42 39.64	-44 28 17.26	81.4 \pm 5.3	2.9	0.09	4.1 \pm 0.3	4.7 \pm 0.6			21.0 \pm 4.4
L02	21 42 21.01	-44 24 51.89	911.0 \pm 5.4	2.3	0.00	190.8 \pm 0.7	135.1 \pm 0.7	139.1 \pm 3.1		92.7 \pm 4.6
L03	21 42 47.54	-44 27 29.19	51.1 \pm 5.1	5.3	0.19	4.4 \pm 0.4	4.9 \pm 0.5	10.4 \pm 2.7		
L04	21 42 22.07	-44 28 09.02	362.0 \pm 5.5	3.3	0.02	27.8 \pm 0.6	29.5 \pm 0.6	45.3 \pm 2.9		34.1 \pm 4.5
L05	21 42 31.74	-44 23 42.51	230.0 \pm 5.6	6.2	0.10	15.3 \pm 1.2	14.9 \pm 1.9	22.7 \pm 3.5		22.7 \pm 4.4
L06	21 42 34.97	-44 27 08.70	292.0 \pm 5.7	3.4	0.03	10.8 \pm 1.1	13.9 \pm 1.2	19.9 \pm 4.5		24.0 \pm 5.3
L07	21 42 50.74	-44 30 46.07	175.0 \pm 6.6	5.5	0.11	2.4 \pm 0.6	3.3 \pm 0.7	10.2 \pm 3.1		
	21 42 51.49	-44 30 43.18	1640.0 \pm 5.9	2.6	0.00	105.0 \pm 0.6	163.0 \pm 0.9	293.2 \pm 2.8		475.2 \pm 5.5
L08	21 42 59.27	-44 25 00.16	355.0 \pm 5.2	6.5	0.07	17.3 \pm 0.4	22.9 \pm 0.6	32.0 \pm 2.6		21.0 \pm 4.5
L09										
L10										
L11	21 42 44.73	-44 23 28.13	659.0 \pm 5.5	2.9	0.01	44.5 \pm 2.2	57.7 \pm 1.4	70.3 \pm 5.8		46.3 \pm 6.9
L12	21 42 28.95	-44 22 11.12	99.4 \pm 5.7	6.0	0.17	5.0 \pm 0.5	7.1 \pm 0.6	11.2 \pm 3.0		15.7 \pm 4.7
L13	21 43 03.06	-44 25 12.13	109.0 \pm 5.2	8.0	0.19	6.3 \pm 0.3	7.8 \pm 0.6			
	21 43 02.64	-44 25 03.15	238.0 \pm 5.2	3.4	0.04	13.9 \pm 0.3	16.1 \pm 0.6	22.2 \pm 3.0		18.7 \pm 4.7
L14	21 42 31.91	-44 31 30.09	155.0 \pm 5.1	5.5	0.12	32.5 \pm 0.4	21.6 \pm 0.5	22.9 \pm 2.6		23.3 \pm 4.2
L15	21 42 49.30	-44 30 29.73	372.0 \pm 5.8	2.8	0.02	24.5 \pm 0.4	33.4 \pm 0.6	53.3 \pm 3.0		32.0 \pm 4.4
L16	21 42 40.91	-44 25 17.56	143.0 \pm 5.6	2.7	0.05	9.9 \pm 0.4	11.6 \pm 0.7	14.1 \pm 3.0		
L17	21 42 09.94	-44 26 06.06	59.3 \pm 5.7	4.4	0.16	4.4 \pm 0.3	6.0 \pm 0.6			
L18	21 42 33.58	-44 22 09.80	229.0 \pm 5.1	7.9	0.13	8.7 \pm 0.7	11.3 \pm 0.9	16.1 \pm 2.8		
	21 42 34.81	-44 22 10.35	180.0 \pm 5.4	6.4	0.13					
L19	21 42 16.07	-44 28 49.50	139.0 \pm 5.8	2.3	0.04	9.9 \pm 0.5	13.4 \pm 0.8	20.2 \pm 3.0		28.4 \pm 5.1
L20	21 42 41.21	-44 30 47.57	113.0 \pm 5.4	4.0	0.11	33.5 \pm 0.4	31.0 \pm 0.5	21.0 \pm 2.7		92.4 \pm 4.3
	21 42 41.12	-44 30 37.23	62.8 \pm 5.4	7.9	0.20	8.1 \pm 0.5	12.7 \pm 0.6	23.6 \pm 3.1		29.6 \pm 4.8
	21 42 40.47	-44 30 51.02	78.1 \pm 5.4	7.2	0.19	71.0 \pm 0.7	45.6 \pm 0.8	40.9 \pm 2.7		26.6 \pm 4.7
L21										
L22										
L23										
L24	21 42 52.84	-44 24 55.95	94.6 \pm 5.9	2.6	0.07	31.5 \pm 0.4	21.4 \pm 0.5	29.6 \pm 3.3		
	21 42 52.85	-44 24 56.16	97.7 \pm 7.3	2.0	0.05					
L25										
L26	21 42 26.22	-44 21 52.39	172.0 \pm 5.9	4.8	0.09	17.1 \pm 0.4	22.3 \pm 0.6	41.9 \pm 3.0		23.7 \pm 5.0
L27	21 43 11.73	-44 26 16.94	56.5 \pm 5.6	2.0	0.07	16.3 \pm 0.9	16.7 \pm 0.7	18.1 \pm 3.2		18.9 \pm 4.7
L28	21 42 37.36	-44 25 29.41	79.4 \pm 5.6	6.7	0.19	19.7 \pm 0.4	17.9 \pm 0.5	21.0 \pm 2.9		
	21 42 37.98	-44 25 35.86	71.8 \pm 5.7	6.5	0.19					
L29	21 43 04.22	-44 22 06.52	206.0 \pm 5.4	7.0	0.12	56.2 \pm 0.6	66.8 \pm 0.6	65.6 \pm 3.0		47.1 \pm 4.3
L30										
L31	21 42 31.05	-44 26 44.61	359.0 \pm 5.8	2.4	0.01	82.4 \pm 2.0	59.6 \pm 1.4	63.9 \pm 3.7		27.3 \pm 4.8
	21 42 30.73	-44 26 43.02	105.0 \pm 6.1	5.3	0.15					
L32										

^a P was computed with search radius of $8''$. Reliable identifications ($P < 0.05$) are listed in bold.

Mid-IR colors can be used to distinguish between starburst and AGN emission (Ivison et al. 2004; Pope et al. 2006; Ivison et al. 2007). We compared the $24\mu\text{m}/8.0\mu\text{m}$ and $8.0\mu\text{m}/4.5\mu\text{m}$ color of the 9 sources with robust and complete Mid-IR counterpart, with the SWIRE template SED library of typical galaxies described in Polletta et al. (2007). We used 14 template SEDs consisting of 6 starbursts corresponding to the SED of Arp 220, M 82, NGC 6090, NGC 6240, IRAS 22491-1808, and IRAS 20551-4250, and 6 QSO-like SED, 3 type-1 and 2 type-2 and Mrk 231. We also included 2 moderately luminous AGN representing Seyfert 1.8 and Seyfert 2 galaxies (see Polletta et al. 2007, for a detailed description). These templates were redshifted from $z = 0.5$ to 4 and flux densities were computed using the IRAC and MIPS filters. The results are presented in Fig. 9, for all the sources in Table 2, together with sources with secure counterparts of Pope et al. (2006) and Seymour et al. (2007). From this diagram, it appears that 6/9 sources (L02, L04, L11, L13, L15 and L33) have colors similar to starburst galaxies at redshift between 1 and 3, whereas 2/9 (L07 and L11) are more

likely to be quasars. Finally, one, L06 lies close to the starburst region (see Fig. 9).

3.3. Notes on individual objects

L01 – This source is among the strongest submillimeter sources and is not securely associated with any Mid-IR source. No radio emission at 843 MHz is detected at the source position in the Sydney University Molonglo Sky Survey (SUMSS) (Mauch et al. 2003) placing an upper limit on the radio flux density of 10 mJy. The submm-to-radio spectral index is then $\alpha_{843\text{MHz}}^{345\text{GHz}} > 0.13$ which places this source at $z > 0.7$ following the submm-to-radio spectral index relation of Carilli & Yun (2000) with the spectrum of M 82 as template. The possible Spitzer counterpart reported in Table 2 has a IR SED typical of an AGN. However, the very large $S_{870\mu\text{m}}/S_{24\mu\text{m}}$ ratio is incompatible with an AGN, but rather needs a strong starburst SED such as that of Arp 220. It is therefore possible that the main Spitzer counterpart is undetected. With a secure completeness

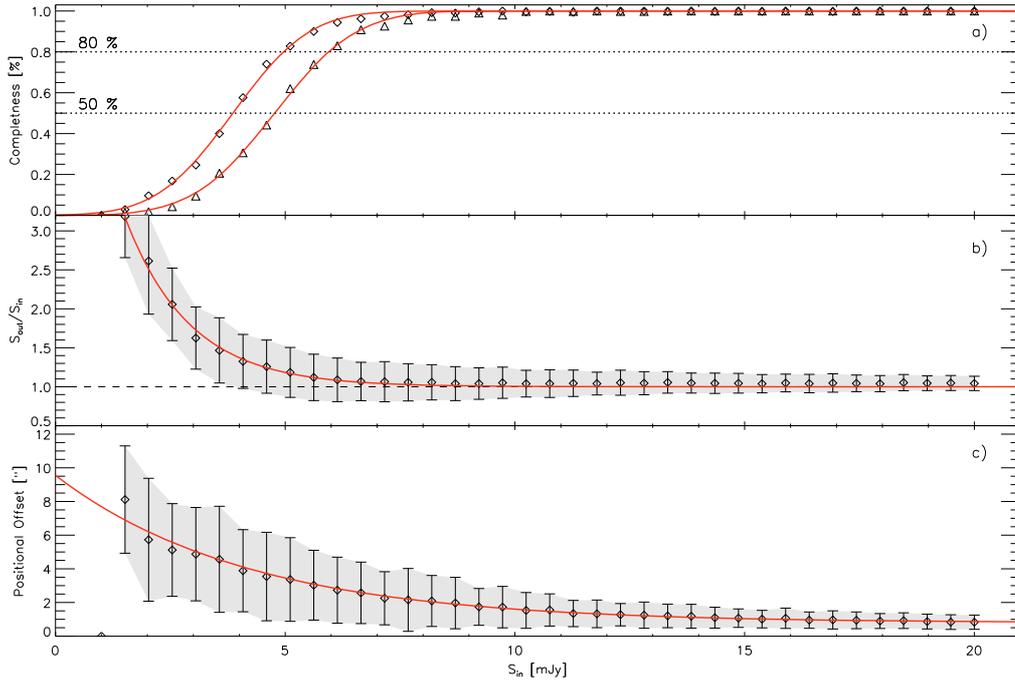


Fig. 6. Results of Monte-Carlo simulations with a Gaussian-matched detection threshold ratio of 1.0 (diamond) and 1.2 (triangle), to test for completeness, flux boosting and position uncertainties as a function of the input flux. Error bars are the 1σ standard deviation of the jackknifed maps. **a)** Completeness function, i.e. the fraction of recovered sources. **b)** Flux boosting, i.e. the ratio between the extracted and input flux. **c)** Positional uncertainties, i.e. difference between the input and recovered source positions. The solid line represent fits to the data, using an error function for **a)**, as $f(S_{in}) = (1 + \text{Erf}((S_{in} - a)/b))/2$ with $a = 3.8$ (4.7) and $b = 1.8$ (2.0) for a detection threshold of 1.0 (1.2) and an exponential function of the form $f(S_{in}) = a \exp(-b S_{in}) + 1$ with $a = 6.3$ $b = 0.7$ for **b)** and $f(S_{in}) = a \exp(-b S_{in}) + c$ with $a = 8.7$ $b = 0.2$ and $c = 0.8$ for **c)**. Results for **b)** and **c)** are similar for the two detection thresholds and only one is presented for clarity.

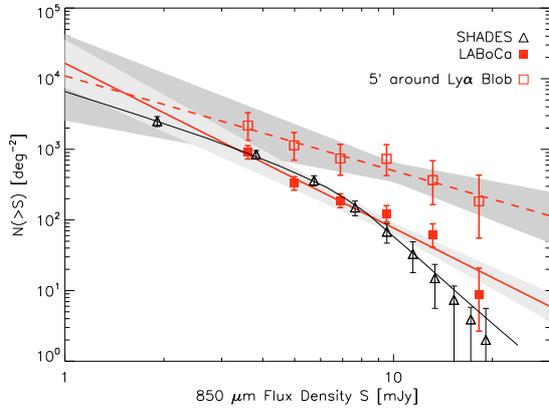


Fig. 7. Cumulative number counts at $870 \mu\text{m}$ (full square) based on the sources detected in this paper. The errors bars are the 1σ two-sided Poissonian confidence level. The thick plain line is a power law fit to the data (see text). Also shown are the $850 \mu\text{m}$ cumulative number counts and fit of the SHADES survey with triangles and thin line, respectively (Coppin et al. 2006). The $850 \mu\text{m}$ number counts have been rescaled to $870 \mu\text{m}$ with a spectral index of ν^2 . Furthermore, the number counts in a $5'$ diameter circle around the source L06 are presented in open squares and a dashed line that has been fitted to them is also shown. Shaded area represent the 1σ uncertainties of the fit.

limit of $S_{24 \mu\text{m}} < 80 \mu\text{Jy}$, using the limit for the $S_{870 \mu\text{m}}/S_{24 \mu\text{m}}$ ratio (>270), we can estimate a lower limit on the source's

redshift at $z \gtrsim 2.8$ (although $z = 2.38$ remains possible with a highly obscured SED). It is even possible that this source is extended or associated with multiple objects within the large LABoCa beam, like other very strong submillimeter sources such as SMM J123711.7+622212 (GN20) (Pope et al. 2006; Iono et al. 2006) or LAB1-SA 22 (Matsuda et al. 2007). Using a modified blackbody with a dust temperature of 40 K and a spectral index of 1.5, this corresponds to an infrared luminosity of $L_{\text{IR}} = L_{5-1000 \mu\text{m}} \approx 2 \times 10^{13} L_{\odot}$.

L02 – This source has a very strong $24 \mu\text{m}$ flux and Mid-IR colors well within the starburst region in Fig. 9. There is a $S_{843 \text{ MHz}} = 18.6 \pm 1.3 \text{ mJy}$ radio source at $9.6'$ displaced from our nominal position in the SUMSS Catalog. Due to the large beam of the radio observation, it is possible that these two sources are associated, making L02 a radio loud source. Its SED would then be similar to e.g. 4C 41.17 (Seymour et al. 2007; Archibald et al. 2001) but at much lower redshift $z \sim 1.0-1.3$, compatible with the $S_{870 \mu\text{m}}/S_{24 \mu\text{m}}$ ratio of 9. However given this low ratio, this source could also be at higher redshift, up to 2.5.

L04 – From the IRAC color of this source, we infer a starburst template (Fig. 9) with a redshifted stellar maximum emission in the $5.8 \mu\text{m}$ band and an infrared redshift of $z_{\text{IR}} = 2.5 \pm 0.3$ inferred from a combination of the four IRAC fluxes (Pope et al. 2006). Using Arp 220 or IRAS 20551-4250 as best matched templates, we derive an infrared luminosity of $L_{\text{IR}} \approx 1.4 \times 10^{13} L_{\odot}$.

L06 – This source is associated with the Ly α Blob B7 at $z = 2.38$ of Palunas et al. (2004). This is one of the sources with

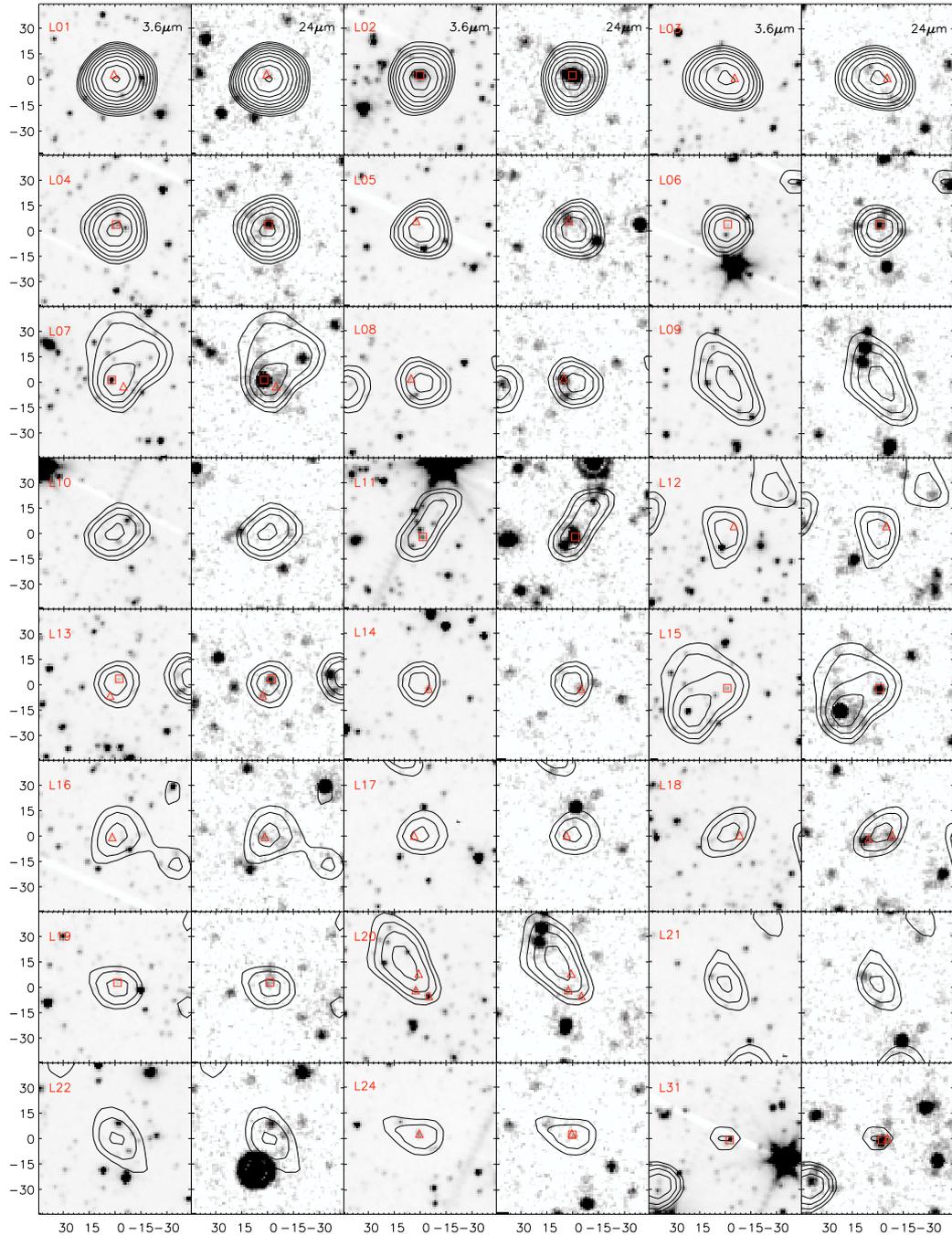


Fig. 8. Spitzer images of the sources detected at $870\ \mu\text{m}$ with $\Delta F/F > 1.2$ plus L24 and L31. From left to right, IRAC $3.6\ \mu\text{m}$ and MIPS $24\ \mu\text{m}$. Contours show the $870\ \mu\text{m}$ detection threshold $F/\Delta F$ at 0.8, 1.0, 1.2, ..., 5.0 in exponential progression. The axes denote the offsets in arc seconds from the $870\ \mu\text{m}$ source position. Sources are labeled in the top left corner (see text and Tables 1 and 2). Squares show sources identified in Table 2 with $P < 0.05$ whereas triangles show identifications with $P > 0.05$.

the largest excess flux in the narrow band $\text{Ly}\alpha$ filter compared to the B filter. It has a very good $24\ \mu\text{m}$ association (Colbert et al. 2006). There appear to be additional MIPS sources at short distance of $15''$. The SED of L06 is similar to IRAS 19254-7245 South, a Seyfert 2 and Starburst/ULIRG composite leading to $L_{\text{IR}} \approx 5 \times 10^{12} L_{\odot}$ placing this source in the ULIRG regime.

With a $\text{Ly}\alpha$ -IR relation of $L_{\text{Ly}\alpha}/L_{\text{bol}} = 0.16\%$, this source lies on the trend found by Geach et al. (2005).

L07 – This source is associated with the QSO [FPT2004] J214251.50-443043.2 detected by Francis et al. (2004) at $z = 1.795$ with a B magnitude of $M_B = 20.26$. The SED of L07

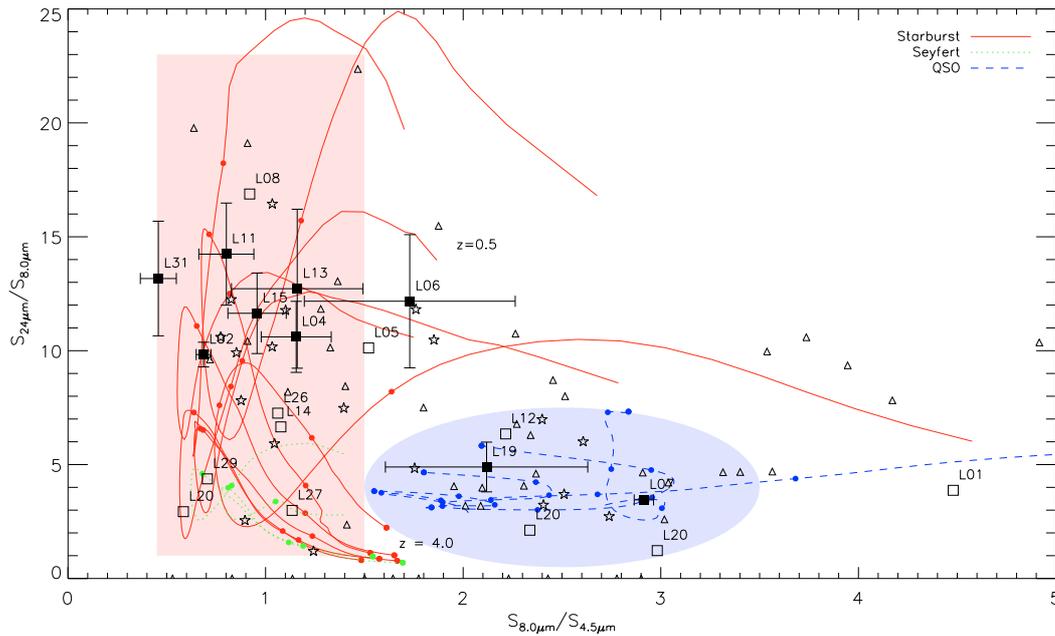


Fig. 9. $S_{24\mu m}/S_{8\mu m}$ versus $S_{8\mu m}/S_{4.5\mu m}$ color-color diagram for the SMGs of Table 2 with $P < 0.05$ as full square, and open square for those with $P > 0.05$. The lines are color-color tracks with redshift starting from 0.5 to 4, dots denote redshift 1 to 4, from top to bottom for the starburst-like SEDs (plain lines), Seyfert Galaxies (dotted lines) and QSOs (dashed lines). The rectangle defines the region where we expect most of the starbursts, whereas the ellipse shows the region of QSOs. Stars are the submillimeter galaxies of Pope et al. (2006) with secure Mid-IR counterparts, triangles are the radio galaxies of Seymour et al. (2007).

is well described by a typical type 1 QSO SED with high IR counterpart, with an inferred luminosity of $L_{IR} = 8 \times 10^{12} L_{\odot}$.

L11 – As for L04, the SED rather indicates a starburst (Fig. 9) with a stellar bump in the $5.8 \mu m$ band. The infrared redshift of this source is $z_{IR} = 2.9 \pm 0.3$. Using this redshift and the SED of IRAS 20551-4250, we derive an infrared luminosity of $L_{IR} \approx 2 \times 10^{13} L_{\odot}$.

L13 – Having a similar SED to L04, this source has an infrared redshift of $z_{IR} = 2.7 \pm 0.3$, and an inferred infrared luminosity of $L_{IR} \approx 8 \times 10^{12} L_{\odot}$.

L15 – This source has a typical starburst SED like IRAS 20551-4250 with an infrared redshift of $z_{IR} = 2.8 \pm 0.3$ and luminosity of $L_{IR} \approx 1 \times 10^{13} L_{\odot}$. If this redshift estimate is right, the proximity on the sky of L07 and L15 (Figs. 3 and 8) is fortuitous.

L19 – If the association of Table 2 is correct, the mid-IR SED and colors are typical of an AGN, with an uncertain redshift, probably $z \sim 2-3$.

Nine sources have at least one counterpart within the search radius of $8''$ and within the completeness limit of $S_{24\mu m} \sim 80 \mu Jy$, but the associations are less secure with probabilities of spurious association in the range 0.05–0.20. For three of them, L03, L05 L14, the $S_{870\mu m}/S_{24\mu m}$ ratio, greater than 135, indicates most likely starburst galaxies and places them at $z \gtrsim 2.5$, but they could be at a lower redshift if their SEDs were strongly obscured. For the six other galaxy candidates, L08, L12, L16, L17, L18, L20, the $S_{870\mu m}/S_{24\mu m}$ ratio, ranging from >35 to >95 , places them at $z > 2.2$, or around $z \sim 1.4$ if they have obscured SEDs similar to Arp 220. In the case of L12, the tentative counterpart presents typical colors of an AGN, which would place it at very high redshift ($z > 5$).

Two sources, L09 and L10, have no counterpart candidates within the completeness limit of the $24 \mu m$ observations. With

respective lower limits for the $S_{870\mu m}/S_{24\mu m}$ ratio of 140 and 120, these sources are likely to be starbursts at $z > 2.5$ or at lower redshift in case of a strongly obscured starburst SED. L09 is close to the position of the Ly α Blob B6, but the blending with L20 makes the association unlikely. Last, L21 has also no counterpart candidates but with a lower $S_{870\mu m}$ flux density, this source's redshift is more likely to be around 1.5.

The quality of the submillimeter fluxes of the ten other sources, L22-32 of Tables 1 & 2, is lower, as well as most of their possible Spitzer associations. Exceptions of L24 which has a high probability $24 \mu m$ counterpart (see Fig. 8), with $S_{870\mu m}/S_{24\mu m} \sim 55$, indicating a starburst at $z \sim 1.5$, L25 which lies close to the Ly α Blob B4, but the higher noise on the edge of the map prevents any firm conclusion and L31 which seems to lie on the edge of the starburst region on the color-color diagram presented Fig. 9 and has $z_{IR} = 2.7 \pm 0.3$.

4. Discussion and conclusions

By detecting high- z powerful ULIRGs ($L_{FIR} \sim 5-20 \times 10^{12} L_{\odot}$), our results may cast some light on the association of such SMGs not only with the Ly α blobs themselves, but also with the $z = 2.38$ large scale structure that they trace. The meager submillimeter detection rate of only one Ly α blob confirms the findings of Geach et al. (2005) that maximum starbursts with $L_{FIR} \gtrsim 10^{13} L_{\odot}$ are present in only a minority of even 50 kpc-Ly α blobs. The detection rate of one out of four 50 kpc-Ly α blobs and none in the three other blobs may appear significantly lower than in those of SA 22 by Geach et al. (2005) who detected three out of ten 50 kpc-Ly α blobs, and two more among 15 additional moderately extended (~ 35 kpc) blobs. But one should also take into account that, except the detected blob L06/B7, all other blobs are located in regions of the map with relatively high noise,

~ 2.0 – 2.7 mJy, i.e. larger than the rms of the detections of B7 or of Geach et al. (2005) by factors ≥ 1.5 . Moreover there is a 2σ $870 \mu\text{m}$ detection (4.9 ± 2.0 mJy) at the $24 \mu\text{m}$ position of the B6 blob of Colbert et al. (2006). There are two $870 \mu\text{m}$ sources, L09 and L20, within $\sim 30''$ of B6. The average values of the $870 \mu\text{m}$ flux densities for undetected blobs – 2.3 ± 0.8 mJy for the 50 kpc-blobs B1, B5 & B6, and 1.2 ± 0.6 mJy for all, B1, B2, B4, B5, B6 & B8 – are also compatible with the value of Geach et al. (2005), 1.2 ± 0.4 mJy for all their blobs. Nevertheless, the non detection at $870 \mu\text{m}$ of the blobs B4 and B6 excludes the very large far-IR luminosities, $4\text{--}5 \times 10^{13} L_{\odot}$, inferred by Colbert et al. (2006), placing upper limits rather $\leq 10^{13} L_{\odot}$.

More important, we have detected at least twenty additional sources at $870 \mu\text{m}$, with indications that several of them could be associated with the $z = 2.38$ LSS traced by the $\text{Ly}\alpha$ blobs. As discussed in Sect. 3.3, out of 21 most secure detections outside of L06/B7, 7 sources, L03, L04, L05, L09, L10, L13 & L15, with starburst-like SED have probable redshifts in the range 2.0–2.8 compatible with the redshift of the galaxies protocluster J2143-4423 at $z = 2.38$; moreover seven additional sources, L01, L08, L12, L16, L17, L18 & L20 have more uncertain redshifts, but still not incompatible with $z = 2.38$. Only L02 and L07 have clear indication of lower redshifts. As quoted in Sect. 3.1, five detected sources, are within a circle of diameter $5'$ centred on B7, yielding an apparent strong over-density (Fig. 7), which is another argument for their possible membership of a protocluster at $z = 2.38$. However, spectroscopic determination of the redshifts will be mandatory to confirm the existence of such a compact protocluster and the membership of these SMGs.

The possible redshifts of our submillimeter detections, with most of the sources probably at $z \geq 2$ are in agreement with the general distribution of the redshifts of SMGs (Chapman et al. 2005). However, regarding the nature of the sources, we note a trend for a larger proportion ($\sim 30\%$) of AGN-starburst composite mid-IR SEDs than is usually found (e.g. Valiante et al. 2007; Pope et al. 2007): L06/B7 itself has clearly such a profile, as well as L07 and L19 and possibly L12 and L20; there is a possible match of L02 with a radio galaxy although its $3.6\text{--}8.0 \mu\text{m}$ SED looks starburst dominated at $z \sim 1.0\text{--}1.3$. As discussed, the case of one of the strongest submillimeter sources known to date, L01 (21 mJy) is not completely clear since the mid-IR SED of a possible Spitzer counterpart looks AGN dominated, while the $870 \mu\text{m}/24 \mu\text{m}$ flux ratio suggests a starburst-dominated profile.

This first published deep map illustrates and confirms the capabilities of the LABoCa camera on APEX. As expected, it is currently the most efficient equipment for wide and deep submillimeter mapping. The multiple checks that we have performed about the overall quality of the map, of the achieved signal-to-noise ratio and of the source extraction demonstrate the efficiency of the observing mode and of the data processing which were used and optimized for this work.

The first priority for further work aimed at confirming the nature of these SMGs and their possible relationship with the $\text{Ly}\alpha$ blobs and their underlying structure, is the determination of their redshifts. Both optical and near-IR determinations should be possible if the redshifts are in the range of $z = 2.38$, and they should be especially easy for AGN. More complete optical and near-IR data could be useful for this purpose and for considering the possibility of adaptive optics studies to trace the source's inner structures. Deep radio data (with ATCA, VLA and/or GMRT) would be important to trace the star formation rates and if possible the extension of starbursts, as well as the radio spectral index for trying to disentangle AGN and starburst contributions. Stacking $870 \mu\text{m}$ intensities of radio and Spitzer

$24 \mu\text{m}$ and IRAC sources will extend the information about source counts and the average star formation rate to weaker submillimeter sources. In parallel, a deeper or wider LABoCa map would be useful to increase the number of individual detections, especially of $\text{Ly}\alpha$ blobs, and the stacking accuracy. High resolution (sub)millimeter imaging would be essential to check the spatial structure, especially of the strongest source L01, similarly to the observation of LAB01-SA22 by Matsuda et al. (2007). Waiting for ALMA, the J2143-4423 region is just at the limit of observability with SMA.

Acknowledgements. We thank the referee for comments, which improved the manuscript. We thank F. Schuller for help during the development of the BoA software. A.B. thanks M. Douspis & M. Langer for their useful interactions during the writing of this paper. This work is based on observations made with the APEX Telescope and the *Spitzer Space Telescope*. APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory. The *Spitzer Space Telescope* is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under NASA contract 1407. We thank the APEX staff and astronomers for their support during the observations and the Bolometer Development Group at the MPIfR for providing the LABoCa bolometer array. Last, but not least, A.B. thanks the staff of Adobe and Café Export in San Pedro de Atacama.

References

- Archibald, E. N., Dunlop, J. S., Hughes, D. H., et al. 2001, MNRAS, 323, 417
 Bavouzet, N., Dole, H., Le Floch, E., et al. 2007, ArXiv e-prints, 712
 Carilli, C. L., & Yun, M. S. 2000, ApJ, 539, 1024
 Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, ApJ, 622, 772
 Colbert, J. W., Teplitz, H., Francis, P., et al. 2006, ApJ, 637, L89
 Condon, J. J. 1997, PASP, 109, 166
 Coppin, K., Chapin, E. L., Mortier, A. M. J., et al. 2006, MNRAS, 372, 1621
 Dobbs, M., Halverson, N. W., Ade, P. A. R., et al. 2006, New Astron. Rev., 50, 960
 Downes, A. J. B., Peacock, J. A., Savage, A., & Carrie, D. R. 1986, MNRAS, 218, 31
 Fazio, G. G., Ashby, M. L. N., Barmby, P., et al. 2004, ApJS, 154, 39
 Francis, P. J., Woodgate, B. E., Warren, S. J., et al. 1996, ApJ, 457, 490
 Francis, P. J., Woodgate, B. E., & Danks, A. C. 1997, ApJ, 482, L25
 Francis, P. J., Palunas, P., Teplitz, H. I., Williger, G. M., & Woodgate, B. E. 2004, ApJ, 614, 75
 Geach, J. E., Matsuda, Y., Smail, I., et al. 2005, MNRAS, 363, 1398
 Güsten, R., Nyman, L. Å., Schilke, P., et al. 2006, A&A, 454, L13
 Högbom, J. A. 1974, A&AS, 15, 417
 Iono, D., Peck, A. B., Pope, A., et al. 2006, ApJ, 640, L1
 Ivison, R. J., Greve, T. R., Serjeant, S., et al. 2004, ApJS, 154, 124
 Ivison, R. J., Greve, T. R., Dunlop, J. S., et al. 2007, MNRAS, 380, 199
 Kovács, A. 2006, Ph.D. Thesis, Caltech
 Kreysa, E., Gemuend, H.-P., Gromke, J., et al. 1998, in Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes, ed. T. G. Phillips, Proc. SPIE, 3357, 319
 Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., et al. 2004, ApJS, 154, 112
 Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2004, AJ, 128, 569
 Matsuda, Y., Iono, D., Ohta, K., et al. 2007, ApJ, 667, 667
 Mauch, T., Murphy, T., Buttery, H. J., et al. 2003, MNRAS, 342, 1117
 Miley, G., & De Breuck, C. 2008, A&AR, 15, 67
 Nilsson, K. K., Fynbo, J. P. U., Møller, P., Sommer-Larsen, J., & Ledoux, C. 2006, A&A, 452, L23
 Palunas, P., Teplitz, H. I., Francis, P. J., Williger, G. M., & Woodgate, B. E. 2004, ApJ, 602, 545
 Papovich, C., Dole, H., Egami, E., et al. 2004, ApJS, 154, 70
 Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., et al. 2007, ArXiv Astrophysics e-prints
 Pope, A., Scott, D., Dickinson, M., et al. 2006, MNRAS, 370, 1185
 Pope, A., Chary, R.-R., Alexander, D. M., et al. 2007, ArXiv e-prints, 711
 Rodighiero, G., Lari, C., Pozzi, F., et al. 2006, MNRAS, 371, 1891
 Serjeant, S., Dunlop, J. S., Mann, R. G., et al. 2003, MNRAS, 344, 887
 Seymour, N., Stem, D., De Breuck, C., et al. 2007, ApJS, 171, 353
 Siringo, G., Weiss, A., Kreysa, E., et al. 2007, The Messenger, 129, 2
 Smith, D. J. B., & Jarvis, M. J. 2007, MNRAS, 378, L49
 Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2000, ApJ, 532, 170
 Valiante, E., Lutz, D., Sturm, E., et al. 2007, ApJ, 660, 1060
 Yamada, T. 2007, <http://sfig.pmo.ac.cn/xining/>

Bibliographie

- Alexander, D. M., Bauer, F. E., Chapman, S. C., Smail, I., Blain, A. W., Brandt, W. N. & Ivison, R. J. *The X-Ray Spectral Properties of SCUBA Galaxies*, 2005, ApJ, **632**, 736.
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M. & Barker, J. R. *Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way*, 1985, ApJ, **290**, L25.
- Alonso-Herrero, A., Perez-Gonzalez, P. G., Alexander, D. M., Rieke, G. H., Rigopoulou, D., Le Floc'h, E., Barmby, P., Papovich, C., Rigby, J. R., Bauer, F. E., Brandt, W. N., Egami, E., Willner, S. P., Dole, H. & Huang, J. S. *Infrared Power-Law Galaxies in the Chandra Deep Field-South : Active Galactic Nuclei and Ultraluminous Infrared Galaxies*, 2006, ApJ, **640**, 167.
- Arendt, R. G., Odegard, N., Weiland, J. L., Sodroski, T. J., Hauser, M. G., Dwek, E., Kelsall, T., Moseley, S. H., Silverberg, R. F., Leisawitz, D., Mitchell, K., Reach, W. T. & Wright, E. L. *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness*, 1998, ApJ, **508**, 74.
- Armus, L., Charmandaris, V., Bernard-Salas, J., Spoon, H. W. W., Marshall, J. A., Higdon, S. J. U., Desai, V., Teplitz, H. I., Hao, L., Devost, D., Brandl, B. R., Wu, Y., Sloan, G. C., Soifer, B. T., Houck, J. R. & Herter, T. L. *Observations of Ultraluminous Infrared Galaxies with the Infrared Spectrograph on the Spitzer Space Telescope. II. The IRAS Bright Galaxy Sample*, 2007, ApJ, **656**, 148.
- Ashby, M. L. N., Hacking, P. B., Houck, J. R., Soifer, B. T. & Weisstein, E. W. *A Massive $z = 0.088$ Supercluster and Tests of Starburst Galaxy Evolution at the North Ecliptic Pole*, 1996, ApJ, **456**, 428.
- Aussel, H., Cesarsky, C. J., Elbaz, D. & Starck, J. L. *ISOCAM observations of the Hubble Deep Field reduced with the PRETI method*, 1999, A&A, **342**, 313.

- Barger, A. J., Cowie, L. L. & Richards, E. A. *Mapping the Evolution of High-Redshift Dusty Galaxies with Submillimeter Observations of a Radio-selected Sample*, 2000, *AJ*, **119**, 2092.
- Barmby, P., Alonso-Herrero, A., Donley, J. L., Egami, E., Fazio, G. G., Georgakakis, A., Huang, J. S., Laird, E. S., Miyazaki, S., Nandra, K., Park, S. Q., Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Rigby, J. R. & Willner, S. P. *Mid-Infrared Properties of X-Ray Sources in the Extended Groth Strip*, 2006, *ApJ*, **642**, 126.
- Bavouzet, N., Dole, H., Le Floch, E., Caputi, K. I., Lagache, G. & Kochanek, C. S. *Estimating the total infrared luminosity of galaxies up to $z \sim 2$ from mid- and far-infrared observations*, 2008, *A&A*, **479**, 83.
- Beelen, A., Cox, P., Benford, D. J., Dowell, C. D., Kovacs, A., Bertoldi, F., Omont, A. & Carilli, C. L. *350 μm Dust Emission from High-Redshift Quasars*, 2006, *ApJ*, **642**, 694.
- Beelen, A., Omont, A., Bavouzet, N., Kovács, A., Lagache, G., De Breuck, C., Weiss, A., Menten, K. M., Colbert, J. W., Dole, H., Siringo, G. & Kreysa, E. *Submillimeter observations of the J2142-4423 Ly α protocluster at $z = 2.38$* , 2008, *A&A*, **485**, 645.
- Benford, D. J., Cox, P., Omont, A., Phillips, T. G. & McMahon, R. G. *350 Micron Dust Emission from High-Redshift Objects*, 1999, *ApJ*, **518**, L65.
- Bertin, E. & Arnouts, S. *SExtractor : Software for source extraction.*, 1996, *A&As*, **117**, 393.
- Blake, C., Pope, A., Scott, D. & Mobasher, B. *On the cross-correlation of sub-mm sources and optically selected galaxies*, 2006, *MNRAS*, **368**, 732.
- Boselli, A., Lequeux, J., Sauvage, M., Boulade, O., Boulanger, F., Cesarsky, D., Dupraz, C., Madden, S., Viallefond, F. & Vigroux, L. *Mid-IR emission of galaxies in the Virgo cluster. II. Integrated properties*, 1998, *A&A*, **335**, 53.
- Bournaud, F., Elmegreen, B. G. & Elmegreen, D. M. *Rapid Formation of Exponential Disks and Bulges at High Redshift from the Dynamical Evolution of Clump-Cluster and Chain Galaxies*, 2007, *ApJ*, **670**, 237.
- Buat, V., Deharveng, J. M. & Donas, J. *Star formation rate and gas surface density in late-type galaxies*, 1989, *A&A*, **223**, 42.
- Caputi, K. I., Dunlop, J. S., McLure, R. J. & Roche, N. D. *The evolution of K_s -selected galaxies in the GOODS/CDFS deep ISAAC field*, 2005, *MNRAS*, **361**, 607.

- Caputi, K. I., Dole, H., Lagache, G., McLure, R. J., Puget, J. L., Rieke, G. H., Dunlop, J. S., Le Floch, E., Papovich, C. & Pérez-González, P. G. *Linking Stellar Mass and Star Formation in Spitzer MIPS $24\mu\text{m}$ Galaxies*, 2006a, ApJ, **637**, 727.
- Caputi, K. I., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Cirasuolo, M. & Schael, A. M. *Further constraints on the evolution of K_s -selected galaxies in the GOODS/CDFS field*, 2006b, MNRAS, **366**, 609.
- Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., Dole, H., Bavouzet, N., Le Floch, E., Choi, P. I., Helou, G. & Reddy, N. *The Infrared Luminosity Function of Galaxies at Redshifts $z = 1$ and $z \sim 2$ in the GOODS Fields*, 2007, ApJ, **660**, 97.
- Chapman, S. C., Helou, G., Lewis, G. F. & Dale, D. A. *The Bivariate Luminosity-Color Distribution of IRAS Galaxies and Implications for the High-Redshift Universe*, 2003, ApJ, **588**, 186.
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I. & Ivison, R. J. *A Redshift Survey of the Submillimeter Galaxy Population*, 2005, ApJ, **622**, 772.
- Chary, R. & Elbaz, D. *Interpreting the Cosmic Infrared Background : Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate*, 2001, ApJ, **556**, 562.
- Chary, R., Casertano, S., Dickinson, M. E., Ferguson, H. C., Eisenhardt, P. R. M., Elbaz, D., Grogin, N. A., Moustakas, L. A., Reach, W. T. & Yan, H. *The Nature of Faint 24 Micron Sources Seen in Spitzer Space Telescope Observations of ELAIS-N1*, 2004, ApJS, **154**, 80.
- Cimatti, A., Daddi, E., Renzini, A., Cassata, P., Vanzella, E., Pozzetti, L., Cristiani, S., Fontana, A., Rodighiero, G., Mignoli, M. & Zamorani, G. *Old galaxies in the young Universe*, 2004, Nature, **430**, 184.
- Colbert, J. W., Teplitz, H., Francis, P., Palunas, P., Williger, G. M. & Woodgate, B. *Ultraviolet-bright, High-Redshift Ultraluminous Infrared Galaxies*, 2006, ApJ, **637**, L89.
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M. & Frenk, C. S. *Hierarchical galaxy formation*, 2000, MNRAS, **319**, 168.
- Condon, J. J. *Radio emission from normal galaxies*, 1992, ARA&A, **30**, 575.
- Coppin, K., Chapin, E. L., Mortier, A. M. J., Scott, S. E., Borys, C., Dunlop, J. S., Halpern, M., Hughes, D. H., Pope, A., Scott, D., Serjeant, S., Wagg, J., Alexander, D. M., Almaini, O., Aretxaga, I., Babbedge, T., Best, P. N., Blain, A., Chapman, S., Clements, D. L., Crawford, M., Dunne, L., Eales, S. A., Edge, A. C., Farrah, D., Gaztanaga, E., Gear, W. K., Granato, G. L., Greve, T. R., Fox, M., Ivison, R. J., Jarvis, M. J., Jenness, T.,

- Lacey, C., Lepage, K., Mann, R. G., Marsden, G., Martinez-Sansigre, A., Oliver, S., Page, M. J., Peacock, J. A., Pearson, C. P., Percival, W. J., Priddey, R. S., Rawlings, S., Rowan-Robinson, M., Savage, R. S., Seigar, M., Sekiguchi, K., Silva, L., Simpson, C., Smail, I., Stevens, J. A., Takagi, T., Vaccari, M., van Kampen, E. & Willott, C. J. *The SCUBA Half-Degree Extragalactic Survey - II. Submillimetre maps, catalogue and number counts*, 2006, MNRAS, **372**, 1621.
- Croom, S. M., Boyle, B. J., Shanks, T., Smith, R. J., Miller, L., Outram, P. J., Loaring, N. S., Hoyle, F. & Dangela, J. *The 2dF QSO Redshift Survey - XIV. Structure and evolution from the two-point correlation function*, 2005, MNRAS, **356**, 415.
- Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., Chary, R., Cimatti, A., Elbaz, D., Frayer, D., Renzini, A., Pope, A., Alexander, D. M., Bauer, F. E., Giavalisco, M., Huynh, M., Kurk, J. & Mignoli, M. *Multiwavelength Study of Massive Galaxies at $z \sim 2$. I. Star Formation and Galaxy Growth*, 2007, ApJ, **670**, 156.
- Dale, D. A. & Helou, G. *The Infrared Spectral Energy Distribution of Normal Star-forming Galaxies : Calibration at Far-Infrared and Submillimeter Wavelengths*, 2002, ApJ, **576**, 159.
- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A. & Kolhatkar, S. *The Infrared Spectral Energy Distribution of Normal Star-forming Galaxies*, 2001, ApJ, **549**, 215.
- Dale, D. A., Bendo, G. J., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Regan, M. W., Armus, L., Cannon, J. M., Calzetti, D., Draine, B. T., Helou, G., Joseph, R. D., Kennicutt, R. C., Li, A., Murphy, E. J., Roussel, H., Walter, F., Hanson, H. M., Hollenbach, D. J., Jarrett, T. H., Kewley, L. J., Lamanna, C. A., Leitherer, C., Meyer, M. J., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Sheth, K., Smith, J. D. T. & Thornley, M. D. *Infrared Spectral Energy Distributions of Nearby Galaxies*, 2005, ApJ, **633**, 857.
- De Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Crill, B. P., De Gasperis, G., Farese, P. C., Ferreira, P. G., Ganga, K., Giacometti, M., Hivon, E., Hristov, V. V., Iacoangeli, A., Jaffe, A. H., Lange, A. E., Martinis, L., Masi, S., Mason, P. V., Mauskopf, P. D., Melchiorri, A., Miglio, L., Montroy, T., Netterfield, C. B., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Prunet, S., Rao, S., Romeo, G., Ruhl, J. E., Scaramuzzi, F., Sforna, D. & Vittorio, N. *A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation*, 2000, Nature, **404**, 955.
- Desert, F. X., Boulanger, F. & Puget, J. L. *Interstellar dust models for extinction and emission*, 1990, A&A, **237**, 215.
- Dickey, J. M. & Salpeter, E. E. *1.4 GHz continuum sources in the Hercules cluster*, 1984, ApJ, **284**, 461.

- Dole, H., Gispert, R., Lagache, G., Puget, J. L., Bouchet, F. R., Cesarsky, C., Ciliegi, P., Clements, D. L., Dennefeld, M., Désert, F. X., Elbaz, D., Franceschini, A., Guiderdoni, B., Harwit, M., Lemke, D., Moorwood, A. F. M., Oliver, S., Reach, W. T., Rowan-Robinson, M. & Stickel, M. *FIRBACK : III. Catalog, source counts, and cosmological implications of the 170 μm ISO*, 2001, *A&A*, **372**, 364.
- Dole, H., Lagache, G. & Puget, J. L. *Predictions for Cosmological Infrared Surveys from Space with the Multiband Imaging Photometer for SIRTf*, 2003, *ApJ*, **585**, 617.
- Dole, H., Le Floc'h, E., Pérez-González, P. G., Papovich, C., Egami, E., Lagache, G., Alonso-Herrero, A., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Hines, D. C., Krause, O., Misselt, K. A., Morrison, J. E., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Rigby, J. R., Young, E. T., Bai, L., Blaylock, M., Neugebauer, G., Beichman, C. A., Frayer, D. T., Mould, J. R. & Richards, P. L. *Far-infrared Source Counts at 70 and 160 Microns in Spitzer Deep Surveys*, 2004a, *ApJS*, **154**, 87.
- Dole, H., Rieke, G. H., Lagache, G., Puget, J. L., Alonso-Herrero, A., Bai, L., Blaylock, M., Egami, E., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Hines, D. C., Kelly, D. M., Le Floc'h, E., Misselt, K. A., Morrison, J. E., Muzerolle, J., Papovich, C., Pérez-González, P. G., Rieke, M. J., Rigby, J. R., Neugebauer, G., Stansberry, J. A., Su, K. Y. L., Young, E. T., Beichman, C. A. & Richards, P. L. *Confusion of Extragalactic Sources in the Mid- and Far-Infrared : Spitzer and Beyond*, 2004b, *ApJS*, **154**, 93.
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J. L., Caputi, K. I., Fernández-Conde, N., Le Floc'h, E., Papovich, C., Pérez-González, P. G., Rieke, G. H. & Blaylock, M. *The cosmic infrared background resolved by Spitzer. Contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background*, 2006, *A&A*, **451**, 417.
- Draine, B. T. & Li, A. *Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains*, 2001, *ApJ*, **551**, 807.
- Draine, B. T. *Interstellar Dust Grains*, 2003, *ARA&A*, **41**, 241.
- Dye, S., Eales, S. A., Ashby, M. L. N., Huang, J. S., Webb, T. M. A., Barmby, P., Lilly, S., Brodwin, M., McCracken, H., Egami, E. & Fazio, G. G. *An Investigation of the Submillimeter Background Radiation Using SCUBA and Spitzer*, 2006, *ApJ*, **644**, 769.
- Dye, S., Eales, S. A., Ashby, M. L. N., Huang, J. S., Egami, E., Brodwin, M., Lilly, S. & Webb, T. *A SCUBA/Spitzer investigation of the far-infrared extragalactic background*, 2007, *MNRAS*, **375**, 725.
- Efron, B. 1982, *The Jackknife, the Bootstrap and other Resampling Plans*. Bristol.

- Efstathiou, G., Bernstein, G., Tyson, J. A., Katz, N. & Guhathakurta, P. *The clustering of faint galaxies*, 1991, ApJ, **380**, L47.
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Fadda, D., Aussel, H., Désert, F. X., Franceschini, A., Flores, H., Harwit, M., Puget, J. L., Starck, J. L., Clements, D. L., Danese, L., Koo, D. C. & Mandolesi, R. *Source counts from the 15 μm ISOCAM Deep Surveys*, 1999, A&A, **351**, L37.
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Chanical, P., Aussel, H., Franceschini, A., Fadda, D. & Chary, R. R. *The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM*, 2002, A&A, **384**, 848.
- Farrah, D., Lonsdale, C. J., Borys, C., Fang, F., Waddington, I., Oliver, S., Rowan-Robinson, M., Babbedge, T., Shupe, D., Polletta, M., Smith, H. E. & Surace, J. *The Spatial Clustering of Ultraluminous Infrared Galaxies over $1.5 < z < 3$* , 2006, ApJ, **641**, L17.
- Fazio, G. G., Ashby, M. L. N., Barmby, P., Hora, J. L., Huang, J. S., Pahre, M. A., Wang, Z., Willner, S. P., Arendt, R. G., Moseley, S. H., Brodwin, M., Eisenhardt, P., Stern, D., Tollestrup, E. V. & Wright, E. L. *Number Counts at $3 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m}$ from the Spitzer Space Telescope*, 2004a, ApJS, **154**, 39.
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., Ashby, M. L. N., Barmby, P., Deutsch, L. K., Huang, J. S., Kleiner, S., Marengo, M., Megeath, S. T., Melnick, G. J., Pahre, M. A., Patten, B. M., Polizotti, J., Smith, H. A., Taylor, R. S., Wang, Z., Willner, S. P., Hoffmann, W. F., Pipher, J. L., Forrest, W. J., McMurty, C. W., McCreight, C. R., McKelvey, M. E., McMurray, R. E., Koch, D. G., Moseley, S. H., Arendt, R. G., Mentzell, J. E., Marx, C. T., Losch, P., Mayman, P., Eichhorn, W., Krebs, D., Jhabvala, M., Gezari, D. Y., Fixsen, D. J., Flores, J., Shakoorzadeh, K., Jungo, R., Hakun, C., Workman, L., Karpati, G., Kichak, R., Whitley, R., Mann, S., Tollestrup, E. V., Eisenhardt, P., Stern, D., Gorjian, V., Bhattacharya, B., Carey, S., Nelson, B. O., Glaccum, W. J., Lacy, M., Lowrance, P. J., Laine, S., Reach, W. T., Stauffer, J. A., Surace, J. A., Wilson, G., Wright, E. L., Hoffman, A., Domingo, G. & Cohen, M. *The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope*, 2004b, ApJS, **154**, 10.
- Fiore, F., Grazian, A., Santini, P., Puccetti, S., Brusa, M., Feruglio, C., Fontana, A., Giallongo, E., Comastri, A., Gruppioni, C., Pozzi, F., Zamorani, G. & Vignali, C. *Unveiling Obscured Accretion in the Chandra Deep Field-South*, 2008, ApJ, **672**, 94.
- Fisher, K. B., Davis, M., Strauss, M. A., Yahil, A. & Huchra, J. *Clustering in the 1.2-Jy IRAS Galaxy Redshift Survey. I - The redshift and real space correlation functions*, 1994, MNRAS, **266**, 50.

- Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., Miville Deschênes, M. A., Noriega Crespo, A. & Reach, W. T. *Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission*, 2006, *A&A*, **453**, 969.
- Francis, P. J., Palunas, P., Teplitz, H. I., Williger, G. M. & Woodgate, B. E. *The Distribution of Ly α -emitting Galaxies at $z=2.38$. II. Spectroscopy*, 2004, *ApJ*, **614**, 75.
- Frayer, D. T., Fadda, D., Yan, L., Marleau, F. R., Choi, P. I., Helou, G., Soifer, B. T., Appleton, P. N., Armus, L., Beck, R., Dole, H., Engelbracht, C. W., Fang, F., Gordon, K. D., Heinrichsen, I., Henderson, D., Hesselroth, T., Im, M., Kelly, D. M., Lacy, M., Laine, S., Latter, W. B., Mahoney, W., Makovoz, D., Masci, F. J., Morrison, J. E., Moshir, M., Noriega-Crespo, A., Padgett, D. L., Pesenson, M., Shupe, D. L., Squires, G. K., Storrie-Lombardi, L. J., Surace, J. A., Teplitz, H. I. & Wilson, G. *Spitzer 70 and 160 μ m Observations of the Extragalactic First Look Survey*, 2006, *AJ*, **131**, 250.
- Geach, J. E., Matsuda, Y., Smail, I., Chapman, S. C., Yamada, T., Ivison, R. J., Hayashino, T., Ohta, K., Shioya, Y. & Taniguchi, Y. *A submillimetre survey of Lyman α haloes in the SA22 protocluster at $z = 3.1$* , 2005, *MNRAS*, **363**, 1398.
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., Egami, E., Kunze, D., Moorwood, A. F. M., Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Sternberg, A., Tacconi-Garman, L. E., Tacconi, L. & Thatte, N. *What Powers Ultraluminous IRAS Galaxies?*, 1998, *ApJ*, **498**, 579.
- Gilli, R., Daddi, E., Chary, R., Dickinson, M., Elbaz, D., Giavalisco, M., Kitzbichler, M., Stern, D. & Vanzella, E. *The spatial clustering of mid-IR selected star forming galaxies at $z \sim 1$ in the GOODS fields*, 2007, *A&A*, **475**, 83.
- Gonzalez-Solares, E. A., Oliver, S., Gruppioni, C., Pozzi, F., Lari, C., Rowan-Robinson, M., Serjeant, S., La Franca, F. & Vaccari, M. *Large-scale structure in the ELAIS S1 Survey*, 2004, *MNRAS*, **352**, 44.
- Gordon, K. D., Rieke, G. H., Engelbracht, C. W., Muzerolle, J., Stansberry, J. A., Misselt, K. A., Morrison, J. E., Cadien, J., Young, E. T., Dole, H., Kelly, D. M., Alonso-Herrero, A., Egami, E., Su, K. Y. L., Papovich, C., Smith, P. S., Hines, D. C., Rieke, M. J., Blaylock, M., Pérez-González, P. G., Le Floc'h, E., Hinz, J. L., Latter, W. B., Hesselroth, T., Frayer, D. T., Noriega-Crespo, A., Masci, F. J., Padgett, D. L., Smylie, M. P. & Haegel, N. M. *Reduction Algorithms for the Multiband Imaging Photometer for Spitzer*, 2005, *PASP*, **117**, 503.
- Granato, G. L., Lacey, C. G., Silva, L., Bressan, A., Baugh, C. M., Cole, S. & Frenk, C. S. *The Infrared Side of Galaxy Formation. I. The Local Universe in the Semianalytical Framework*, 2000, *ApJ*, **542**, 710.

- Granato, G. L., De Zotti, G., Silva, L., Bressan, A. & Danese, L. *A Physical Model for the Coevolution of QSOs and Their Spheroidal Hosts*, 2004, ApJ, **600**, 580.
- Gray, A. G., Moore, A. W., Nichol, R. C., Connolly, A. J., Genovese, C. & Wasserman, L. *Multi-Tree Methods for Statistics on Very Large Datasets in Astronomy*, Dans ASP Conf. Ser. Vol. 314, *Astronomical Data Analysis Software and Systems*, page 249, 2004.
- Hamilton, A. J. S. *Toward Better Ways to Measure the Galaxy Correlation Function*, 1993, ApJ, **417**, 19.
- Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., Zheng, X. Z., Liang, Y. C. & Cesarsky, C. *Did most present-day spirals form during the last 8 Gyr? A formation history with violent episodes revealed by panchromatic observations*, 2005, A&A, **430**, 115.
- Harwit, M. & Pacini, F. *Infrared galaxies - Evolutionary stages of massive star formation*, 1975, ApJ, **200**, L127.
- Hatton, S., Devriendt, J. E. G., Ninin, S., Bouchet, F. R., Guiderdoni, B. & Vibert, D. *GALICS- I. A hybrid N-body/semi-analytic model of hierarchical galaxy formation*, 2003, MNRAS, **343**, 75.
- Hatziminaoglou, E., Pérez-Fournon, I., Polletta, M., Afonso-Luis, A., Hernán-Caballero, A., Montenegro-Montes, F. M., Lonsdale, C., Xu, C. K., Franceschini, A., Rowan-Robinson, M., Babbedge, T., Smith, H. E., Surace, J., Shupe, D., Fang, F., Farrah, D., Oliver, S., González-Solares, E. A. & Serjeant, S. *Sloan Digital Sky Survey Quasars in the Spitzer Wide-Area Infrared Extragalactic Survey (SWIRE) ELAIS N1 Field : Properties and Spectral Energy Distributions*, 2005, AJ, **129**, 1198.
- Hauser, M. G. & Dwek, E. *The Cosmic Infrared Background : Measurements and Implications*, 2001, ARA&A, **39**, 249.
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., Dwek, E., Odegard, N., Weiland, J. L., Freudreich, H. T., Reach, W. T., Silverberg, R. F., Moseley, S. H., Pei, Y. C., Lubin, P., Mather, J. C., Shafer, R. A., Smoot, G. F., Weiss, R., Wilkinson, D. T. & Wright, E. L. *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections*, 1998, ApJ, **508**, 25.
- Helou, G., Soifer, B. T. & Rowan-Robinson, M. *Thermal infrared and nonthermal radio - Remarkable correlation in disks of galaxies*, 1985, ApJ, **298**, L7.
- Hinshaw, G., Weiland, J. L., Hill, R. S., Odegard, N., Larson, D., Bennett, C. L., Dunkley, J., Gold, B., Greason, M. R., Jarosik, N., Komatsu, E., Nolte, M. R., Page, L., Spergel, D. N., Wollack, E., Halpern, M., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Tucker, G. S. & Wright,

- E. L. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results*, 2009, ApJS, **180**, 225.
- Hogg, D. W. *Distance measures in cosmology*. arXiv :astro-ph/9905116v4, 1999.
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., Forrest, W. J., Herter, T., Lawrence, C. R., Matthews, K., Reitsema, H. J., Soifer, B. T., Watson, D. M., Weedman, D., Huisjen, M., Troeltzsch, J., Barry, D. J., Bernard-Salas, J., Blacken, C. E., Brandl, B. R., Charmandaris, V., Devost, D., Gull, G. E., Hall, P., Henderson, C. P., Higdon, S. J. U., Pirger, B. E., Schoenwald, J., Sloan, G. C., Uchida, K. I., Appleton, P. N., Armus, L., Burgdorf, M. J., Fajardo-Acosta, S. B., Grillmair, C. J., Ingalls, J. G., Morris, P. W. & Teplitz, H. I. *The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope*, 2004, ApJS, **154**, 18.
- Infante, L. *Correlation analysis of faint galaxies*, 1994, A&A, **282**, 353.
- Kaiser, N. *On the spatial correlations of Abell clusters*, 1984, ApJ, **284**, L9.
- Kashlinsky, A., Arendt, R. G., Mather, J. & Moseley, S. H. *Tracing the first stars with fluctuations of the cosmic infrared background*, 2005, Nature, **438**, 45.
- Kashlinsky, A., Arendt, R. G., Mather, J. & Moseley, S. H. *On the Nature of the Sources of the Cosmic Infrared Background*, 2007, ApJ, **654**, L1.
- Kashlinsky, A. *Cosmic infrared background and early galaxy evolution [review article]*, 2005, Phys. Rep., **409**, 361.
- Kennicutt, R. C. *The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies*, 1998a, ApJ, **498**, 541.
- Kennicutt, R. C. *Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence*, 1998b, ARA&A, **36**, 189.
- 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. & Ximénez De Ferrán, S. *The Infrared Space Observatory (ISO) mission.*, 1996, A&A, **315**, L27.
- Knox, L., Cooray, A., Eisenstein, D. & Haiman, Z. *Probing Early Structure Formation with Far-Infrared Background Correlations*, 2001, ApJ, **550**, 7.
- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Limon, M., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Meyer, S. S., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E. & Wright, E. L. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation*, 2009, ApJS, **180**, 330.

- Kovács, A., Chapman, S. C., Dowell, C. D., Blain, A. W., Ivison, R. J., Smail, I. & Phillips, T. G. *SHARC-2 350 μm Observations of Distant Submillimeter-selected Galaxies*, 2006, *ApJ*, **650**, 592.
- Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., Sajina, A., Appleton, P. N., Armus, L., Chapman, S. C., Choi, P. I., Fadda, D., Fang, F., Frayer, D. T., Heinrichsen, I., Helou, G., Im, M., Marleau, F. R., Masci, F., Shupe, D. L., Soifer, B. T., Surace, J., Teplitz, H. I., Wilson, G. & Yan, L. *Obscured and Unobscured Active Galactic Nuclei in the Spitzer Space Telescope First Look Survey*, 2004, *ApJS*, **154**, 166.
- Lagache, G. & Puget, J. L. *Detection of the extra-Galactic background fluctuations at 170 μm* , 2000, *A&A*, **355**, 17.
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J. L., Pérez-González, P. G., Le Floc'h, E., Rieke, G. H., Papovich, C., Egami, E., Alonso-Herrero, A., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Misselt, K. A. & Morrison, J. E. *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Contribution to the Infrared Output Energy of the Universe at $z \sim 2$* , 2004, *ApJS*, **154**, 112.
- Lagache, G., Puget, J. L. & Dole, H. *Dusty Infrared Galaxies : Sources of the Cosmic Infrared Background*, 2005, *ARA&A*, **43**, 727.
- Lagache, G., Bavouzet, N., Fernandez-Conde, N., Ponthieu, N., Rodet, T., Dole, H., Miville-Deschênes, M. A. & Puget, J. L. *Correlated Anisotropies in the Cosmic Far-Infrared Background Detected by the Multiband Imaging Photometer for Spitzer : Constraint on the Bias*, 2007, *ApJ*, **665**, L89.
- Lahav, O. & Suto, Y. *Measuring our Universe from Galaxy Redshift Surveys*, 2004, *Living Reviews in Relativity*, **7**, 8.
- Landy, S. D. & Szalay, A. S. *Bias and variance of angular correlation functions*, 1993, *ApJ*, **412**, 64.
- Le Floc'h, E., Papovich, C., Dole, H., Bell, E. F., Lagache, G., Rieke, G. H., Egami, E., Pérez-González, P. G., Alonso-Herrero, A., Rieke, M. J., Blaylock, M., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Hines, D. C., Misselt, K. A., Morrison, J. E. & Mould, J. *Infrared Luminosity Functions from the Chandra Deep Field-South : The Spitzer View on the History of Dusty Star Formation at $0 < z < 1$* , 2005, *ApJ*, **632**, 169.
- Limber, D. N. *The Analysis of Counts of the Extragalactic Nebulae in Terms of a Fluctuating Density Field.*, 1953, *ApJ*, **117**, 134.
- Lutz, D., Spoon, H. W. W., Rigopoulou, D., Moorwood, A. F. M. & Genzel, R. *The Nature and Evolution of Ultraluminous Infrared Galaxies : A Mid-Infrared Spectroscopic Survey*, 1998, *ApJ*, **505**, L103.

- Madgwick, D. S., Hawkins, E., Lahav, O., Maddox, S., Norberg, P., Peacock, J. A., Baldry, I. K., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Cole, S., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Dalton, G., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lewis, I., Lumsden, S., Peterson, B. A., Sutherland, W. & Taylor, K. *The 2dF Galaxy Redshift Survey : galaxy clustering per spectral type*, 2003, MNRAS, **344**, 847.
- Magliocchetti, M., Silva, L., Lapi, A., De Zotti, G., Granato, G. L., Fadda, D. & Danese, L. *A highly obscured and strongly clustered galaxy population discovered with the Spitzer Space Telescope*, 2007, MNRAS, **375**, 1121.
- Magliocchetti, M., Cirasuolo, M., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Almaini, O., Foucaud, S., De Zotti, G., Simpson, C. & Sekiguchi, K. *On the evolution of clustering of 24- μ m-selected galaxies*, 2008, MNRAS, **383**, 1131.
- Mainzer, A. K., Eisenhardt, P., Wright, E. L., Liu, F. C., Irace, W., Heinrichsen, I., Cutri, R. & Duval, V. *Preliminary design of the Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE)*, Dans *Proc. SPIE*, page 262, 2005.
- Marcillac, D., Elbaz, D., Chary, R. R., Dickinson, M., Galliano, F. & Morrison, G. *Mid infrared properties of distant infrared luminous galaxies*, 2006, A&A, **451**, 57.
- Marinoni, C., Le Fèvre, O., Meneux, B., Iovino, A., Pollo, A., Ilbert, O., Zamorani, G., Guzzo, L., Mazure, A., Scaramella, R., Cappi, A., McCracken, H. J., Bottini, D., Garilli, B., Le Brun, V., Maccagni, D., Picat, J. P., Scodreggio, M., Tresse, L., Vettolani, G., Zanichelli, A., Adami, C., Arnouts, S., Bardelli, S., Blaizot, J., Bolzonella, M., Charlot, S., Ciliegi, P., Contini, T., Foucaud, S., Franzetti, P., Gavignaud, I., Marano, B., Mathez, G., Merighi, R., Paltani, S., Pellò, R., Pozzetti, L., Radovich, M., Zucca, E., Bondi, M., Bongiorno, A., Busarello, G., Colombi, S., Cucciati, O., Lamareille, F., Mellier, Y., Merluzzi, P., Ripepi, V. & Rizzo, D. *The VIMOS VLT Deep Survey. Evolution of the non-linear galaxy bias up to $z = 1.5$* , 2005, A&A, **442**, 801.
- Marleau, F. R., Fadda, D., Storrie-Lombardi, L. J., Helou, G., Makovoz, D., Frayer, D. T., Yan, L., Appleton, P. N., Armus, L., Chapman, S., Choi, P. I., Fang, F., Heinrichsen, I., Im, M., Lacy, M., Shupe, D., Soifer, B. T., Squires, G., Surace, J., Teplitz, H. I. & Wilson, G. *Extragalactic Source Counts at 24 Microns in the Spitzer First Look Survey*, 2004, ApJS, **154**, 66.
- Mathis, J. S. *Interstellar dust and extinction*, 1990, ARA&A, **28**, 37.
- Miville-Deschênes, M. A. & Lagache, G. *IRIS : A New Generation of IRAS Maps*, 2005, ApJS, **157**, 302.

- Miville-Deschênes, M. A., Lagache, G., Boulanger, F. & Puget, J. L. *Statistical properties of dust far-infrared emission*, 2007, *A&A*, **469**, 595.
- Montier, L. A. & Giard, M. *Dust emission from clusters of galaxies : statistical detection*, 2005, *A&A*, **439**, 35.
- Moore, B., Frenk, C. S., Efstathiou, G. & Saunders, W. *The Clustering of IRAS Galaxies*, 1994, *MNRAS*, **269**, 742.
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., Aumann, H. H., Baud, B., Beichman, C. A., Beintema, D. A., Boggess, N., Clegg, P. E., De Jong, T., Emerson, J. P., Gautier, T. N., Gillett, F. C., Harris, S., Hauser, M. G., Houck, J. R., Jennings, R. E., Low, F. J., Marsden, P. L., Miley, G., Olmon, F. M., Pottasch, S. R., Raimond, E., Rowan-Robinson, M., Soifer, B. T., Walker, R. G., Wesselius, P. R. & Young, E. *The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission*, 1984, *ApJ*, **278**, L1.
- Palunas, P., Teplitz, H. I., Francis, P. J., Williger, G. M. & Woodgate, B. E. *The Distribution of Ly α -Emitting Galaxies at $z=2.38$* , 2004, *ApJ*, **602**, 545.
- Papovich, C., Dickinson, M. & Ferguson, H. C. *The Stellar Populations and Evolution of Lyman Break Galaxies*, 2001, *ApJ*, **559**, 620.
- Papovich, C., Dole, H., Egami, E., Le Floc'h, E., Pérez-González, P. G., Alonso-Herrero, A., Bai, L., Beichman, C. A., Blaylock, M., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Hines, D. C., Misselt, K. A., Morrison, J. E., Mould, J., Muzerolle, J., Neugebauer, G., Richards, P. L., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Rigby, J. R., Su, K. Y. L. & Young, E. T. *The 24 Micron Source Counts in Deep Spitzer Space Telescope Surveys*, 2004, *ApJS*, **154**, 70.
- Papovich, C., Rudnick, G., Le Floc'h, E., van Dokkum, P. G., Rieke, G. H., Taylor, E. N., Armus, L., Gawiser, E., Huang, J., Marcellac, D. & Franx, M. *Spitzer Mid- to Far-Infrared Flux Densities of Distant Galaxies*, 2007, *ApJ*, **668**, 45.
- Partridge, R. B. & Peebles, P. J. E. *Are Young Galaxies Visible ? II. The Integrated Background*, 1967, *ApJ*, **148**, 377.
- Peebles, P. J. E. 1980, *The Large Scale Structure of the Universe*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey.
- Perez-Gonzalez, P. G., Rieke, G. H., Egami, E., Alonso-Herrero, A., Dole, H., Papovich, C., Blaylock, M., Jones, J., Rieke, M., Rigby, J., Barmby, P., Fazio, G. G., Huang, J. & Martin, C. *Spitzer View on the Evolution of Star-forming Galaxies from $z = 0$ to $z \sim 3$* , 2005, *ApJ*, **630**, 82.

- Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., Trinchieri, G., Lonsdale, C. J., Chiappetti, L., Andreon, S., Pierre, M., Le Fèvre, O., Zamorani, G., Maccagni, D., Garcet, O., Surdej, J., Franceschini, A., Alloin, D., Shupe, D. L., Surace, J. A., Fang, F., Rowan-Robinson, M., Smith, H. E. & Tresse, L. *Spectral Energy Distributions of Hard X-Ray Selected Active Galactic Nuclei in the XMM-Newton Medium Deep Survey*, 2007, ApJ, **663**, 81.
- Pope, A., Scott, D., Dickinson, M., Chary, R. R., Morrison, G., Borys, C., Sajina, A., Alexander, D. M., Daddi, E., Frayer, D., Macdonald, E. & Stern, D. *The Hubble Deep Field-North SCUBA Super-map - IV. Characterizing submillimetre galaxies using deep Spitzer imaging*, 2006, MNRAS, **370**, 1185.
- Pope, A., Chary, R. R., Alexander, D. M., Armus, L., Dickinson, M., Elbaz, D., Frayer, D., Scott, D. & Teplitz, H. *Mid-Infrared Spectral Diagnosis of Submillimeter Galaxies*, 2008, ApJ, **675**, 1171.
- Puget, J. L., Leger, A. & Boulanger, F. *Contribution of large polycyclic aromatic molecules to the infrared emission of the interstellar medium*, 1985, A&A, **142**, L19.
- Puget, J. L., Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., Burton, W. B., Desert, F. X. & Hartmann, D. *Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE.*, 1996, A&A, **308**, L5.
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., Erb, D. K. & Dickinson, M. *Multiwavelength Constraints on the Cosmic Star Formation History from Spectroscopy : the Rest-Frame Ultraviolet, $H\alpha$, and Infrared Luminosity Functions at Redshifts $1.9 < z < 3.4$* , 2008, ApJS, **175**, 48.
- Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., Hall, P. B., Gallagher, S. C., Hines, D. C., Fan, X., Papovich, C., Vanden Berk, D. E., Trammell, G. B., Schneider, D. P., Vestergaard, M., York, D. G., Jester, S., Anderson, S. F., Budavári, T. & Szalay, A. S. *Spectral Energy Distributions and Multiwavelength Selection of Type 1 Quasars*, 2006, ApJS, **166**, 470.
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., Kelly, D. M., Low, F. J., Haller, E. E., Beeman, J. W., Gordon, K. D., Stansberry, J. A., Misselt, K. A., Cadien, J., Morrison, J. E., Rivlis, G., Latter, W. B., Noriega-Crespo, A., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., Hines, D. C., Egami, E., Muzerolle, J., Alonso-Herrero, A., Blaylock, M., Dole, H., Hinz, J. L., Le Floc'h, E., Papovich, C., Pérez-González, P. G., Smith, P. S., Su, K. Y. L., Bennett, L., Frayer, D. T., Henderson, D., Lu, N., Masci, F., Pesenson, M., Rebull, L., Rho, J., Keene, J., Stolovy, S., Wachter, S., Wheaton, W., Werner, M. W. & Richards, P. L. *The Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS)*, 2004, ApJS, **154**, 25.

- Roche, N. D., Almaini, O., Dunlop, J., Ivison, R. J. & Willott, C. J. *The clustering, number counts and morphology of extremely red ($R-K > 5$) galaxies to $K \leq 21$* , 2002, MNRAS, **337**, 1282.
- Rodighiero, G., Lari, C., Pozzi, F., Gruppioni, C., Fadda, D., Franceschini, A., Lonsdale, C., Surace, J., Shupe, D. & Fang, F. *Counting individual galaxies from deep 24- μ m Spitzer surveys*, 2006, MNRAS, **371**, 1891.
- Sajina, A., Scott, D., Dennefeld, M., Dole, H., Lacy, M. & Lagache, G. *The 1-1000 μ m spectral energy distributions of far-infrared galaxies*, 2006, MNRAS, **369**, 939.
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. *Luminous Infrared Galaxies*, 1996, ARA&A, **34**, 749.
- Saunders, W., Rowan-Robinson, M. & Lawrence, A. *The spatial correlation function of IRAS galaxies on small and intermediate scales*, 1992, MNRAS, **258**, 134.
- Schechter, P. *An analytic expression for the luminosity function for galaxies.*, 1976, ApJ, **203**, 297.
- Serjeant, S., Mortier, A. M. J., Ivison, R. J., Egami, E., Rieke, G. H., Willner, S. P., Rigopoulou, D., Alonso-Herrero, A., Barmby, P., Bei, L., Dole, H., Engelbracht, C. W., Fazio, G. G., Le Floch, E., Gordon, K. D., Greve, T. R., Hines, D. C., Huang, J. S., Misselt, K. A., Miyazaki, S., Morrison, J. E., Papovich, C., Pérez-González, P. G., Rieke, M. J., Rigby, J. & Wilson, G. *Submillimeter Detections of Spitzer Space Telescope Galaxy Populations*, 2004, ApJS, **154**, 118.
- Serjeant, S., Dye, S., Mortier, A., Peacock, J., Egami, E., Cirasuolo, M., Rieke, G., Borys, C., Chapman, S., Clements, D., Coppin, K., Dunlop, J., Eales, S., Farrah, D., Halpern, M., Mauskopf, P., Pope, A., Rowan-Robinson, M., Scott, D., Smail, I. & Vaccari, M. *The SCUBA Half Degree Extragalactic Survey (SHADES) - IX. The environment, mass and redshift dependence of star formation*, 2008, MNRAS, **386**, 1907.
- Shupe, D. L., Rowan-Robinson, M., Lonsdale, C. J., Masci, F., Evans, T., Fang, F., Oliver, S., Vaccari, M., Rodighiero, G., Padgett, D., Surace, J. A., Xu, C. K., Berta, S., Pozzi, F., Franceschini, A., Babbedge, T., Gonzales-Solares, E., Siana, B. D., Farrah, D., Frayer, D. T., Smith, H. E., Polletta, M., Owen, F. & Pérez-Fournon, I. *Galaxy Counts at 24 μ m in the Swire Fields*, 2008, AJ, **135**, 1050.
- Silva, L., Granato, G. L., Bressan, A. & Danese, L. *Modeling the Effects of Dust on Galactic Spectral Energy Distributions from the Ultraviolet to the Millimeter Band*, 1998, ApJ, **509**, 103.
- Siringo, G., Weiss, A., Kreysa, E., Schuller, F., Kovacs, A., Beelen, A., Esch, W., Gemünd, H. P., Jethava, N., Lundershausen, G., Menten, K. M., Güsten, R., Bertoldi, F., De Breuck,

- C., Nyman, L., Haller, E. & Beeman, J. *A New Era in Submillimetre Continuum Astronomy has Begun : LABOCA Starts Operation on APEX*, 2007, *The Messenger*, **129**, 2.
- Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W. & Kneib, J. P. *The nature of faint submillimetre-selected galaxies*, 2002, *MNRAS*, **331**, 495.
- Smith, J. D. T., Draine, B. T., Dale, D. A., Moustakas, J., Kennicutt, R. C. J., Helou, G., Armus, L., Roussel, H., Sheth, K., Bendo, G. J., Buckalew, B. A., Calzetti, D., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Hollenbach, D. J., Li, A., Malhotra, S., Murphy, E. J. & Walter, F. *The Mid-Infrared Spectrum of Star-forming Galaxies : Global Properties of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission*, 2007, *ApJ*, **656**, 770.
- Soifer, B. T. & Neugebauer, G. *The properties of infrared galaxies in the local universe*, 1991, *AJ*, **101**, 354.
- Soifer, B. T., Sanders, D. B., Madore, B. F., Neugebauer, G., Danielson, G. E., Elias, J. H., Lonsdale, C. J. & Rice, W. L. *The IRAS bright galaxy sample. II - The sample and luminosity function*, 1987, *ApJ*, **320**, 238.
- Spoon, H. W. W., Marshall, J. A., Houck, J. R., Elitzur, M., Hao, L., Armus, L., Brandl, B. R. & Charmandaris, V. *Mid-Infrared Galaxy Classification Based on Silicate Obscuration and PAH Equivalent Width*, 2007, *ApJ*, **654**, L49.
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J. & Pearce, F. *Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars*, 2005, *Nature*, **435**, 629.
- Stern, D., Eisenhardt, P., Gorjian, V., Kochanek, C. S., Caldwell, N., Eisenstein, D., Brodwin, M., Brown, M. J. I., Cool, R., Dey, A., Green, P., Jannuzi, B. T., Murray, S. S., Pahre, M. A. & Willner, S. P. *Mid-Infrared Selection of Active Galaxies*, 2005, *ApJ*, **631**, 163.
- Swinbank, A. M., Smail, I., Chapman, S. C., Blain, A. W., Ivison, R. J. & Keel, W. C. *The Rest-Frame Optical Spectra of SCUBA Galaxies*, 2004, *ApJ*, **617**, 64.
- Symeonidis, M., Willner, S. P., Rigopoulou, D., Huang, J. S., Fazio, G. G. & Jarvis, M. J. *The properties of 70 μm -selected high-redshift galaxies in the Extended Groth Strip*, 2008, *MNRAS*, **385**, 1015.
- Takeuchi, T. T., Buat, V., Iglesias-Páramo, J., Boselli, A. & Burgarella, D. *Mid-infrared luminosity as an indicator of the total infrared luminosity of galaxies*, 2005a, *A&A*, **432**, 423.
- Takeuchi, T. T., Ishii, T. T., Nozawa, T., Kozasa, T. & Hirashita, H. *A model for the infrared dust emission from forming galaxies*, 2005b, *MNRAS*, **362**, 592.

- Tegmark, M., Blanton, M. R., Strauss, M. A., Hoyle, F., Schlegel, D., Scoccamarro, R., Vogele, M. S., Weinberg, D. H., Zehavi, I., Berlind, A., Budavari, T., Connolly, A., Eisenstein, D. J., Finkbeiner, D., Frieman, J. A., Gunn, J. E., Hamilton, A. J. S., Hui, L., Jain, B., Johnston, D., Kent, S., Lin, H., Nakajima, R., Nichol, R. C., Ostriker, J. P., Pope, A., Scranton, R., Seljak, U., Sheth, R. K., Stebbins, A., Szalay, A. S., Szapudi, I., Verde, L., Xu, Y., Annis, J., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Burles, S., Castander, F. J., Csabai, I., Loveday, J., Doi, M., Fukugita, M., Gott, J. R. I., Hennessy, G., Hogg, D. W., Ivezić, Z., Knapp, G. R., Lamb, D. Q., Lee, B. C., Lupton, R. H., McKay, T. A., Kunszt, P., Munn, J. A., O'Connell, L., Peoples, J., Pier, J. R., Richmond, M., Rockosi, C., Schneider, D. P., Stoughton, C., Tucker, D. L., Vanden Berk, D. E., Yanny, B. & York, D. G. *The Three-Dimensional Power Spectrum of Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey*, 2004, *ApJ*, **606**, 702.
- Tresse, L., Ilbert, O., Zucca, E., Zamorani, G., Bardelli, S., Arnouts, S., Paltani, S., Pozzetti, L., Bottini, D., Garilli, B., Le Brun, V., Le Fèvre, O., Maccagni, D., Picat, J. P., Scaramella, R., Scodreggio, M., Vettolani, G., Zanichelli, A., Adami, C., Arnaboldi, M., Bolzonella, M., Cappi, A., Charlot, S., Ciliegi, P., Contini, T., Foucaud, S., Franzetti, P., Gavignaud, I., Guzzo, L., Iovino, A., McCracken, H. J., Marano, B., Marinoni, C., Mazure, A., Meneux, B., Merighi, R., Pellò, R., Pollo, A., Radovich, M., Bondi, M., Bongiorno, A., Busarello, G., Cucciati, O., Lamareille, F., Mathez, G., Mellier, Y., Merluzzi, P. & Ripepi, V. *The cosmic star formation rate evolution from $z = 5$ to $z = 0$ from the VIMOS VLT deep survey*, 2007, *A&A*, **472**, 403.
- van Der Kruit, P. C. *Observations of core sources in Seyfert and normal galaxies with the Westerbork synthesis radio telescope at 1415 MHz.*, 1971, *A&A*, **15**, 110.
- Waddington, I., Oliver, S. J., Babbedge, T. S. R., Fang, F., Farrah, D., Franceschini, A., Gonzalez-Solares, E. A., Lonsdale, C. J., Rodighiero, G., Rowan-Robinson, M., Shupe, D. L., Surace, J. A., Vaccari, M. & Xu, C. K. *Clustering of galaxies at $3.6 \mu\text{m}$ in the Spitzer Wide-area Infrared Extragalactic legacy survey*, 2007, *MNRAS*, **381**, 1437.
- Wang, W. H., Cowie, L. L. & Barger, A. J. *A Near-Infrared Analysis of the Submillimeter Background and the Cosmic Star-Formation History*, 2006, *ApJ*, **647**, 74.
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., Rieke, G. H., Rieke, M., Hoffmann, W. F., Young, E., Houck, J. R., Brandl, B., Fazio, G. G., Hora, J. L., Gehrz, R. D., Helou, G., Soifer, B. T., Stauffer, J., Keene, J., Eisenhardt, P., Gallagher, D., Gautier, T. N., Irace, W., Lawrence, C. R., Simmons, L., van Cleve, J. E., Jura, M., Wright, E. L. & Cruikshank, D. P. *The Spitzer Space Telescope Mission*, 2004, *ApJS*, **154**, 1.
- Wolf, C., Meisenheimer, K., Kleinheinrich, M., Borch, A., Dye, S., Gray, M., Wisotzki, L., Bell, E. F., Rix, H. W., Cimatti, A., Hasinger, G. & Szokoly, G. *A catalogue of the*

Chandra Deep Field South with multi-colour classification and photometric redshifts from COMBO-17, 2004, A&A, **421**, 913.

Wright, E. L. *A Cosmology Calculator for the World Wide Web*, 2006, PASP, **118**, 1711.

Yun, M. S., Reddy, N. A. & Condon, J. J. *Radio Properties of Infrared-selected Galaxies in the IRAS 2 Jy Sample*, 2001, ApJ, **554**, 803.

Zheng, X. Z., Dole, H., Bell, E. F., Le Floc'h, E., Rieke, G. H., Rix, H. W. & Schiminovich, D. *Infrared Spectral Energy Distributions of $z \sim 0.7$ Star-forming Galaxies*, 2007, ApJ, **670**, 301.

Abstract

If the formation of large scale structures is rather well understood, the question of galaxies formation and evolution still remains open. In particular, there is a need to understand how the stars are formed in galaxies. Studying infrared luminous galaxies can help to answer these questions. In this thesis work, we have mainly used infrared data from the Spitzer satellite.

The first part of this work deals with the study of infrared galaxies spatial distribution. We introduce a new method to estimate the angular correlation function of galaxies. This method has been validated both on simulations and data. We also show how these spatial correlation effects might bias mean flux measurement when using a stacking analysis. Moreover, the angular correlation function measured on galaxies selected at $3.6 \mu\text{m}$ or $24 \mu\text{m}$ shows an excess of correlation at small angular scales. This could be linked with the interaction of galaxies inside dark matter halos which might be at the origin of the infrared emission.

Then, we endeavour to better characterize the Cosmic Infrared Background (CIB) thanks to a determination of the contribution of galaxies detected at $3.6 \mu\text{m}$ and by comparing it to the one of the galaxies selected at $24 \mu\text{m}$. We also estimate the contribution to the CIB at 3.6 and $24 \mu\text{m}$ of sources selected at $3.6 \mu\text{m}$ as a function of their specific star formation rate.

Finally, we study the spectral energy distribution of a large number of galaxies located between $z = 0$ and $z = 2$: on the one hand we show that the $8 \mu\text{m}$ and $24 \mu\text{m}$ luminosities are good tracers of the total infrared luminosity, and thus of the star formation rate, and on the other hand, that the properties of these galaxies do not seem to evolve between $z = 0$ and $z = 1$. We also analyse in detail 17 spectra of infrared galaxies selected at $70 \mu\text{m}$ and we show that the relative luminosity of aromatic molecules decreases with an increasing radiation field.

Résumé

Si la formation des grandes structures de l'Univers est plutôt bien comprise, celle des galaxies ainsi que leur évolution l'est beaucoup moins. On s'intéresse en particulier aux mécanismes de mise en route de la formation stellaire dans les galaxies. L'étude des galaxies lumineuses en infrarouge constitue une des approches pour répondre à ces questions. Le travail effectué au cours de cette thèse repose essentiellement sur l'analyse de données infrarouges provenant du satellite Spitzer.

La première partie de ce travail porte sur l'étude de la distribution spatiale des galaxies infrarouges. Nous avons introduit une nouvelle méthode pour mesurer la fonction de corrélation angulaire des galaxies. Cette méthode a été validée sur des simulations et des données. Nous avons également montré comment les effets de corrélation spatiale pouvaient biaiser les mesures de flux moyen réalisées par la méthode d'empilement. De plus, la fonction de corrélation angulaire mesurée pour les sources sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$ et $24 \mu\text{m}$ montre un excès de corrélation aux petites échelles angulaires. Ceci pourrait être lié à l'interaction des galaxies à l'intérieur d'un même halo de matière noire qui favoriserait alors les mécanismes d'émission infrarouge.

Dans un second temps, nous nous sommes attachés à mieux caractériser le fond diffus infrarouge (CIB) en déterminant la contribution à ce fond des sources détectées à $3.6 \mu\text{m}$ et en la comparant à celle des sources sélectionnées à $24 \mu\text{m}$. Nous avons également estimé la contribution au CIB à 3.6 et $24 \mu\text{m}$ des sources sélectionnées à $3.6 \mu\text{m}$ en fonction de leur taux de formation stellaire spécifique.

Enfin, nous avons étudié les distributions spectrales d'énergie d'un grand nombre de galaxies situées entre $z = 0$ et $z = 2$: nous avons montré d'une part que les luminosités à 8 et $24 \mu\text{m}$ étaient de bons traceurs de la luminosité totale infrarouge (et donc du taux de formation stellaire) et, d'autre part, que les propriétés de ces galaxies ne semblaient pas évoluer entre $z = 0$ et $z = 1$. Nous avons également étudié de façon détaillée le spectre infrarouge de 17 galaxies sélectionnées à $70 \mu\text{m}$ et nous avons montré que la luminosité relative des PAHs diminuait lorsque le champ de rayonnement augmentait.