



HAL
open science

Les anisotropies du fond diffus infrarouge : un nouvel outil pour sonder l'évolution des structures

Aurelie Pénin Penin

► **To cite this version:**

Aurelie Pénin Penin. Les anisotropies du fond diffus infrarouge : un nouvel outil pour sonder l'évolution des structures. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112164 . tel-00681709

HAL Id: tel-00681709

<https://theses.hal.science/tel-00681709v1>

Submitted on 22 Mar 2012

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.



Les anisotropies du fond diffus infrarouge : un nouvel outil pour sonder l'évolution des structures.

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 26 Septembre 2011

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Paris-Sud (XI)
(Spécialité Astrophysique et Instrumentations Associées)

par

Aurélie Pénin

Composition du jury

- Président :* Nabila Aghanim - Institut d'Astrophysique Spatiale
- Rapporteurs :* Mark Halpern - University of British Columbia
Olivier Le Fèvre - Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
- Examineurs :* Emeric Le Floch, CEA/AIM
Jérémy Blaizot - CRAL
- Invités :* Olivier Doré - Jet Propulsion Laboratory
François Bouchet - Institut d'Astrophysique de Paris
- Directrice de thèse :* Dr Guilaine Lagache - IAS Orsay

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

13 mars 2012. J'ai soutenu ma thèse il y a presque six mois. Certes, j'ai un peu tardé à écrire les remerciements, procrastination et angoisse de la page blanche certainement. Je me retrouve donc devant une page vide comme il y a un an lorsque j'ai commencé à rédiger mon manuscrit. Cela paraît loin et presque anodin maintenant. Presque... Que de souvenirs! Que de gens croisés pendant ces trois ans!

Cela dit la première personne à remercier est évidemment Guilaine Lagache, ma directrice de thèse avec qui j'ai travaillé pendant plus de trois ans puisque j'ai aussi fait mon stage de Master 2 sous sa direction. Son énergie débordante, son dynamisme et son humour ont rendu nos discussions passionnantes. Son exigence et son goût pour la perfection m'ont beaucoup appris. Je garde de très bons souvenirs de nos discussions scientifiques (ou pas d'ailleurs) avec une cigarette en bas de l'IAS!

Olivier Doré a presque été un autre encadrant de ma thèse finalement. Son humour et sa bonne humeur ont donné un côté tout à fait intéressant à nos séances de programmation à Pasadena. Côté cynisme, l'élève n'a toujours pas dépassé le maître et je garde de mon apprentissage du fortran une obsession pour les alignements.

Bien sûr, merci au jury : Olivier Le Fèvre, Mark Halpern, Emeric Le'Floch, Jérémie Blaizot, Olivier Doré et Nabila Aghanim pour avoir lu mon manuscrit avec attention et avoir assisté à ma soutenance.

Merci à Jérôme Bobin pour sa pédagogie pour m'avoir fait comprendre les méthodes complexes de séparation de composantes.

J'ai aussi interagi avec une grande partie de l'équipe cosmologie : Nicolas Ponthieu, Nabila Aghanim, Marian Douspis, Marc-Antoine Miville-Deschênes et Jean-Loup Puget. Nos échanges étaient toujours productifs. Un grand merci à Hervé Dole qui a toujours été de bon conseils depuis plusieurs années maintenant.

En ce qui concerne tous mes compères de l'IAS, il convient de garder un ordre chronologique. J'ai d'abord partagé mon bureau avec Eléonore au premier étage à côté du bureau des garçons : Benjamin, Pierre et Nicolas. Localisation très pratique et stratégique puisque la machine à espresso était dans leur bureau. Que d'heures passées tard le soir à refaire le monde et à se raconter nos misères. Puis nous sommes montées au deuxième étage. Etage que nous n'avons pas réussi à transformer en poulailler... Nos efforts ont été tués dans l'oeuf. Avec Eléonore, nous n'avons pas fait que partager un bureau mais, entre autre, l'organisation du stand enfants à l'occasion des 100 heures d'observation pour l'année mondiale de l'Astronomie. Un vrai succès grâce aux heures passées à construire des maquettes de fusées et à les faire décoller ensuite.

J'ai ensuite partagé mon bureau avec Heddy qui a eu la patience nécessaire lors de ma rédaction de thèse et a supporté une playlist du début des années 1970. De plus, il a régulièrement dû partager le bureau avec Mathilde et Eléonore et donc quelques piailllements. Je ne le remercierais jamais assez. Comment parler de ce bureau et d'Heddy sans faire mention de Sébastien qui y passait, finalement, pas mal de temps. Leur rapidité de réponse à QPUC m'impressionne encore.

Merci à Julien pour les grands bols d'air frais en bas de l'IAS. Nos discussions de tout (prenez science) et de rien m'ont souvent aidé à solutionner de nombreux dilemmes scientifiques.

Et bien sûr un grand merci à tous les autres thésards et stagiaires qui ont fortement contribué à la bonne humeur générale : John, Matthieu B., Marie, Stéphane, Fabien, Anouk, Cédric P., Aikel, Benjamin, Agnès, Jean-Baptiste et Clément. Merci, en particulier, à Chloé, Cédric C. et tous les autres pour ces midis à la piscine.

Merci à Mathieu pour son écoute, sa pédagogie et ses conseils presque toujours avisés. Merci à Alexandre pour ces encouragements très personnels... Cela dit je ne le remercierai pas pour les quelques claques assénées soi-disant pour me faire rejoindre la Terre.

À mes amis de longue date, Mathilde, Laurie, Jérémy, Aurélien, Vincent, Maxime, Luc, Thierry, Irène, Loïc, Amandine, Benjamin et j'en oublie. Ils n'ont pas failli, au contraire ! Et merci à Pauline pour m'avoir aidé à garder les pieds sur terre en me laissant des montagnes de vaisselle, pour nos discussions tardives et pour ces trois ans de colocation dans la bonne humeur.

Et finalement, mes parents et ma famille à qui je n'ai qu'une seule chose à dire : Merci !

*A mes Parents, A mon frère
A mes Grand-mères*

Heureux soient les félés, car ils laisseront passer la lumière.
Michel Audiard

Résumé

Le fond diffus infrarouge est la contribution de toutes les galaxies infrarouges intégrée sur toute l'histoire de l'Univers. Il émet entre 8 et 1000 μm et a un pic vers 200 μm . On résout une large fraction de ce fond dans l'infrarouge proche mais seule une petite fraction l'est dans l'infrarouge moyen et lointain à cause de la confusion. Les sources les plus faibles sont perdues dans le bruit de confusion. Cela forme des fluctuations de brillance, les anisotropies du fond diffus infrarouge. L'étude de ces fluctuations permet l'étude des galaxies sous le seuil de détection, donc des galaxies les plus faibles. Grâce au spectre de puissance on peut mesurer la puissance contenue dans ces fluctuations en fonction de l'échelle spatiale. Cette mesure contient, entre autre, le regroupement des galaxies infrarouges.

Dans un premier temps, j'ai isolé du spectre de puissance d'une carte infrarouge, le spectre de puissance dû uniquement aux galaxies infrarouges. En effet, aux grandes échelles spatiales, il est contaminé par l'émission des cirrus Galactiques. Ces cirrus sont des nuages d'hydrogène neutre, tracés par la raie à 21 cm. J'ai donc utilisé des données à 21 cm pour estimer l'émission infrarouge de ces cirrus que j'ai ensuite soustrait aux cartes infrarouges à 100 et 160 μm . Cela m'a aussi permis de faire une mesure précise du niveau absolu du fond diffus infrarouge à ces longueurs d'onde.

Afin d'analyser ces spectres de puissances, j'ai mis en place un modèle de regroupement des galaxies infrarouges reliant un modèle d'évolution des galaxies infrarouge reproduisant les données existantes dont celles d'*Herschel* et un modèle de halo. C'est un modèle complètement paramétré ce qui permet l'étude des dégénérescences de ces paramètres. J'ai ajusté les données existantes de 100 à 1380 μm . Grâce au modèle on peut déterminer les contributions en redshift à chaque longueur d'onde. Les courtes longueurs d'onde tracent les bas redshifts alors que les grandes longueurs d'onde tracent les hauts redshifts. Cependant la contribution des bas redshifts est loin d'être négligeable à ces grandes longueurs d'onde. Afin de déterminer l'évolution du regroupement avec le redshift des cartes des anisotropies du fond diffus infrarouge sont nécessaires. Je vais expliciter une méthode de séparation de composantes dédiée à cela.

Mots-clés: Cosmologie, Galaxies, Méthodes Statistiques, Infrarouge

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 Les galaxies et le fond diffus infrarouges	3
1.1 Le fond diffus cosmologique infrarouge	3
1.2 La confusion	6
1.3 Les galaxies infrarouges	7
1.3.1 Les poussières interstellaires	8
1.3.2 Les sources de l'émission infrarouge	9
1.3.3 Propriétés des galaxies infrarouges SB	9
1.3.4 Assemblage en masse	15
1.3.5 Regroupement des galaxies	16
1.3.6 L'environnement des galaxies	20
1.3.7 Résumé	23
Chapitre 2 Les anisotropies du fond diffus infrarouges	24
2.1 Observations et détections	24
2.1.1 Les fluctuations poissoniennes	25
2.1.2 Les fluctuations corrélées	25
2.2 Les anisotropies du FDI dans le contexte cosmologique	27
2.2.1 L'histoire thermique de l'Univers	28
2.2.2 Formation des structures	31
2.3 Formalisme des anisotropies	32
2.4 Modèles existants de clustering des galaxies infrarouges	35
2.4.1 Les modèles d'évolution des galaxies	35
2.4.2 Les modèles de distribution de matière noire	36
Chapitre 3 Spectres de puissance des anisotropies du FDI à 100 et 160 μm	39
3.1 Les cirrus	39
3.2 Les données	41

3.2.1	Les données Spitzer/MIPS 160 μm	42
3.2.2	Les données HI	44
3.2.3	Les données IRAS	47
3.3	Spectre de puissance et barres d'erreurs	47
3.4	La composante Galactique	49
3.4.1	Contribution des cirrus avec IRAS 100 μm	51
3.4.2	Couleurs des poussières et émissivités poussière/HI	54
3.5	Soustraction de la composante Galactique	56
3.5.1	Soustraction des cirrus spatialement ou sur le spectre de puissance & barres d'erreurs	56
3.5.2	Contribution de la composante Galactique au spectre de puissance à 100 μm	58
3.5.3	Contribution de la composante Galactique au spectre de puissance à 160 μm	59
3.6	Niveaux absolus du FDI à 100 et 160 μm	60
3.6.1	Niveau du FDI avec les 'Total Power Modes' à 160 μm	60
3.6.2	Niveau du FDI à 100 μm	63
3.7	Conclusions	64
 Chapitre 4 Modèle de regroupement des galaxies IR dans les anisotropies du FDI		67
4.1	Le modèle	68
4.1.1	Le modèle paramétrique d'évolution des galaxies IR	68
4.1.2	Le spectre de puissance angulaire	71
4.2	Spectres de puissance et dégénérescences	72
4.2.1	Spectres de puissance	72
4.2.2	Analyse en matrice de Fisher	75
4.2.3	Variations des spectres de puissance avec les paramètres du modèle d'évolution de galaxies	75
4.2.4	Paramètres de la HOD et leurs dégénérescences	80
4.3	Interprétation des mesures	85
4.3.1	Contribution en redshift et en masse au spectre de puissance	85
4.3.2	Biais linéaire & biais effectif	87
4.3.3	Influence des émissivités	89
4.3.4	Contribution des LIRGs et des ULIRGs	91
4.4	Conclusion	94
 Chapitre 5 Contraindre le modèle de regroupement		95
5.1	Biais linéaire	95

5.2	Ajustement avec le modèle de halo	96
5.3	Contribution en redshift et en masse	100
5.4	Contribution des LIRGs et des ULIRGs	103
5.5	Conclusion	103
Chapitre 6 Tomographie des fluctuations du FDI		109
6.1	Position du problème	109
6.2	Méthodologie	112
6.3	Une inversion simple	113
6.3.1	La matrice de mélange	113
6.3.2	L'indépendance des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$	114
6.4	Une première solution	116
6.5	Un plan pour une nouvelle solution	117
Chapitre 7 Conclusions & Perspectives		121
Annexes		125
Annexe A Carte simulées des anisotropies du FDI		125
A.1	Le modèle de galaxies Lagache Dole Puget	125
A.2	Les simulations des cartes du FDI	127
Annexe B Applications des méthodes de séparation de composantes usuelles		130
B.1	Generalized Morphological Component Analysis	130
B.2	Spectral Matching Independent Component Analysis	130
Annexe C 1er article		132
Annexe D 2ème article		146
Annexe E 3ème article		163
Annexe F 4ème article		184
Bibliographie		194

Introduction

Les premières théories de cosmologie datent de l'Antiquité : Aristote et Ptolémée essayaient déjà de comprendre comment l'univers était structuré et comment il s'était formé. Cependant, la cosmologie moderne est née avec la publication de la théorie de la Relativité Générale d'Albert Einstein en 1917, et ensuite avec la découverte de l'expansion de l'univers par Edwin Hubble en 1929. Dans la seconde moitié du 20^e siècle, la cosmologie a franchi un nouveau pas à l'aide des observations et de très nombreux progrès ont été faits durant les vingt dernières années tant dans l'élaboration de nouvelles théories et modèles que dans l'accumulation d'observations à toutes les longueurs d'onde et jusqu'à un décalage vers le rouge $z \sim 7$ en ce qui concerne les galaxies.

Aujourd'hui, le modèle d'Univers le plus communément utilisé et accepté est le Λ CDM. L'Univers est alors composé de quelques pourcents de matière baryonique, de près d'un quart de matière noire froide (Cold dark Matter, CDM) et le reste est composé d'énergie noire. Cette dernière est la cause de l'accélération de l'expansion de l'Univers. Afin d'expliquer ce phénomène, il faut ajouter une constante dans les équations d'Einstein, la constante cosmologique, Λ . Dans ce cadre, le modèle hiérarchique de formation des structures est en très bon accord avec les observations et les simulations impliquant uniquement de la matière noire. Cependant, lorsque l'on inclut les baryons, les modèles ne reproduisent plus les observations. Dans le cadre du modèle hiérarchique, des galaxies de faible masse et de faible métallicité se forment à grand redshift. Au cours de l'évolution de l'Univers elles fusionnent entraînant une augmentation de leur masse, de leur métallicité et de leur contenu en poussières. On devrait donc observer aujourd'hui de nombreuses galaxies elliptiques massives ainsi que des spirales riches en gaz et en poussières dans l'univers local et des petites galaxies à grand redshift. Or ce n'est pas le cas. L'émission stellaire des galaxies spirales est absorbée par les poussières et est réémise dans l'infrarouge (entre 3 et 1000 μm). Dans l'Univers local, seul 30 % du rayonnement des galaxies est émis dans l'infrarouge. L'émission infrarouge augmente avec le redshift. La fonction de luminosité est alors dominée par des galaxies massives ultra lumineuse en infrarouge. Aucun modèle physique n'explique correctement ces comportements.

Ces galaxies appelées galaxies infrarouges émettent près de 95 % de leur énergie dans l'infrarouge car elles ont de très hauts taux de formation d'étoiles, plus de cent, voire mille fois celui de la Voie Lactée. C'est dans ces galaxies que se place la formation d'étoiles dans l'Univers, ce qui en fait une population particulièrement intéressante à étudier. Cependant leur étude est limitée par la mauvaise résolution angulaire des instruments. On peut toutefois les étudier au travers de leur contribution au fond diffus infrarouge. Ce fond est la somme des contributions de toutes les galaxies infrarouges intégrée sur toute l'histoire de l'Univers entre 3 et 1000 μm . Ce fond est isotrope mais présente des fluctuations relative de l'ordre de 10 %.

Une propriété physique importante des galaxies infrarouge est leur regroupement. La méthode la plus communément utilisée pour étudier le regroupement des galaxies, IR ou non, est la fonction de corrélation à deux points. Cependant, elle requiert la détection de sources ponctuelles. Elle est donc utilisée pour les galaxies les plus brillantes que l'on détecte individuellement. Or dans l'infrarouge, on n'a pas directement accès aux sources les plus faibles car elles forment le fond. On utilisera alors les anisotropies du fond diffus infrarouge pour sonder le regroupement de ces galaxies, en particulier les spectre de puissance des anisotropies. On peut ensuite en déduire, par exemple, les propriétés physiques des halos de matière noire dans lesquels résident les galaxies infrarouges. De par la forme de la distribution spectrale de ces galaxies, les observations à grande longueur d'onde permettent de sonder les hauts redshifts. On peut donc espérer mesurer l'évolution du regroupement avec le redshift.

L'étude des anisotropies du fond diffus infrarouge est un domaine en pleine expansion grâce à l'avènement de nombreuses expériences fournissant des données de qualité croissante. Ma thèse se place totalement dans ce contexte. La première étape de ma thèse a été de mesurer précisément le spectre de puissance des anisotropies. En effet, les cartes infrarouges contiennent l'émission des cirrus Galactiques, des nuages de gaz dans notre galaxie qui contiennent des poussières. Ces derniers émettent dans l'infrarouge et leur émission contamine le spectre de puissance des anisotropies aux grandes échelles spatiales. Je vais montrer comment soustraire cette composante et l'appliquer à des données. Afin d'analyser les spectres résultants, je vais présenter un nouveau modèle de regroupement des galaxies infrarouges prenant en compte les dernières avancées. Ce modèle est paramétrique et je vais dans un premier temps, étudier l'espace des paramètres ainsi que les mesures physiques que l'on peut en extraire. Dans un second temps, je vais appliquer ce modèle aux données existantes permettant ainsi de mesurer le regroupement des galaxies infrarouges sur une large gamme de longueur d'onde d'une façon cohérente. Cela permet de déterminer l'évolution du regroupement en fonction du redshift cependant les galaxies à tous les redshifts contribuent toujours un peu à toutes les longueurs d'onde. C'est pourquoi je présenterai ensuite un travail en cours sur 'l'inversion' de cartes par longueur d'onde afin d'obtenir des cartes des anisotropies du fond diffus infrarouge réellement par tranches de redshifts.

Chapitre 1

Les galaxies et le fond diffus infrarouges

Sommaire

1.1	Le fond diffus cosmologique infrarouge	3
1.2	La confusion	6
1.3	Les galaxies infrarouges	7
1.3.1	Les poussières interstellaires	8
1.3.2	Les sources de l'émission infrarouge	9
1.3.3	Propriétés des galaxies infrarouges SB	9
1.3.4	Assemblage en masse	15
1.3.5	Regroupement des galaxies	16
1.3.6	L'environnement des galaxies	20
1.3.7	Résumé	23

1.1 Le fond diffus cosmologique infrarouge

L'univers est baigné dans **un fond diffus cosmologique**, rayonnant sur une large gamme de longueur d'onde. On peut le diviser en plusieurs composantes principales, chacune dans un domaine d'énergie. Les fonds diffus gamma (FDG), X (FDX), optique (FDO), infrarouge (FDI) et le fond diffus micro-onde (Cosmic Microwave Background, CMB). On ne comprend pas les sources du FDG, il y en a plusieurs possibles (annihilation de la matière noire, noyau actif de galaxie, blazar...). Le FDX est essentiellement dû à l'émission des noyaux actifs de galaxie (AGN), une faible fraction vient de l'émission thermique du gaz dans les amas de galaxies. Le FDO et le FDI sont dû à l'émission des galaxies alors que le CMB a une toute autre origine, il est composé des photons émis au moment du découplage matière/radiation lorsque l'univers n'avait que 380 000 ans. Le FDO résulte directement du rayonnement stellaire alors que le FDI provient essentiellement de la réémission du rayonnement stellaire ultraviolet par les poussières entourant les étoiles. Il est compris entre $\sim 5 \mu\text{m}$ et 1 mm avec un maximum autour de $160 \mu\text{m}$. Au delà de $400 \mu\text{m}$ il est dominé par le CMB mais la bonne connaissance de ce dernier permet de les séparer. Les sources du FDI sont essentiellement les galaxies dites infrarouges (IR, voir Sect. 1.3.3).

La partie submillimétrique (submm) et IR lointain du FDI a été détectée pour la première fois par Puget *et al.* (1996) dans les données *FIRAS* (Far InfraRed Absolute Spectrophotometer), détection ensuite confirmée par Hauser *et al.* (1998), Fixsen *et al.* (1998) et Lagache *et al.* (1999). Toute la difficulté de cette mesure réside dans la soustraction et donc la bonne connaissance des

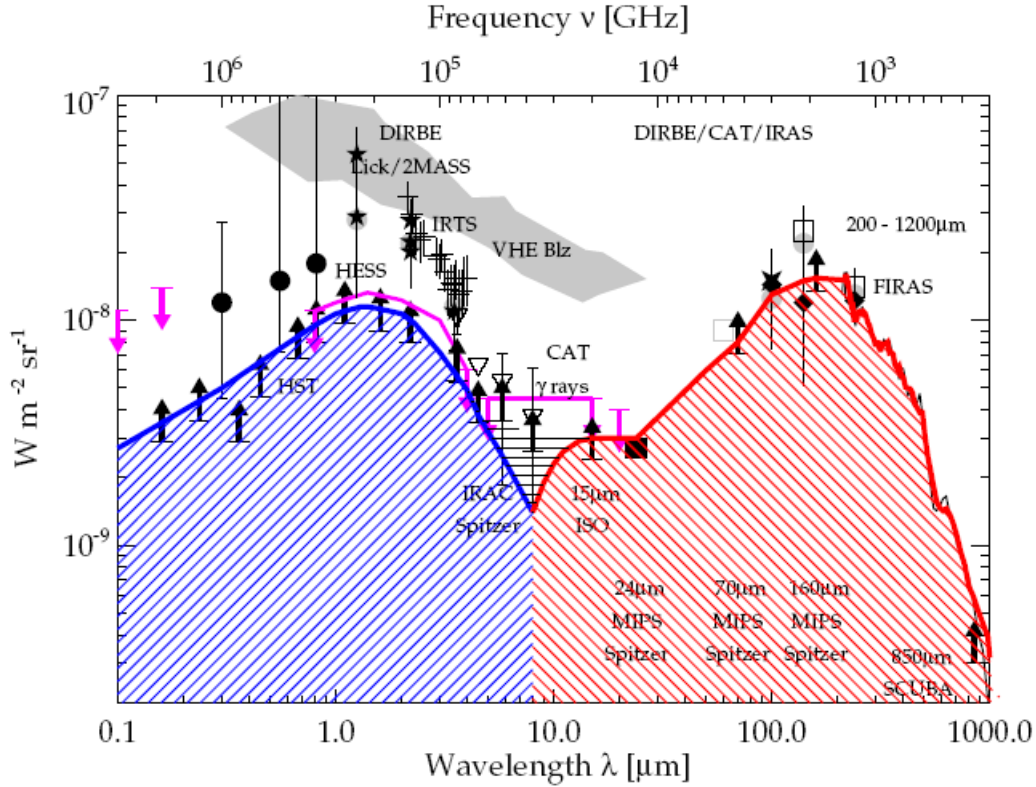


FIGURE 1.1 – Rayonnement extragalactique de $0.1 \mu\text{m}$ à 1 mm . La zone bleue représente le fond diffus optique et la zone rouge, le fond diffus infrarouge. Tiré de Dole *et al.* (2006).

wavelength (μm)	S_{lim}	fraction of resolved CIB	Reference
ISOCAM/ISO $15 \mu\text{m}$	$50 \mu\text{Jy}$	80 %	Elbaz <i>et al.</i> (2002)
<i>Spitzer</i> /MIPS $24 \mu\text{m}$	$60 \mu\text{Jy}$	70 %	Papovich <i>et al.</i> (2004)
<i>Spitzer</i> /MIPS $70 \mu\text{m}$	1.2 mJy	60 %	Frayser <i>et al.</i> (2006b)
<i>Herschel</i> /PACS $100 \mu\text{m}$	3 mJy	45 %	Berta <i>et al.</i> (2010)
<i>Herschel</i> /PACS $160 \mu\text{m}$	5.7 mJy	52 %	Berta <i>et al.</i> (2010)
<i>Herschel</i> /SPIRE $250 \mu\text{m}$	20 mJy	15 %	Oliver <i>et al.</i> (2010)
<i>Herschel</i> /SPIRE $350 \mu\text{m}$	20 mJy	10 %	Oliver <i>et al.</i> (2010)
<i>Herschel</i> /SPIRE $500 \mu\text{m}$	20 mJy	6 %	Oliver <i>et al.</i> (2010)
SCUBA $850 \mu\text{m}$	1 mJy	65 %	Smail <i>et al.</i> (2002)

TABLE 1.1 – Fond diffus extragalactique. Fraction du FDI résolu en fonction du flux limite S_{lim} des différents relevés. Une large fraction du FDI est résolue dans l'IR moyen mais seulement une faible fraction l'est dans l'IR lointain.

autres composantes : le CMB, la lumière zodiacale et surtout l'émission des poussières du milieu interstellaire de notre Galaxie. En effet, en moyenne, 65% de l'émission totale à haute latitude galactique ($|b| > 30^\circ$) provient de l'émission de la Galaxie. De plus, la lumière zodiacale est de l'ordre du FDI en dessous de $100 \mu\text{m}$ ce qui rend impossible toute mesure du fond basée sur l'émission diffuse pour $\lambda < 80 \mu\text{m}$. Cependant, les valeurs du FDI peuvent être déterminées indirectement. Ainsi l'intégration des comptages différentiels permet d'imposer des limites infé-

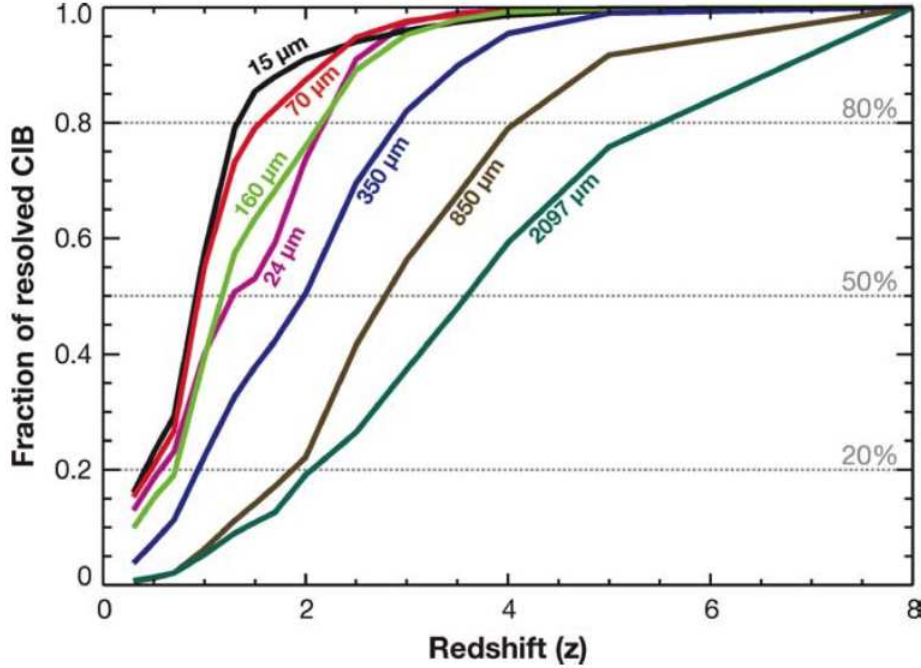


FIGURE 1.2 – Fraction cumulée du FDI résolu en fonction du décalage vers le rouge pour différentes fréquences. Tiré de Lagache *et al.* (2005).

rieures. Le niveau du FDI peut ensuite être calculé en extrapolant les comptages. Dole *et al.* (2006) ont mesuré ces limites dans les données *Spitzer*/*MIPS* à 70 et 160 μm , ils ont trouvé respectivement 0.16 ± 0.02 et 0.74 ± 0.09 MJy/sr. Les rayons γ de haute énergie (émis par exemple par les blazars) permettent, quant à eux, de mettre des limites supérieures sur le niveau du FDI. En effet, ces photons de haute énergie interagissent avec les photons du FDI via la production de paires de positrons/électrons, leur énergie en est donc atténuée. Cette atténuation est ensuite mesurée. Les limites supérieures sont représentées par la courbe et les flèches roses sur la figure 1.1. Cependant, ces limites supérieures ne peuvent être déterminées au-delà de 60 μm car les rayons γ ne sont pas assez énergétiques pour atténuer les photons du FDI. Puisque les rayons γ permettent uniquement de mettre des limites supérieures les valeurs absolues du fond doivent, là encore, être extrapolées.

• Les relevés profonds

De nombreux relevés profonds ont permis d'investiguer les propriétés des galaxies IR et de comprendre globalement leur contribution au FDI. La fraction de FDI résolue dépend de la longueur d'onde. En effet, une grande fraction du FDI est résolue dans l'IR moyen mais cette fraction devient minimale dans le lointain IR du fait de la confusion (cf Sect. 1.2). La table 1.1 liste les derniers résultats. Afin de s'affranchir de la perte de sensibilité due à la confusion des méthodes statistiques sont utilisées pour déterminer le niveau du fond. Par exemple les techniques d'empilement : on somme le signal à λ_2 des galaxies détectées à λ_1 afin d'obtenir la contribution des galaxies détectées à λ_1 au niveau du fond à λ_2 . Les galaxies détectées à 15 μm (Elbaz *et al.*, 2002) et 24 μm (Papovich *et al.*, 2004) contribuent fortement au pic du FDI à 160 μm . Berta *et al.* (2010) ont résolu 50% et 75% du fond à 100 et 160 μm respectivement en empilant des

sources à 24 μm alors qu'ils ne résolvait que 45 et 52 % en intégrant directement les comptages.

- **Fond diffus optique versus infrarouge**

La Fig. 1.1 montre la densité spectrale d'énergie du fond extragalactique de 0.1 μm à 1 mm. On remarque que le FDO et le FDI sont séparés nettement vers 8 μm et que l'énergie contenue dans chacun est similaire. Cependant, dans l'univers local, l'émission des galaxies IR correspond à seulement un tiers de l'émission optique (Soifer and Neugebauer, 1991). La densité de luminosité des galaxies infrarouges augmente donc plus vite que celle des galaxies optiques jusqu'à un redshift de ~ 1 puis reste constante jusque au moins $z = 3$ (Gispert *et al.*, 2000).

- **Contribution en redshift**

On peut également remarquer sur la Fig. 1.1 que la pente du spectre du CIB dans le submillimétrique $I_\nu \propto \nu^{1.4}$ (Gispert *et al.*, 2000) est moins pentue que celle du spectre des galaxies individuelles à grande longueur d'onde ($I_\nu \propto \nu^{3.5-4}$). On peut donc en déduire que ce ne sont pas les galaxies qui contribuent au pic du FDI $\sim 160 \mu\text{m}$ qui sont responsables du FDI dans le submm/mm mais les galaxies à plus grand redshift. Elbaz *et al.* (2002), Dole *et al.* (2006) et Wang *et al.* (2006) ont déterminé la contribution des sources à plusieurs longueurs d'onde (ISOCAM et Spitzer/MIPS) au FDI. Il apparait que les sources à 15 et 24 μm contribuent fortement au pic du FDI $\sim 160 \mu\text{m}$ et très peu dans le submillimétrique. Les sources ISOCAM et Spitzer/MIPS sont à bas redshift ($z < 1.5$), donc cette contribution à grande longueur d'onde est due aux galaxies à haut redshift comme le montre la Fig. 1.2. On y voit la fraction cumulée du FDI résolu en fonction du décalage vers le rouge. A 24 μm , 50% du FDI est dû à des galaxies à $z < 1.2$ alors qu'à 850 μm 50% du fond provient de galaxies à $z > 2.2$. On peut toutefois remarquer que l'on sonde des plus hauts redshifts à 24 μm qu'à 70 μm car, à 24 μm on capte l'émission des PAH à $z \sim 2$ ce qui explique la meilleure sensibilité de ce canal.

1.2 La confusion

Dans le domaine infrarouge, les observations ne sont pas seulement limitées par la sensibilité du détecteur et le bruit de photons mais aussi par la confusion : la perte des petites échelles spatiales à grande longueur d'onde à cause d'une faible résolution angulaire. Les galaxies sous la limite de détection créent des fluctuations de brillance. Dans l'IR/submm, le bruit de confusion est loin d'être négligeable et doit être pris en compte dans le bilan des bruits. En effet, il peut être supérieur au bruit instrumental et donc limiter la profondeur d'un relevé. La confusion est illustrée sur la Fig. 1.3. On y voit le même champ observé à trois longueurs d'onde, 24, 160 et 500 μm . Il est clair que plus la longueur d'onde augmente plus les sources faibles sont perdues dans le bruit de confusion.

D'après Dole *et al.* (2003) la variance σ_c^2 d'une mesure dans un lobe due aux sources extragalactique telles que $S < S_{lim}$ est :

$$\sigma_c^2 = \int f^2(\theta, \phi) d\theta d\phi \int_0^{S_{lim}} S^2 \frac{dN}{dS} dS \quad (1.1)$$

où $f(\theta, \phi)$ est le lobe de l'instrument, dN/dS les comptages différentiels. Il existe deux critères de confusion : le **critère photométrique** dû aux fluctuations du signal provoquées par les sources en dessous de la limite de détection et le **critère de densité de sources**. Ce dernier est lié à la fraction de sources dont la luminosité est supérieure à la limite de détection, mais que l'on ne

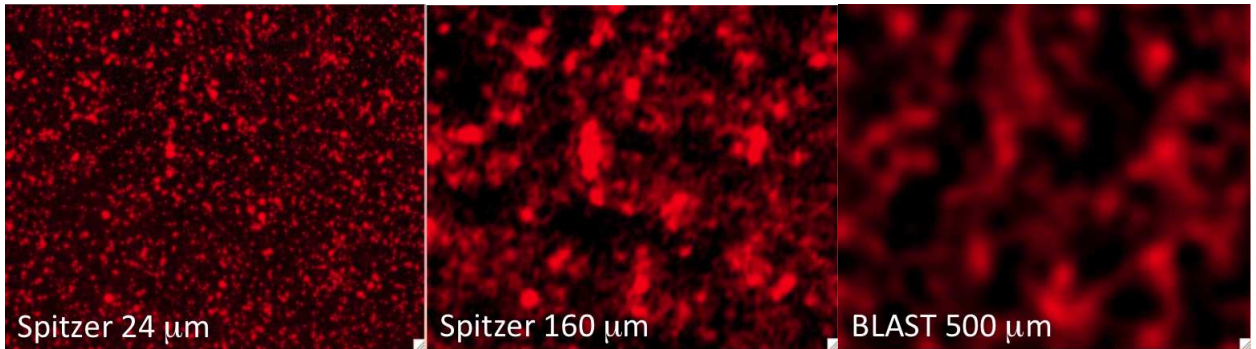


FIGURE 1.3 – Observations du même champ du ciel à 24, 160 et 500 μm . Les sources observées à 24 μm sont perdues dans le bruit de confusion au fur et à mesure que la longueur d’onde augmente.

détecte pas individuellement car elles sont trop proches d’autres sources plus brillantes.

La limite de détection est due à l’un des deux critères et dépend du diamètre des télescopes. Aux longueurs d’onde inférieures à 100 μm le critère de densité limite les détections, au delà le critère photométrique est limitant. C’est le cas aux longueurs d’onde de **Planck** et **Herschel**. Par exemple, à 350 et 550 μm pour **Planck/HFI**, le bruit de confusion est près de deux fois supérieur au bruit instrumental (Fernandez-Conde *et al.*, 2008).

En première approximation, pour prédire les niveaux de confusion, on suppose que les galaxies sont distribuées aléatoirement or le regroupement des galaxies a une influence non négligeable sur ces prédictions. Fernandez-Conde *et al.* (2008) ont étudié cet effet avec des simulations contenant un fort regroupement. Dans le cas d’**Herschel**, les niveaux de confusion restent quasiment inchangés alors que pour **Planck** les niveaux de confusion sont en moyenne 1.6 fois plus grand en présence de regroupement fort.

Les hauts niveaux de confusion expliquent les faibles fractions de FDI résolues en sources comme le montre la table 1.1. Par exemple, Oliver *et al.* (2010) n’a résolu que 15% du fond à 250 μm . Cependant, on peut contourner la confusion en ayant recours à des méthodes statistiques. En effet, les techniques d’empilement et de densité de probabilité permettent d’accéder au signal des sources perdues dans le bruit de confusion. La confusion crée des fluctuations de brillance, ce sont **les anisotropies du fond diffus infrarouge**. On peut mesurer la puissance contenue dans ces fluctuations en fonction de l’échelle en calculant le spectre de puissance d’une carte dont on a préalablement soustrait les sources ponctuelles.

1.3 Les galaxies infrarouges

Les galaxies infrarouges ou aussi communément appelées galaxies à flambée de formation d’étoiles (starburst, SB) ont été découvertes par **IRAS** (Infrared Astronomical Satellite) dans les années 1980. Elles émettent près de 95% de leur énergie dans l’infrarouge (IR) entre 3 μm et 1 mm et sont caractérisées par un fort taux de formation d’étoiles (de l’ordre de 100 ou 1000 fois celui de la Voie Lactée). Alors qu’elles restent rares dans l’univers local, elles jouent un rôle important à grands décalages vers le rouge. Les nombreuses jeunes étoiles de ces galaxies

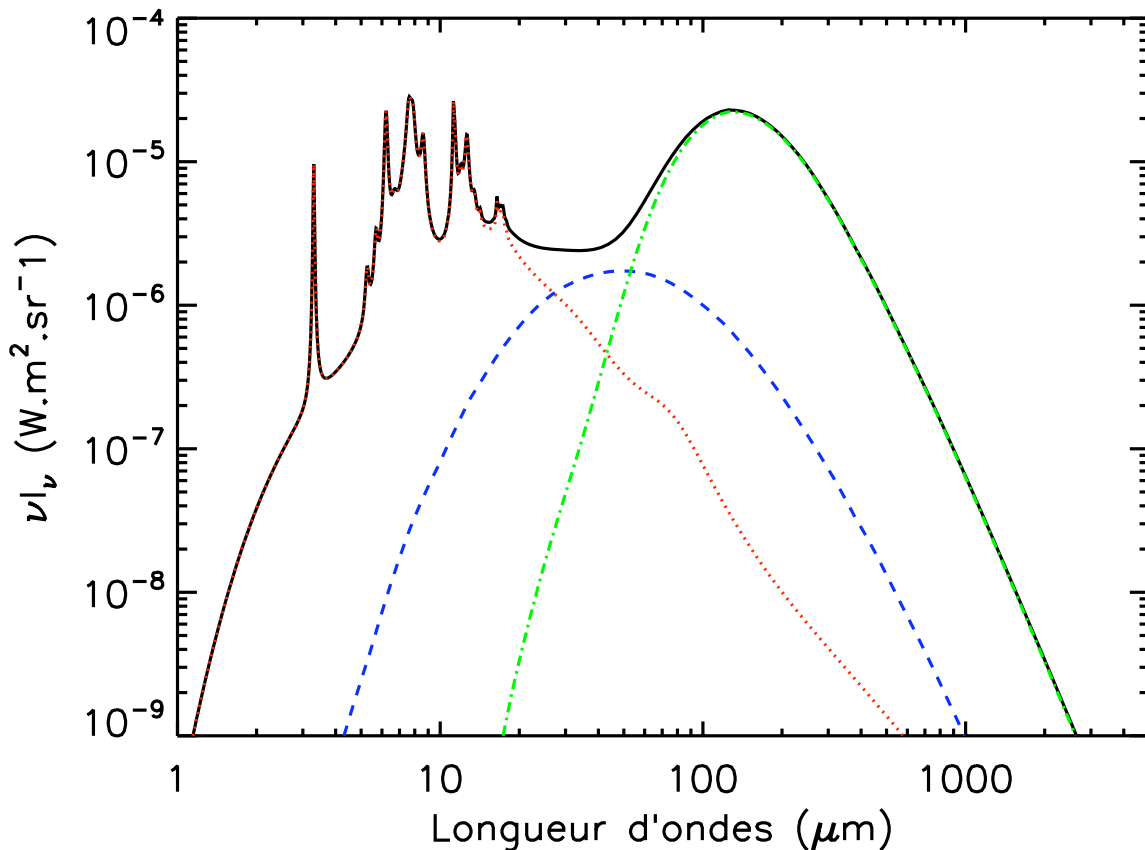


FIGURE 1.4 – Spectre des poussières du milieu diffus. L'émission des PAH est représentée par la courbe rouge et celle des très petits grains par la courbe bleue. Le corps gris des gros grains est en vert. Avec la courtoisie d'Heddy Arab, tiré du modèle DUSTEM.

chauffent les poussières dans lesquelles elles baignent et ces dernières émettent dans l'IR moyen et lointain.

1.3.1 Les poussières interstellaires

Les étoiles se forment dans des nuages de gaz contenant des poussières. Schématiquement, on classe les poussières en trois types de particules de taille comprise entre quelques nanomètres à une fraction de micromètres.

- Les plus petits, les **hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH)** sont des grosses molécules contenant des cycles aromatiques. Ils sont excités par des photons UV ou visible et émettent sous forme de bandes entre 3 et 17 μm . Par exemple, la bande 3.3 μm correspond à la vibration d'élongation de liaison C–H. On voit les raies des PAH sur la Fig. 1.5.
- L'émission au delà de 20 μm jusqu'à quelques centaines de μm est due aux **très petits grains**. A ces longueurs d'onde, ils ne peuvent pas être à l'équilibre et atteignent des températures de plusieurs dizaines de Kelvin. En effet, ils n'ont pas le temps de se refroidir complètement entre deux absorptions de photons consécutives. Ils sont essentiellement composés de carbone et ont une taille entre 12 et 150 Å (Desert *et al.*, 1990).

- Au delà de 100 μm , l'émission de corps gris des **gros grains** domine le spectre de la poussière. Leur taille, qui va de 15 à quelques centaines de nanomètres (Desert *et al.*, 1990), leur permet d'être en équilibre thermique avec le champ de rayonnement. Ils sont responsables de l'extinction dans le visible et l'IR. Afin de reproduire l'émission IR et l'extinction, on les modélise comme un mélange de carbone et de silicates.

1.3.2 Les sources de l'émission infrarouge

La forte luminosité des galaxies IR peut avoir deux sources distinctes : les **flambées de formation d'étoiles (starburst)** et les **noyaux actifs (Active Galactic Nuclei, AGN)**. Le premier est un événement local ou global (par exemple, une fusion majeure ou mineure avec une autre galaxie) pendant lequel le taux de formation d'étoiles peut atteindre des centaines de masse solaire par an (pour comparaison le taux de formation d'étoiles de la Voie Lactée est d'1 M_{\odot}/an). L'émission IR des galaxies peut aussi être due à l'accrétion de matière, essentiellement des poussières et du gaz, autour du trou noir central supermassif d'une galaxie.

La distinction des deux processus n'est pas si simple. Les deux peuvent coexister, plus ou moins dominant en fonction du stade d'évolution de l'objet et de leur influence l'un sur l'autre (par exemple, le feedback de l'AGN sur la formation d'étoiles). De plus, cela dépend du redshift de la galaxie. En effet on n'observe pas les mêmes contributions à haut redshift et dans l'univers local mais nous y reviendrons dans la section 1.3.3. Ces processus impliquent que les distributions spectrales d'énergie des galaxies infrarouges sont très différentes de celles des galaxies optiques (galaxies spirales ou elliptiques) comme on peut le voir sur la Fig. 1.5. On voit clairement que les galaxies IR émettent la majeure partie de leur énergie dans l'IR et non dans l'optique alors que les galaxies elliptiques ou spirales n'émettent que marginalement dans l'IR.

1.3.3 Propriétés des galaxies infrarouges SB

Les galaxies détectées dans les relevés profonds dans l'IR moyen contribuent pour une large fraction au pic du FDI et le gros de la population a des décalages vers le rouge entre 0.5 et 1.5. Les galaxies détectées à 15 μm et 24 μm sont respectivement à $\langle z \rangle \sim 0.8$ (Elbaz and Cesarsky, 2003) et $\langle z \rangle \sim 1$ (Caputi *et al.*, 2006b). Les galaxies détectées à plus grande longueur d'onde, et donc à plus grand décalage vers le rouge ne contribuent au pic du FDI que marginalement (à 850 μm elles sont à $\langle z \rangle \sim 2.2$, Chapman *et al.* (2002)). Ces galaxies ont des propriétés physiques bien différentes que je vais expliciter ci-après. En ce qui concerne les galaxies dominées par la formation d'étoiles, on les divise en plusieurs catégories en fonction de leur luminosité IR. Les galaxies dites **normales** ont $L_{IR} < 10^{10}L_{\odot}$, les **starbursts** ont $10^{10}L_{\odot} < L_{IR} < 10^{11}L_{\odot}$, puis les **luminous infrared galaxies** ou **LIRGs** avec $10^{11}L_{\odot} < L_{IR} < 10^{12}L_{\odot}$ et enfin les **ultra luminous IR galaxies** ou **ULIRGs** qui ont $L_{IR} > 10^{12}L_{\odot}$.

Les galaxies IR à $0.5 < z < 1.5$

Environ 75 % des galaxies dominées par la formation d'étoiles sont des LIRGs et des ULIRGs alors que les 25 % restant sont séparés équitablement entre les normales et les starbursts. Elbaz *et al.* (2002) ont montré que les LIRGs et les ULIRGs contribuaient respectivement à 44 et 17 % au FDI à 15 μm . Les galaxies considérées dans cette étude sont à $z < 1$ et leur luminosité

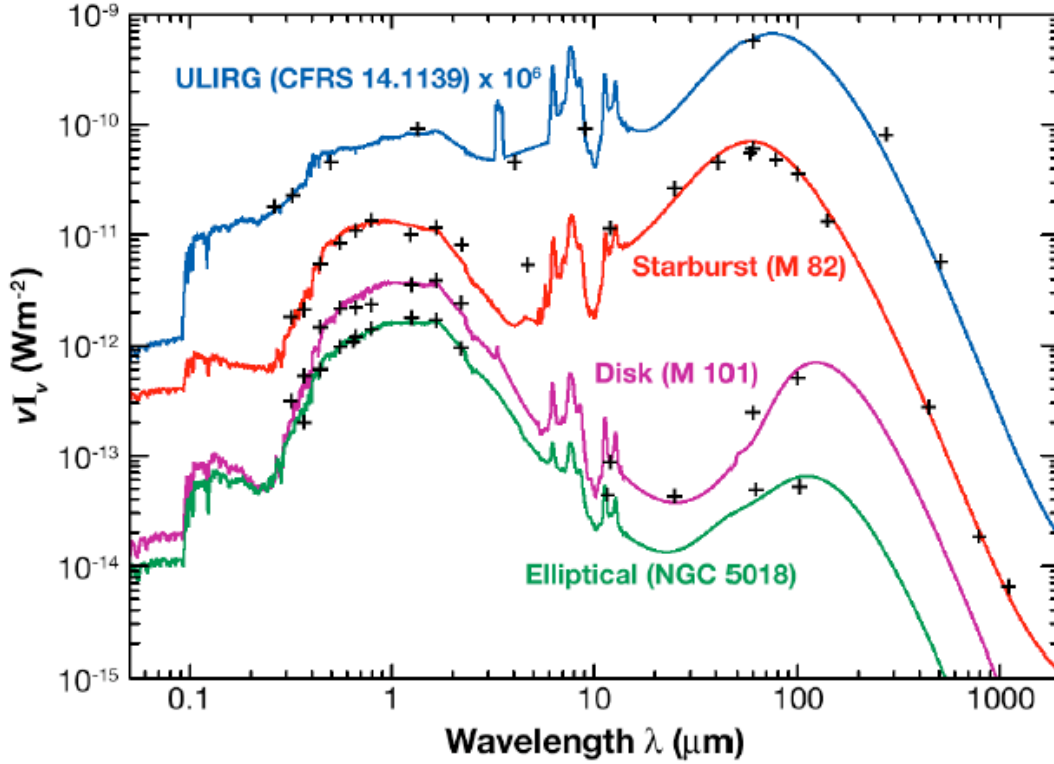


FIGURE 1.5 – Distributions spectrales d'énergie pour différents types de galaxies dans le référentiel au repos. Les ULIRGs ou Ultra Luminous Infrared Galaxies sont des galaxies ayant une luminosité IR supérieure à $10^{12}L_{\odot}$. La partie IR des galaxies ULIRG et starburst contient plus d'énergie que la partie optique. Tiré de la thèse de F. Galliano, 2004.

médiane est de l'ordre de $3 \times 10^{11}L_{\odot}$. Ainsi la densité de formation stellaire à $z < 1$ est dominée par les LIRGs. Le taux de formation d'étoiles (star formation rate, SFR) est mieux estimé par les données IR que les données optiques car l'extinction est importante dans les galaxies IR. En effet le SFR est directement lié à la luminosité IR. En faisant l'hypothèse d'une flambée continue de 10-100 M_{\odot} /an, de l'abondance solaire et d'une fonction de masse initiale de Salpeter (Kennicutt, 1998) :

$$\text{SFR}(M_{\odot}/\text{an}) = 1.71 \times 10^{-10} L_{IR}[8-1000\mu\text{m}](L_{\odot}) \quad (1.2)$$

On en déduit qu'une LIRG typique a un taux de formation d'étoiles de l'ordre de 20 M_{\odot} /an et que le taux de formation d'étoiles moyen des galaxies à 15 μm est de l'ordre de 50 M_{\odot} /an.

Un autre paramètre physique de ces galaxies à considérer est leur masse stellaire. En effet, c'est un traceur de la formation d'étoiles passée, complémentaire au taux de formation d'étoiles instantané. Les sources d'ISOCAM à 15 μm ont des masses de l'ordre de $10^{11}M_{\odot}$ ce qui en fait des galaxies massives (Franceschini *et al.*, 2003). A partir de la masse des étoiles et du SFR, on peut calculer l'échelle de temps de la formation d'étoiles : $t = M/\text{SFR}$. Franceschini *et al.* (2003) ont trouvé des temps de l'ordre de 0.2-10 $\times 10^9$ ans, or le temps typique d'une flambée de formation d'étoiles est plutôt 10^8 ans. Cela suggère que seulement une fraction de la masse stellaire est formée pendant ces flambées, il faut donc plusieurs épisodes de ce type pour expliquer

la masse observée.

L'étude des propriétés chimiques des étoiles et du gaz permet de comprendre l'histoire de la formation d'étoiles dans les galaxies IR. Les diagnostics de métallicité sont souvent basés sur des raies d'émission, celles de l'oxygène par exemple. Liang *et al.* (2004) ont montré que la métallicité des LIRGs est moitié moins importante que celles des galaxies spirales locales ayant des luminosités similaires. Ces résultats peuvent être comparés à ceux de Rupke *et al.* (2008) qui ont déterminé la métallicité de LIRGs et ULIRGs à $z \sim 0.1$. Elle a augmenté de 0.2 dex de $z = 0.6$ à $z = 0.1$. De plus, ils ont même trouvé 3 ULIRGs à $z = 0.5$ ayant un contenu en métaux inférieur au contenu moyen des ULIRGs à $z = 0.1$. Cela fait des ULIRGs et des LIRGs des systèmes sous-abondants en métaux. En faisant l'hypothèse que les LIRGs deviennent des galaxies locales massives, Liang *et al.* (2004) ont émis l'idée que les LIRGs sont dans une phase de construction de leur contenu en métaux. Elles auraient formé la moitié de leurs étoiles et de leur gaz depuis $z \sim 1$.

L'étude de leur morphologie est essentielle pour la compréhension de la formation et de l'évolution des galaxies IR. Pour ce faire, les relevés IR ne sont pas suffisants, il faut avoir recours à des suivis optiques avec, par exemple, le télescope Hubble. Zheng *et al.* (2004) ont étudié un échantillon de 36 LIRGs avec $0.4 < z < 1.2$, ils ont trouvé 36 % de spirales, 22 % d'irrégulières, 17 % de fusion et 25 % de sources compactes. Ces fractions sont complètement différentes dans l'optique. Ainsi, Nakamura *et al.* (2004) ont trouvé, dans la même gamme de masse, 27 % d'elliptiques, 70 % de spirales, <2 % de galaxies lumineuses compactes, 3 % d'irrégulières et <2 % de fusions majeures. Kartaltepe *et al.* (2009) ont sélectionné des LIRGs et des ULIRGs à $70 \mu\text{m}$ dans le champ GOODS dont ils ont comparé la morphologie à des galaxies optiques dans le même champ. Ils ont trouvé que 71 % des LIRGs/ULIRGs sont des galaxies en interactions (à des stades différents) contre seulement 21.5 % dans l'optique. En ce qui concerne les LIRGs il semble qu'il y est une grande variété de morphologies, celles ayant de grandes luminosités subiraient des fusions majeures riches en gaz alors que celles avec de faibles luminosités sont en interactions mineures ou sont des spirales riches en gaz (Ishida, 2004). Il apparaît que les LIRGs à $z \sim 1$ sont en majorité des spirales asymétriques (Shi *et al.*, 2006; Bridge *et al.*, 2007). Zheng *et al.* (2004) ont également déterminé une relation couleur-taille des coeurs des galaxies : les sources compactes ont des coeurs bleus alors que ceux des galaxies spirales sont plutôt rouges. Ces résultats ont mené les auteurs à dresser un scénario de la formation des galaxies spirales. Un bulbe compact bleu se forme en premier, puis le disque se forme pendant que le coeur rougit. Hammer *et al.* (2005) ont suggéré que les fusions de galaxies ont été la cause de l'évolution des LIRGs au cours des 8 dernières milliards d'années. En effet, une LIRG subirait une fusion majeure ce qui la transformerait en galaxie compacte. La formation d'étoiles a alors lieu dans le bulbe (d'où sa couleur bleue). Du gaz est ensuite accrété, provenant essentiellement des restes de la fusion, ce qui forme le disque. Finalement les étoiles se forment partout dans le disque.

Seuls ce genre de scénari impliquant des fusions de galaxies peut expliquer le grand nombre de LIRGs à $z < 1.2$. En effet, Le Floc'h *et al.* (2005) ont montré que les LIRGs et les ULIRGs dominent la formation d'étoiles au-delà de $z \sim 0.7$. De plus, elles contribuent à 70 ± 15 % à la densité d'énergie IR comobile à $z \sim 1$. La densité de luminosité IR comobile émise par les LIRGs est près de dix fois supérieure à $z \sim 1$ que dans l'univers local. A titre de comparaison, la densité de luminosité de la bande B n'est que trois fois supérieure à $z \sim 1$ que à $z = 0$. Cette forte évolution est visible, par exemple, sur les comptages à $15 \mu\text{m}$ avec une bosse vers 0.4 mJy qui est un ordre de magnitude au-dessus du modèle sans évolution. Avec les données *Spitzer*/MIPS, Le Floc'h *et al.* (2005) a montré que L_{IR}^* nécessite une évolution $\propto (1+z)^{3.2}$. Résultat qui a ensuite été confirmé par Caputi *et al.* (2007) et Magnelli *et al.* (2009) également dans les données

Spitzer à 24 et 70 μm .

Les galaxies IR à $z > 1.5$

Dans le submm, les relevés tels que SCUBA ou MAMBO sont sensibles aux galaxies à grand z . Les galaxies détectées dans ces relevés sont communément appelées **submillimeter galaxies (SMGs)**. Il est difficile de les identifier à des galaxies optiques à cause de la faible résolution angulaire des instruments dans les longueurs d'onde millimétriques. Cependant, les observations radio permettent de faire un lien intermédiaire. En effet, il existe une forte corrélation radio/IR lointain.

Les SMGs sont riches en gaz et ont des luminosités de l'ordre de $10^{13}L_{\odot}$, c'est à dire, plus de 10 fois supérieures aux ULIRGs contribuant au pic du FDI. Cela implique un haut taux de formation d'étoiles, près de $1000 M_{\odot}/\text{an}$ (Greve *et al.*, 2005). On les qualifie de **starbursts maximales** car elles peuvent utiliser une grande fraction de leur réservoir de gaz initial pour former des étoiles sur un laps de temps très court (10^7 ans) (Tacconi *et al.*, 2006). Ce sont des systèmes massifs avec des masses dynamiques de $1 - 2 \sim 10^{11}M_{\odot}$ (Swinbank *et al.*, 2004), 10 fois plus massifs que des systèmes formant des étoiles aux mêmes redshifts sélectionnés dans l'UV (Borys *et al.*, 2005). Dye *et al.* (2008) ont montré, à partir de sources SCUBA que ces galaxies ont formé une grande fraction de leur masse stellaire tôt dans leur existence. Le reste a été formé plus tard à l'occasion d'une flambée de formation d'étoiles plus intense. Entre 15 et 65 % de la masse stellaire est créée pendant un épisode de formation d'étoiles en cours.

Une des questions clé de l'étude des SMGs est le déclenchement de la phase de formation d'étoiles et donc leurs extrêmes luminosités. De nombreux auteurs ont suggéré, qu'une partie au moins de ces galaxies, subissaient des fusions majeures. Par exemple, Smail *et al.* (2004) ont utilisé des images du Hubble Space telescope pour déterminer la morphologie d'un échantillon de SMGs à $1 < z < 3.6$, 50-60 % de ces galaxies ont soit plusieurs composantes, soit sont très perturbées. Cependant, les résultats uniquement basés sur des études de morphologie doivent être considérés avec attention, en effet l'émission UV est fortement affectée par l'extinction et ne trace donc pas forcément la galaxie sous-jacente. A partir de données radio, Biggs and Ivison (2008) ont montré que la formation stellaire était plus étendue que dans les ULIRGs locales ce que les données UV n'ont pas permis de montrer. De plus, les galaxies à haut z peuvent être irrégulières, du fait de fusion ou d'une formation d'étoiles non homogène dans la galaxie (Elmegreen *et al.*, 2007). Afin de s'affranchir de ces limitations Engel *et al.* (2010) ont utilisé la raie de CO, qui n'est pas affectée par l'extinction et ils ont combiné des aspects morphologiques et cinématiques. Ils ont conclu que toutes leurs galaxies montraient des signes de fusion majeure à différents stades ce qui leur a permis de démontrer que les SMGs, en général, subissent des fusions majeures. Ils ont également déterminé la taille des SMGs de leur échantillon, ils trouvent un diamètre de ~ 5 kpc, en accord avec Menéndez-Delmestre *et al.* (2009). Cela implique que les tailles physiques de SMGs sont plus grandes que celles des ULIRGs locales (~ 1 kpc). A partir de la couleur optique/IR proche et de la photométrie dans l'IR proche, Smail *et al.* (2004) ont conclu que les SMGs sont plus rouges que des galaxies formant des étoiles dans la même gamme de redshift. On pense que ces galaxies sont les progéniteurs des galaxies elliptiques massives observées dans l'univers local.

Les SMGs ne sont pas les seules galaxies à grand z , il existe toute une zoologie de ces galaxies qualifiées par de nombreux acronymes qui dépendent souvent des critères de sélection appliqués.

Un des enjeux de ces dernières années est de faire le lien entre toutes ces populations de galaxies. Je vais ici me focaliser sur trois d'entre elles : les galaxies à discontinuité de Lyman, les BzK et les quasars.

- **les galaxies à discontinuité de Lyman**

Afin de sélectionner des galaxies à grand et très grand z le critère de Lyman est couramment utilisé. Il permet d'obtenir les galaxies à discontinuité de Lyman (LBG). Elles sont détectées dans trois bandes autour de la discontinuité de Lyman à 912 Å. Les spectres des LBGs sont proches de ceux des galaxies IR dans l'univers local ce qui indique un haut taux de formation d'étoiles. Pour faire le lien avec les galaxies IR, on les observe dans l'IR et en radio. Chapman *et al.* (2000) a essayé de détecter des LBGs à $z \sim 3$ à 850 μm sans succès, ce qui suggère qu'il n'y a aucune relation entre les SMGs et les LBGs à grand z . Burgarella *et al.* (2007) a fait correspondre des LBGs à $z \sim 1$ à des galaxies détectées à 24 μm , seules 15 % des LBGs ont une contrepartie IR. Ces résultats impliquent donc que les LBGs et les galaxies IR sont des populations distinctes. Les LBGs ont une émission dans l'UV beaucoup plus importante que celle des galaxies IR. De plus, la contribution des LBGs à la densité de formation d'étoiles tracée par l'UV augmente d'un facteur 10 entre $z = 0$ et $z \sim 1$ alors que la contribution des galaxies IR augmente de 10^3 entre $z = 0$ et $z \sim 2$ (Giavalisco, 2002). A cause de l'extinction les observations sont biaisées et on observe peu de LBGs dans l'optique.

- **Les galaxies BzK**

Le critère BzK, basé sur les bandes B, z et K permet de sélectionner des galaxies actives ou passives avec $1.4 < z < 2.5$ (Daddi *et al.*, 2004). Ces galaxies BzK actives ont un taux de formation d'étoiles de $\sim 200 M_{\odot}/\text{an}$ et ont des masses stellaires typiques $\sim 10^{11} M_{\odot}$. Ce critère mène à une sous-estimation des galaxies évoluées car lorsque l'émission en bande Ks devient faible et la couleur z-Ks devient rouge, il est difficile de faire la distinction entre les galaxies formant des étoiles et les évoluées, c'est à dire des galaxies ayant une importante population de vieilles étoiles mais pouvant encore former des étoiles (Grazian *et al.*, 2007). La plupart des galaxies BzK sont détectées à 24 μm (Daddi *et al.*, 2005) mais l'inverse n'est pas le cas, seulement 10 % des galaxies détectées à 24 μm sont des BzK. Près de 70 % des BzK montrent des signatures de formation d'étoiles intense (Reddy *et al.*, 2005). Par exemple, dans le catalogue FIDEL, seules 25 % des sources sont des BzK mais elles forment plus du tiers du FDI à 250, 350 et 500 μm (Marsden *et al.*, 2009).

- **Quasars**

Les ULIRGs et les quasi stellar objects (QSOs) présentent des propriétés similaires (par exemple leur luminosité bolométrique) ce qui suggère que les ULIRGs sont les progéniteurs des QSOs de l'univers proche. Sanders *et al.* (1988) ont émis l'idée que la source d'énergie des ULIRGs est en fait un QSO caché dans la poussière qui devient ensuite visible dans l'optique lorsque toute la poussière est éjectée par les vents provenant de l'AGN ou des supernovae. Il existe maintenant une pléthore de scénarios décrivant la phase de transition ULIRGs/QSOs (Kawakatu *et al.*, 2006). Cependant, il existe tout autant d'études montrant l'évolution des ULIRGs en galaxies elliptiques après une fusion qui a épuisé tout le gaz (Dasyra *et al.*, 2006; Tacconi *et al.*, 2002). De nombreux quasars ont été détecté à $z \sim 6$, ils ne peuvent clairement pas être des descendants d'ULIRGs mais ils ont tout de même un lien avec les galaxies IR. La plupart de ces quasars émettent fortement dans l'IR impliquant des hauts taux de formation d'étoiles de l'ordre de $10^3 M_{\odot}/\text{an}$ (Wang *et al.*, 2008) et donc une phase IR.

Noyau actif de galaxies & formation d'étoiles

L'émission IR des galaxies a deux sources, la formation d'étoiles et les noyaux actifs. La séparation AGN/SB peut se faire à l'aide de leurs distributions spectrales d'énergie dans le moyen-IR. En effet, un spectre de starburst présente des raies de structure fine, d'importantes raies de PAH et un continuum faible au delà de $10 \mu\text{m}$ alors qu'un spectre d'AGN est caractérisé par des fortes raies d'émission ainsi qu'un fort continuum dans l'IR moyen. Cependant ces données ne sont pas toujours disponibles. D'autres méthodes telles que les observations X, la spectroscopie optique/IR proche et les diagrammes couleur-couleur IRAC sont utilisés. Mais il est souvent difficile de savoir qui de l'AGN ou de la formation d'étoiles domine.

Genzel *et al.* (1998) ont fait un diagramme couleur-couleur des galaxies IR détectées dans IRAS, donc des galaxies à bas redshift. Ils ont montré que dans l'univers proche 70 à 80 % des galaxies étaient dominées par la formation d'étoiles contre 20 à 30 % par des AGNs. La fraction d'objets alimentés par un AGN augmente avec la luminosité, en effet, 15 % des ULIRGs en dessous de $2 \times 10^{12}L_{\odot}$ sont dominées par des AGNs. Cette même fraction atteint 50 % à de plus hautes luminosités. Goulding and Alexander (2009) ont sélectionné des galaxies de l'Univers local ayant des luminosités entre $3 \times 10^9L_{\odot}$ et $2 \times 10^{11}L_{\odot}$. Ils ont trouvé que 27 % des galaxies de leur échantillon contiennent un AGN mais seulement 5 % sont dominées par un AGN.

A plus grand z , où l'on observe de nombreuses SMGs, le problème reste le même, ce n'est pas parce que la galaxie contient un AGN qu'il domine l'émission IR. Swinbank *et al.* (2004) ont utilisé des spectres en proche IR de 30 SMGs et ont trouvé que 40 % contiennent des AGNs. Ils ont déduit des raies d'émission que la formation d'étoiles est la source d'énergie dominante. De plus il ont déterminé que le spectre composite des galaxies ne montrait aucun signe d'AGN dans leur spectre IR. Il apparait une raie large sous-jacente de $H\alpha$ ce qui suggère que ces galaxies contiennent un AGN peu lumineux, indétectable dans les spectres individuels. A partir de diagnostics basés sur l'émission des PAH, Fadda *et al.* (2010) ont sélectionné des ULIRGs à $z \sim 2$ ayant $S_{24} < 0.5$ mJy et ont montré à l'aide de spectres **Spitzer/IRS** que 12 % de leurs sources sont dominées par un AGN. A plus haut flux $S_{24} > 0.5$ et dans la même gamme de redshift, Fiolet *et al.* (2010) ont trouvé 20 % d'AGN dans leur sélection de '5.8 μm -peakers'. Globalement, il est montré que l'émission IR est dominée par la formation d'étoiles et non par l'AGN. Pour ce faire, Chapman *et al.* (2004) ont observé des SMGs avec une grande résolution angulaire et ont utilisé l'émission radio comme un traceur de la formation d'étoiles (du fait de la forte corrélation radio/lointain IR). Dans 30 % des cas l'émission radio est non résolue ce qui suggère une source compacte et donc un AGN ou un starburst nucléaire compact. Dans le cas des 70 % restant, l'émission radio est résolue et étendue jusqu'à des échelles de l'ordre de 10 kpc. Ils ont conclu que cette émission vient d'une flambée de formation d'étoiles étendue ce qui est complètement différent des LIRGs ou ULIRGs locales dans lesquelles l'émission radio/lointain IR est concentrée dans une région d'une taille d'1 kpc.

En conclusion, quelque soit le redshift, la formation d'étoiles domine la densité de luminosité IR malgré la présence possible d'un AGN. Mais quelle est la contribution des AGN au FDI? D'après Ballantyne and Papovich (2007), les AGNs contribuent à ~ 30 % au FDI à $70 \mu\text{m}$ et cette fraction tombe à ~ 10 % à $24 \mu\text{m}$ et ~ 1 % entre 1 et $10 \mu\text{m}$. Jauzac *et al.* (2011) ont montré que la contribution des AGN au FDI est quasiment constante entre $z = 0$ et $z = 2$ à 70 et $160 \mu\text{m}$. A ces longueurs d'onde, à $z < 1.5$, la contribution des AGN au FDI est de l'ordre de 10 %.

1.3.4 Assemblage en masse

La compréhension de l'assemblage en masse des galaxies est un des buts premiers de la cosmologie observationnelle. Le scénario hiérarchique de formation des galaxies est le plus communément accepté. Le gaz dans le halo de matière noire se refroidit ce qui permet la formation d'étoiles et parallèlement, la masse de la galaxie augmente au travers de fusions majeures et d'accrétion le long des filaments. Les observations en bande K ($2.2 \mu\text{m}$) sont reconnues pour tracer le contenu en masse des galaxies à haut redshift. En effet, elles permettent de mesurer l'émission optique dans le référentiel de la galaxie, ce qui permet de s'affranchir de la formation d'étoiles active ainsi que de l'émission des poussières.

Dickinson *et al.* (2003) ont montré que la densité de masse stellaire décroît rapidement quand le redshift augmente pour $0 < z < 3$. En effet, seulement 3-14 % de la densité de masse stellaire d'aujourd'hui était atteinte à $z \sim 2.7$ alors que cette fraction atteint 50-75 % à $z \sim 1$. D'après Glazebrook *et al.* (2004), la densité de masse stellaire contenue dans les galaxies massives ($M > 10^{11.8} M_{\odot}$) décroît rapidement avec le redshift. Cette décroissance à haut z n'est pas plus rapide que celle des galaxies en général. Près de 90 % des galaxies locales les plus massives ($M > 2.5 \times 10^{11} M_{\odot}$) sont en place à $z = 1$ (Caputi *et al.*, 2006a). Entre 65 et 70 % du total s'est assemblé entre $z = 3$ et $z = 1$. La plupart de ces galaxies sont très rouges ce qui suggère de courts sursauts de formation d'étoiles cachés par les poussières. La fraction de masse restante pourrait être en place bien avant, à $z \sim 3 - 4$ (Labbé *et al.*, 2005). La nature des galaxies massives change au cours du temps, à $z < 0.7$, ce sont essentiellement des galaxies elliptiques, donc à faible taux de formation d'étoiles. Par contre, au delà de $z \sim 0.7$, leur SFR est plus élevé (Fontana *et al.*, 2004).

En ce qui concerne les galaxies IR, Caputi *et al.* (2006b) ont quantifié leur importance dans un échantillon de galaxies détectées en bande K. Ils ont montré qu'une fraction non négligeable des galaxies massives ($M > 10^{11} M_{\odot}$) sont lumineuses en IR, quelque soit le redshift. De plus, cette fraction augmente avec z . Cela suggère que l'activité IR (formation d'étoiles ou AGN) des galaxies massives était plus importante dans le passé. Pour $z < 1.5$, les galaxies massives dominantes sont des LIRGs alors que pour $z > 1.5$, les ULIRGs dominent la fraction de galaxies massives. En effet, ils trouvent respectivement 53 et 65 % d'ULIRGs ayant des masses $M > 1 \times 10^{11} M_{\odot}$ et $M > 2.5 \times 10^{11} M_{\odot}$. Les LIRGs représentent 30 % des galaxies à $z = 0.5$. La densité de galaxies ayant $M > 1 \times 10^{11} M_{\odot}$ et $M > 2.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ augmente respectivement d'un facteur 2 et 3 entre $z \sim 1.5$ et $z \sim 3$ ce qui est cohérent avec l'existence d'une période de forte activité IR à ces redshifts. Les galaxies IR ne tracent qu'une fraction des galaxies massives mais cette fraction atteint 50 % à $z \sim 2$. A plus haut redshift, Caputi *et al.* (2011) ont montré que la densité de galaxies massives $M > 10^{11} M_{\odot}$ augmente d'un facteur > 10 entre $z = 5$ et $z = 3$ dans un échantillon de galaxies sélectionnée à $4.5 \mu\text{m}$. Cela suggère un taux d'assemblage plus de 20 fois supérieur à celui entre $z = 2$ et $z = 0$. A plus haut redshift, González *et al.* (2010) ont sélectionné des galaxies à $z \sim 7$ et ont montré que l'âge de la formation d'étoiles était de l'ordre de 3×10^8 ans ce qui est cohérent avec l'idée que les galaxies massives se sont formées tôt. Par exemple la plupart des étoiles de ces galaxies se seraient formées à $z \sim 10$. Le taux de formation d'étoiles de ces galaxies varie entre 5 et $20 M_{\odot}/\text{an}$.

Afin de mesurer la vitesse de croissance des galaxies le **taux de formation d'étoiles spécifique** (specific SFR, SSFR) a été introduit. C'est le rapport du taux de formation d'étoiles et de la masse stellaire, c'est à dire, la fraction de masse stellaire qui se forme par unité de

temps. Jusqu'à $z \sim 1.8$ Damen *et al.* (2009) ont montré que le SSFR des galaxies massives ($M > 10^{11} M_{\odot}$) évoluait à la même vitesse que celui des galaxies moins massives quelque soit le redshift ce qui implique qu'elles ont formé leurs étoiles avant les galaxies de plus faible masse. Cela donne du crédit aux théories de 'downsizing' où les galaxies massives forment leurs étoiles avant les galaxies moins massives (Cowie *et al.*, 1996). De plus, le SSFR augmente avec le redshift à toutes les masses ce qui implique que à une masse stellaire donnée, la formation d'étoiles est plus efficace à haut redshift. La formation d'étoile est donc réprimée lorsque le redshift diminue. Le SSFR augmente d'un facteur ~ 15 pour les galaxies massives entre $z = 0$ et $z = 2$ (Damen *et al.*, 2009). Ces résultats sont valables jusqu'à $z = 3$. (Dunne *et al.*, 2009; Pérez-González *et al.*, 2008). Rodighiero *et al.* (2010) a étendu ces résultats jusqu'à $z = 7$. Récemment, Elbaz *et al.* (2011) a introduit deux types de formation d'étoiles que l'on peut discriminer par leur SSFR, un mode 'normal' où les galaxies se placent sur une séquence principale dans le plan $L_{IR}/L_{8\mu m}$ et un mode de formation d'étoiles accélérée. Les galaxies de la séquence principale présente une importante émission de PAH et un pic large dans l'IR lointain résultant de températures de poussières entre 15 et 50 K. Leur température effective est de 31 K. La SED des galaxies dans le mode de formation d'étoiles montre une émission de PAH faible et un pic piqué dans l'IR lointain avec une température effective ~ 40 K. Le SSFR de ces galaxies est plus important que celui des galaxies étant dans la séquence principale. Il existe une forte corrélation entre le SFR et la masse stellaire. La pente de cette corrélation est de l'ordre de 1 sur une très large gamme de redshift (Elbaz *et al.*, 2007; Daddi *et al.*, 2007, 2009). Cette pente de 1 est nécessaire pour conserver une fonction de Schecher invariante pour la masse stellaire des galaxies formant des étoiles entre $z = 0$ et $z \sim 1$.

1.3.5 Regroupement des galaxies

Comprendre la nature des grandes structures dans l'univers est un des buts principaux de la cosmologie. Les galaxies ne sont pas distribuées aléatoirement sur le ciel, elles se concentrent le long de filaments de matière noire (dark matter, DM). Ces filaments se croisent en des noeuds et le tout forme une toile, **la toile cosmique**. De nombreux relevés ont permis de mettre en évidence ces grandes structures tels que 2dF, 2Mass ou Sloan Digital Survey (SDSS) jusqu'à $z = 1.3$ (pour le SDSS). La figure 1.6 montre une coupe du SDSS sur laquelle on observe des concentrations de galaxies ainsi que des zones sans galaxies, des vides. Les galaxies sont regroupées, c'est ce que l'on appelle le **regroupement** ou **clustering** dont l'étude permet de comprendre le lien entre la densité des galaxies et les fluctuations de DM. En effet la corrélation dépend de la masse du halo dans lequel sont les galaxies. Le regroupement peut être mesuré de différentes façons. La plus commune est sans doute le calcul de la fonction de corrélation angulaire ou 3D à deux points. Elle représente la probabilité qu'une galaxie soit à une distance r d'une autre galaxie comparativement à une distribution poissonnienne. Dans un univers de densité moyenne ρ_0 la probabilité de trouver une galaxie dans un volume dV_1 et une autre dans un volume dV_2 séparées par une distance r est :

$$dP = \rho_0(1 + \xi(r))dV_1dV_2 \quad (1.3)$$

où $\xi(r)$ est la fonction de corrélation à deux points. En première approximation et pour des échelles $0.1-10 h^{-1}\text{Mpc}$, elle est souvent modélisée par une loi de puissance (Davis and Peebles, 1983; Zehavi *et al.*, 2004) :

$$\xi(r) \propto \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} \quad (1.4)$$

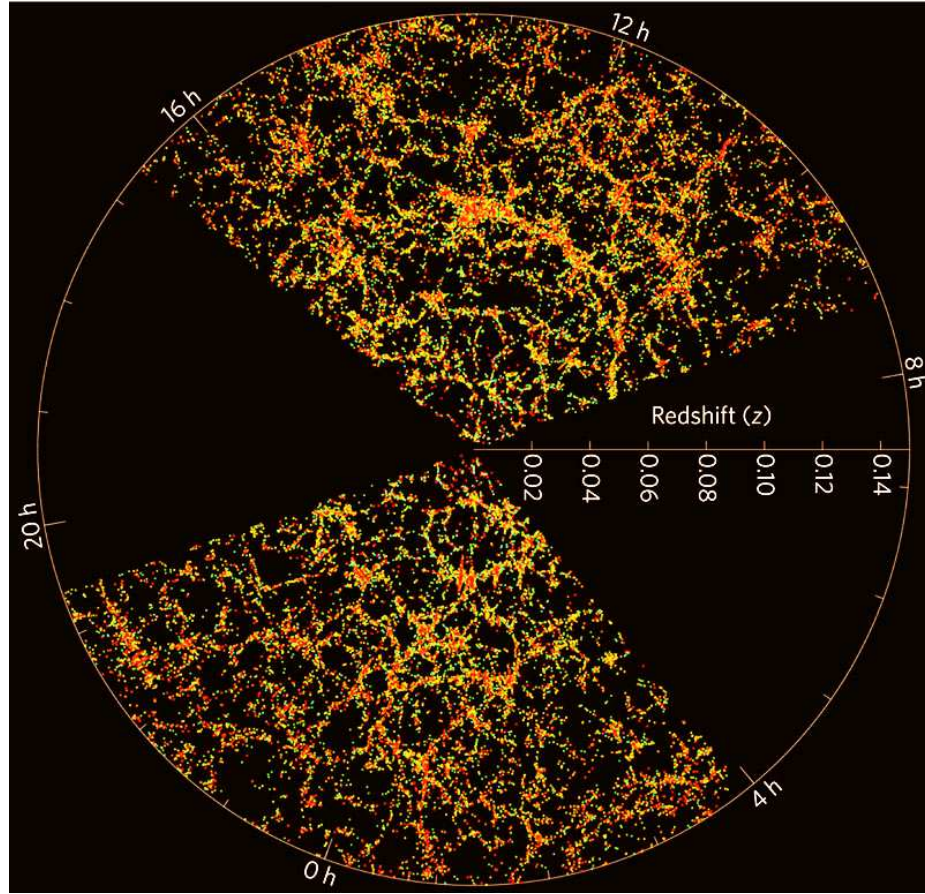


FIGURE 1.6 – Les galaxies du Sloan Digital Sky Survey. Les galaxies se forment dans les filaments de matière noire. Les intersections de ces filaments sont des noeuds où on trouve des amas de galaxies. Image de Michael Blanton.

où r_0 est la longueur de corrélation et γ est l'indice de la loi de puissance. Ces deux paramètres décrivent le degré de corrélation d'un ensemble de galaxies. A des échelles plus grandes que $10 h^{-1}\text{Mpc}$, la fonction de corrélation montre une coupure (Groth and Peebles, 1977; Maddox *et al.*, 1990). Elle ne peut donc pas être modélisée par une seule loi de puissance sur la gamme d'échelles $0.1\text{-}20 h^{-1}\text{Mpc}$ et au-delà. Aux grandes échelles spatiales, la fonction de corrélation décrit les interactions entre deux galaxies dans deux halos de DM différents alors que aux plus petites échelles spatiales, elle décrit la corrélation entre deux galaxies dans un même halo. Une solution est de modéliser la fonction de corrélation à l'aide du **modèle de halo** (Cooray and Sheth, 2002). Les deux contributions sont séparées, on peut donc écrire la fonction de corrélation de la façon suivante :

$$\xi(r) = \xi_{1h} + \xi_{2h} \quad (1.5)$$

où ξ_{1h} est le **terme de 1-halo** qui représente les interactions entre deux galaxies dans un même halo de DM. ξ_{2h} est le **terme de 2-halo** qui décrit la contribution de deux galaxies résidant dans deux halos différents. Ces deux termes dépendent de la **distribution de l'occupation d'un halo** (Halo Occupation Distribution, HOD), qui explicite comment sont distribuées les galaxies dans un halo de DM. Il en existe plusieurs formes dépendant de quelques paramètres qui sont ajustés sur les données. Cette modélisation a régulièrement été utilisée pour l'analyse des données

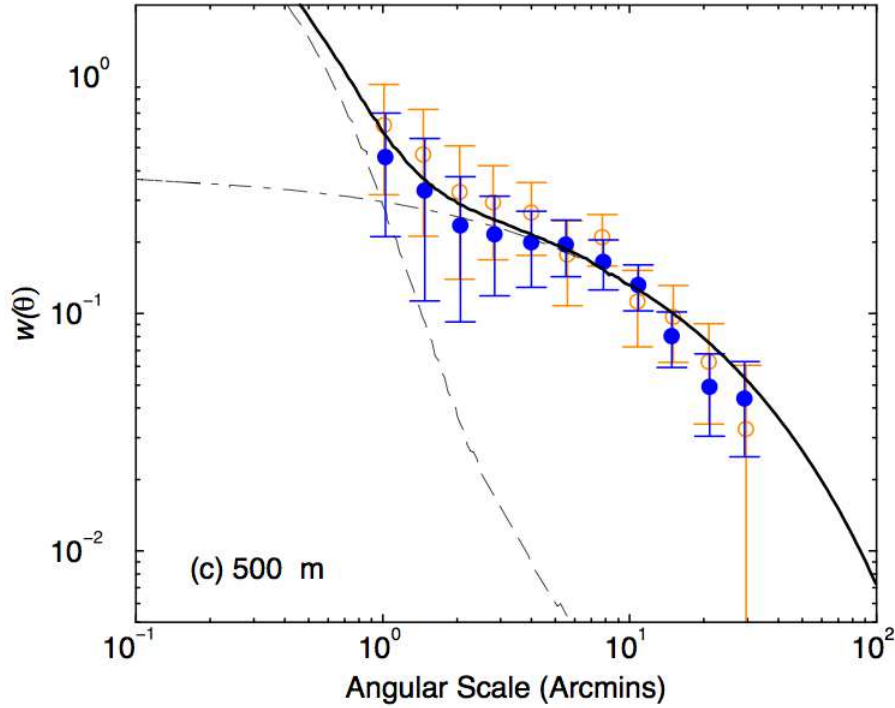


FIGURE 1.7 – Fonction d’autocorrélation calculée avec les données *Herschel* dans les champs SWIRE (bleu) et FLS (orange) à $500 \mu\text{m}$. La courbe en tirets est le terme 2-halo qui domine aux grandes échelles spatiales et la ligne point-pointillé est le terme 1-halo. Ce dernier contribue fortement aux petites échelles spatiales. Tiré de Cooray *et al.* (2010)

optiques. Elle a récemment été appliquée aux galaxies IR, notamment sur les données *Herschel* (Cooray *et al.*, 2010) comme le montre la figure 1.7. Il est clair que les points de données ne peuvent pas être ajustés par une loi de puissance. La résolution d’*Herschel* étant grandement supérieure à celles des satellites précédents tels que *Spitzer*, la gamme d’échelles sondées est tout à fait adaptée à l’application du modèle de halo. On voit les termes 1 et 2-halo dominant chacun à petites et grandes échelles spatiales respectivement.

Un autre paramètre permet de mesurer le regroupement des galaxies par rapport aux fluctuations de densité de matière noire, le **biais linéaire** b_{lin} que l’on définit de la façon suivante :

$$\frac{\delta\rho_g}{\rho_g} = b_{lin} \frac{\delta\rho}{\rho} \quad (1.6)$$

ρ_g représente la densité des galaxies et $\delta\rho_g$ ses fluctuations. ρ est la densité de DM et $\delta\rho$ ses fluctuations. On peut également le calculer à partir de la fonction de corrélation, $b_{lin} = (\xi(r)/\xi_{DM})^{1/2}$ où ξ_{DM} est la fonction de corrélation de la DM.

Je vais me focaliser ici sur les résultats obtenus avec l’équation 1.4 et je reviendrai plus en détail sur la HOD dans la section 2.3.

Dans l’univers local, r_0 est de l’ordre de $\sim 5 \text{ Mpc } h^{-1}$ pour des galaxies optiques. Cependant cette mesure dépend fortement des caractéristiques physiques des galaxies telles que leur morphologie, leur type spectral ou leur luminosité. Par exemple, Madgwick *et al.* (2003) ont séparé les

galaxies d'un échantillon du 2DFGRS en galaxies passives et actives¹ et ont calculé leur fonction de corrélation. Il trouvent pour r_0 respectivement $7.21 \pm 0.43 h^{-1} \text{Mpc}$ et $4.24 \pm 0.41 h^{-1} \text{Mpc}$ ce qui implique que les galaxies actives en formation d'étoiles (bleues) sont moins regroupées que les galaxies passives (rouges). La longueur de corrélation de l'échantillon complet de galaxies sans distinction de couleur est $r_0 = 5.47 \pm 0.32 h^{-1} \text{Mpc}$. Ces deux populations co-existent jusqu'à $z = 2$ (Williams *et al.*, 2009). Sur la gamme de $z = 1 - 2$, la longueur de corrélation des galaxies rouges est $r_0 = 9.5^{+1.1}_{-1.2} h^{-1} \text{Mpc}$ alors que pour les galaxies bleues, $r_0 = 7.4 \pm 0.9 h^{-1} \text{Mpc}$. Là encore, le degré de corrélation des galaxies passives est plus important que celui des galaxies actives. De plus on peut noter que les valeurs de r_0 ont augmenté avec le redshift, ce qui suggère que ces galaxies sont plus regroupées à haut redshift que dans l'univers local. Il n'est pas trivial d'étudier l'évolution du regroupement d'une population de galaxies avec le redshift car cela suppose de connaître les 'descendants' à bas z de galaxies à haut z . De plus, avec une sélection basée uniquement sur la magnitude des sources, les mesures sont affectées par les différentes luminosités et morphologies dont dépend l'intensité du regroupement. Une étude du regroupement en fonction du redshift requiert un échantillon de galaxies avec le même environnement, les mêmes couleurs (type) et la même luminosité. Afin de faire une étude cohérente, Le Fèvre *et al.* (2005) ont sélectionné des galaxies dans une petite gamme de magnitude dans VIMOS VLT Deep Survey à $0.2 < z < 2.1$ et ont calculé la fonction de corrélation projetée. Ils ont trouvé $r_0 = 2.8 h^{-1} \text{Mpc}$ dans l'intervalle $0.2 < z < 1.1$ et $r_0 = 3.6 h^{-1} \text{Mpc}$ à $1.1 < z < 2.1$. Ils ont bien observé une augmentation de la longueur de corrélation avec z . Cette évolution n'est pas en accord avec les prédictions de regroupement issues de simulations numériques de matière noire. A partir de simulations hydrodynamiques, Weinberg *et al.* (2004) ont prédit que la longueur de corrélation décroît avec l'augmentation du redshift de $r_0 \sim 5 h^{-1} \text{Mpc}$ à $z = 0$ et $r_0 \sim 1.8 h^{-1} \text{Mpc}$ à $z = 1.5$. On peut également s'étonner de la différence des valeurs de r_0 citées précédemment. r_0 n'augmente pas seulement avec le redshift mais aussi des basses aux hautes luminosités et des environnements de faible à haute densité. De plus sa valeur dépend de la population de galaxies sondées.

Mais quant est-il des galaxies IR ? Saunders *et al.* (1992) ont mesuré la fonction de corrélation entre des échelles de 0.1 et 30 $h^{-1} \text{Mpc}$ des galaxies détectées dans les données IRAS, donc des galaxies IR dans l'univers local. Ils ont trouvé $r_0 = 3.79 h^{-1} \text{Mpc}$ ce qui leur a permis de déterminer un biais linéaire de ~ 0.86 . Le degré de corrélation des galaxies IR locales est donc faible, on peut même dire qu'elles sont anti-biaisées (car $b_{lin} < 1$). Par contre, cette tendance s'inverse à plus haut redshift. En effet, Magliocchetti *et al.* (2008) ont sélectionné un échantillon de galaxies détectées à 24 μm avec *Spitzer* dans deux gammes de redshift. Pour $0.6 < z < 1.2$, $r_0 = 5.9^{1.1}_{1.3} h^{-1} \text{Mpc}$, et pour $z > 1.6$, $r_0 = 11.13^{+2.9}_{-2.4} h^{-1} \text{Mpc}$. Farrah *et al.* (2006b) ont fait une analyse similaire en sélectionnant uniquement des ULIRGs dans deux gammes de redshift. Ils ont trouvé $r_0 = 9.40 \pm 2.24 h^{-1} \text{Mpc}$ pour les galaxies à $1.5 < z < 2$ et $r_0 = 14.40 \pm 1.99 h^{-1} \text{Mpc}$ pour $2 < z < 3$. Il est clair que les galaxies IR à haut redshift sont plus regroupées que celles à bas z ce qui implique qu'elles sont dans des halos de matière noire plus massifs comme le montre la figure 1.8. On y voit que pour une même masse de halos (ligne noire), la longueur de corrélation augmente. Les halos dans lesquels résident les galaxies de l'échantillon à bas z de Magliocchetti *et al.* (2008) sont de l'ordre de $10^{12} M_{\odot}$ alors que les galaxies à haut z , sont dans des halos dix fois plus massifs. Il en est de même pour les échantillons de Farrah *et al.* (2006b), ils trouvent des masses de halo de l'ordre de $6 \times 10^{13} M_{\odot}$. Afin de comprendre les liens entre les différentes

1. Ces galaxies actives ne sont pas à confondre avec les galaxies IR. Les galaxies actives sont des galaxies spirales formant des étoiles, certes, mais avec un SFR beaucoup plus faible que celui des galaxies IR.

populations de galaxies avec les galaxies IR on peut comparer ces résultats à ceux, par exemple, des ‘dust obscured galaxies’ (DOGs). Brodwin *et al.* (2008) ont calculé la fonction de corrélation d’un échantillon de DOGs avec $1.5 < z < 2.5$. Il apparait que la longueur de corrélation dépend fortement de la luminosité des galaxies. Ils trouvent des r_0 variant entre ~ 7.4 et $\sim 12.97h^{-1}\text{Mpc}$ avec la plus grande valeur pour les galaxies les plus lumineuses. Les biais linéaires associés vont de ~ 3.12 à ~ 5.33 . Les galaxies les plus lumineuses sont donc plus biaisées ce qui indique que ces dernières sont dans des halos plus massifs ce qui suggère que ces sous-échantillons dépendant de la luminosité n’ont pas la même population d’origine. Ils trouvent des masses de halos de $10^{12.2}M_{\odot}$ et $10^{13}M_{\odot}$ respectivement.

La catégorie de galaxies des SMGs est surtout basée sur des considérations observationnelles, on les appelle SMG car elles sont détectées à grandes longueurs d’onde (entre $500 \mu\text{m}$ et 1mm) mais elles n’ont pas les mêmes propriétés physiques, la luminosité, le SFR entre autre. Il convient donc de garder cela en tête lors de toute comparaison de résultats de regroupement. Les valeurs de longueurs de corrélation permettent de discriminer entre les modèles de formation de SMGs, accrétion froide ou fusion comme mécanisme dominant la formation des SMGs. Dans le cadre du modèle de Davé *et al.* (2010), les SMGs se forment par accrétion de grandes quantités de gaz froid. Ils prédisent une grande longueur de corrélation $r_0 = 10h^{-1}\text{Mpc}$ car l’accrétion de gaz froid est plus influencée par les halos de DM les plus massifs. Au contraire, les scénarios dominés par les fusions prédisent une longueur de corrélation plus modeste, $r_0 = 5 - 6h^{-1}\text{Mpc}$ (Almeida *et al.*, 2010). Cependant les études de regroupement ne permettent pas encore de discriminer entre les deux classes de modèles. Par exemple, Williams *et al.* (2011) ont calculé la fonction d’autocorrélation de SMGs détectées dans les données AZTEC à 1.1mm ce qui leur a permis de mettre des limites supérieures à r_0 . Pour leur échantillon à 3.5σ ($S_{1.1\text{mm}} > 4.2\text{mJy}$), ils obtiennent $r_0 < 11 - 12h^{-1}\text{Mpc}$ alors que pour celui à 3σ ($S_{1.1\text{mm}} > 3.7\text{mJy}$), ils obtiennent $r_0 < 6 - 8h^{-1}\text{Mpc}$. Impossible donc de conclure à un modèle ou un autre ni sur l’intensité du regroupement des SMGs. Weiß *et al.* (2009) ont trouvé $r_0 = 13 \pm 6h^{-1}\text{Mpc}$ à partir des données LABOCA à $870 \mu\text{m}$ ce qui est en accord avec Maddox *et al.* (2010) qui ont mesuré $r_0 = 7 - 11h^{-1}\text{Mpc}$. Or Blain *et al.* (2004) ont trouvé $r_0 = 6.9 \pm 2.1$. On ne peut donc pas conclure sur le regroupement des SMG, à savoir s’il est fort ou non.

En conclusion, la longueur de corrélation des galaxies IR et leur biais, augmente avec le redshift et avec leur luminosité. Cela implique qu’elles résident dans des halos de DM extrêmement massifs dont la masse augmente avec le redshift. C’est donc la population de galaxies la plus biaisée. Cependant, la fonction de corrélation n’est pas le seul outil permettant de mesurer le regroupement des galaxies IR. En effet, elle est impossible à calculer à grandes longueurs d’onde car les observations sont limitées par la confusion. Le nombre de galaxies détectées individuellement est trop faible. Afin d’estimer le regroupement des sources IR perdues dans le bruit de confusion, on étudie les anisotropies du FDI (cf Sect. 2).

1.3.6 L’environnement des galaxies

L’environnement des galaxies prend fortement part à l’évolution des galaxies, quelque soit leur nature. Mais qu’appelle-t-on environnement d’une galaxie ? On peut le caractériser de façons différentes, entre autre, par des régions plus ou moins denses ou si les galaxies sont appartiennent physiquement à des groupes.

Le lien entre les propriétés des galaxies et leur environnement a été abondamment étudié

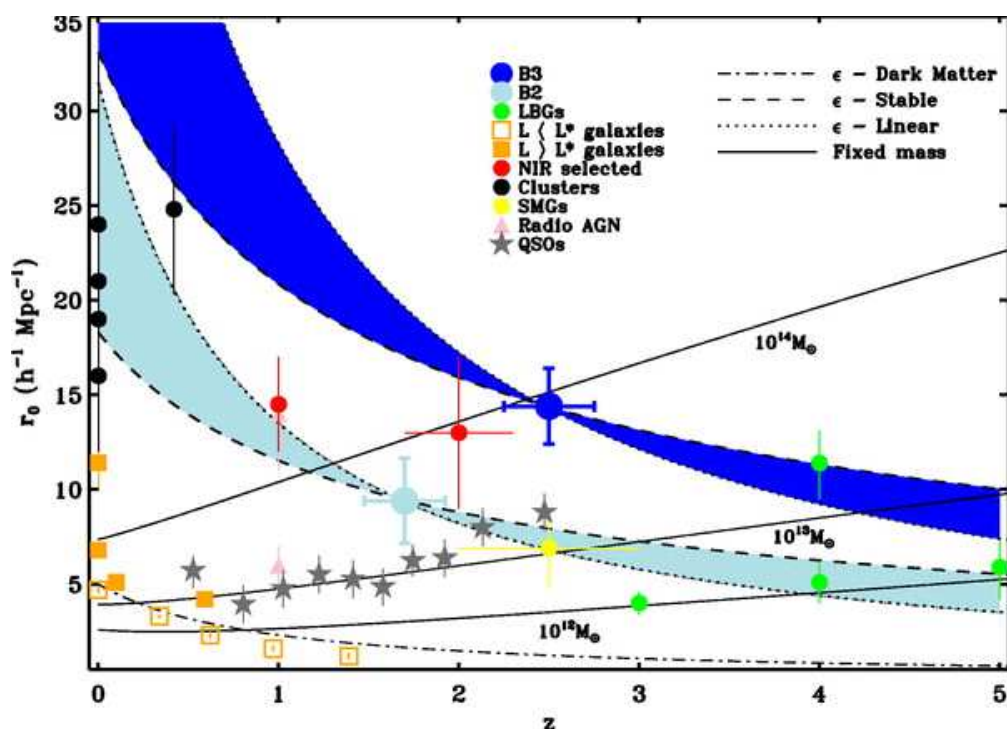


FIGURE 1.8 – Longueur de corrélation r_0 en fonction du redshift d’ULIRGs. L’échantillon B2 est composé d’ULIRGs avec $1.5 < z < 3$ et l’échantillon B3 de $2 < z < 3$. Elles font partie des population de galaxies les plus regroupées. Tiré de Farrah *et al.* (2006a)

dans l’univers local. Il existe plusieurs corrélations entre les propriétés des galaxies et des amas dans lesquels elles résident. Par exemple, la fraction de galaxies dites tardives décroît avec le rayon de l’amas, c’est ce qu’on appelle la relation **rayon-morphologie** (Oemler, 1974). On peut généraliser ce résultat à la relation **densité-morphologie** (Dressler, 1980). La fraction de galaxies de différents types morphologiques est fonction de la densité de l’environnement local. De plus, le taux de formation d’étoiles est fortement corrélé au champ de densité local projeté. En effet, les SFRs diminuent dans des environnements denses (Gómez *et al.*, 2003). C’est la relation **densité-SFR**, similaire à celle de densité-morphologie.

L’étude de l’environnement des galaxies IR nécessite l’extension de ces études à l’univers lointain puisqu’elles sont rares dans l’univers local. Il s’avère que la plupart des corrélations de l’univers local sont maintenues à $z \sim 1$. Par exemple, Cooper *et al.* (2006) a montré que l’environnement des galaxies rouges est 1.5 fois plus dense que celui des galaxies bleues, ce qui est aussi le cas à $z = 0$. Cela implique donc que cette corrélation était déjà en place à $z \sim 1$. Ils ont montré qu’il en est de même pour la relation sur-densité des galaxies et couleur dans le référentiel de la galaxie. Cependant, on sait que les galaxies ont évoluées entre $z = 0$ et $z = 1$, certaines relations ne peuvent donc pas être constante dans le temps. C’est le cas de la relation entre le SFR total et l’environnement. Elle est inversée entre $z = 1$ et $z = 0.1$ (Cooper *et al.*, 2007; Elbaz *et al.*, 2007). Il semble que ce soit aussi le cas pour les SMGs (Serjeant *et al.*, 2008).

Dans l’univers local, le SFR moyen décroît dans des régions plus denses, alors que à $z = 1$, il augmente avec la densité locale des galaxies. De plus les galaxies IR ont fortement évoluées entre $z = 0$ et $z = 1$, on peut donc se poser la question du lien entre cette évolution et la corrélation

SFR-environnement.

La forte évolution des galaxies IR est encore mal comprise. On pense qu'elle n'est pas indifférente à la morphologie ni aux fusions majeures subies par ces galaxies. Cependant leur morphologie change entre $z = 0$ et $z = 1$ (cf Sect 1.3.3). Dans l'univers local, la plupart des LIRGs et des ULIRGs montrent des caractéristiques de marées (Ishida, 2004). Près de 70 % des galaxies avec $10^{11.1}L_{\odot} < L_{IR} < 10^{11.5}L_{\odot}$ sont perturbées. La morphologie des galaxies semble être différente à $z = 1$. Plusieurs études ont montré que les LIRGs ont tendance à être associées à des spirales massives à $z > 0.6$ et non à des objets en interaction (Bell *et al.*, 2005; Melbourne *et al.*, 2005). Cependant Shi *et al.* (2006) ont montré qu'une fraction non négligeable des LIRGs avec $0.3 < z < 1.4$ sont asymétriques ou perturbées. D'après ces résultats, les propriétés morphologiques des LIRGs semblent changer avec le redshift.

On peut considérer le problème autrement. Les propriétés des LIRGs ont-elles pour origine les effets de leur environnement (par exemple la relation densité-SFR) ? Il apparaît que les phases IR de nombreuses LIRGs et ULIRGs soient déclenchées par des interactions de galaxies. Cela implique donc qu'on devrait préférentiellement les trouver dans des environnements denses ou des groupes. Cependant ce n'est pas confirmé par les observations. En effet, Goto (2005) ont montré que les LIRGs locales sont dans des environnements peu denses. Zauderer *et al.* (2007) ont trouvé que dans l'univers local jusqu'à $z = 0.3$, les ULIRGs sont dans des environnements ayant une densité proche de celle du 'champ'. Marcillac *et al.* (2008) ont étudié le rôle de l'environnement dans le déclenchement des phases IR des LIRGs et des ULIRGs à $0.7 < z < 1$ et ont trouvé qu'il n'y a pas de corrélation entre L_{IR} et l'environnement local des galaxies. Cela suggère qu'il ne déclenche ni ne supprime l'activité IR à $z \sim 1$. De plus les ULIRGs ont tendance à être dans des environnements sur-denses. Les LIRGs, comme les ULIRGs évitent les environnements sous-denses. On les trouve dans des environnements plus denses que ceux du 'champ' mais moins denses que ceux des groupes. Cette tendance subsiste quelque soient les critères de sélection. Ils trouvent également que 30 % des LIRGs appartiennent à des groupes dont la masse du halo de matière noire minimale est $6 \times 10^{12}M_{\odot}$; masse en accord avec les études de regroupement (cf Sect 1.3.5). Environnement ne signifie pas seulement densité mais aussi activité. Caputi *et al.* (2009) ont conclu que l'environnement proche (dans ~ 2 Mpc) des LIRGs et des ULIRGs à $0.6 < z < 0.8$ était caractérisé par différents degrés d'activité : la fraction de galaxies passives autour des LIRGs est plus élevée que celle autour des ULIRGs. Ils ont montré que ce n'était pas du à la masse stellaire de la galaxie centrale mais peut-être au champ de densité des galaxies IR. Les voisins proches des LIRGs et les ULIRGs ont des masses stellaires différentes et les surdensités locales diffèrent également. Il apparaît que les ULIRGs sont dans des environnements sous-denses alors que les LIRGs préfèrent des environnements sur-denses. Cela implique que l'activité dépend de la densité du champ. De plus, les ULIRGs à $0.8 < z < 1$ résident dans des environnement proches ($< 1Mpc$) plus actifs que des galaxies optiques ayant des masses stellaires similaires. Cependant, ils n'ont pas trouvé de différence majeure entre les distributions de masse stellaire de leurs proches voisins ce qui contraste avec les ULIRGs à plus bas redshift, à $0.6 < z < 0.8$. Les similarités d'environnements des ULIRGs et d'autres galaxies massives à $0.8 < z < 1$ suggèrent que les voisins sont probablement passés par une phase ULIRG dans le passé. La densité d'ULIRGs décroît rapidement à $z < 1$, elle diminue de près de la moitié entre $z \sim 0.9$ et $z \sim 0.7$ (Le Floc'h *et al.*, 2005; Caputi *et al.*, 2007). Cette évolution correspond aussi à un changement d'environnement ce qui suggère que les conditions dans lesquelles les phases ULIRGs s'allument ne sont pas les mêmes à $z \sim 0.7$ et $z \sim 0.9$. En effet, les ULIRGs à $z \sim 0.9$ sont dans des environnements similaires à ceux de galaxies de même masse alors que celles à $z \sim 0.7$ sont

dans des régions où elles sont la galaxie dominante de leur voisinage proche. Ces ULIRGs sont probablement le résultat de fusion de galaxies proches ce qui laisse le voisinage vide de voisins massifs. A $z \sim 0.9$, il est probable que la formation de l'ULIRG n'ait pas eu besoin de vider le voisinage.

1.3.7 Résumé

La confusion empêche de résoudre ponctuellement les galaxies IR au delà de $100 \mu\text{m}$. Leur émission cumulée sur tout l'âge de l'univers forme alors le fond diffus infrarouge dont le maximum est vers $200 \mu\text{m}$. Sa partie submillimétrique est due à l'émission des galaxies à grand z . L'émission IR provient de la réémission du rayonnement stellaire par les poussières. Cette émission a deux sources distinctes, les flambées de formation d'étoiles et les AGN. Souvent ces deux processus cohabitent mais il apparaît que la formation d'étoiles domine le plus souvent l'émission IR, la fraction d'AGNs n'excède jamais 20 %.

Les propriétés des galaxies IR changent fortement avec le redshift, à tel point que l'on peut les considérer comme deux populations de galaxies distinctes, les galaxies avec $z < 1.5$ et celles à $z > 1.5$. Les premières sont essentiellement des LIRGs, elles sont en phase de construction de leur contenu en métaux et ont des morphologies perturbées indiquant une phase de fusion majeure ou mineure. Afin de sonder les hauts redshifts, on utilise des relevés submm dans lesquels on détecte de nombreuses SMGs qui ont des propriétés extrêmes tels que des SFRs de près de $1000 M_{\odot}/\text{an}$ et des luminosités de $10^{13} L_{\odot}$. Elles aussi sont le résultat de fusions majeures. La masse moyenne des LIRGs et des ULIRGs augmente avec le redshift, ce qui en fait des galaxies massives à grand z . Elles sont fortement regroupées à grand z . L'environnement des galaxies IR n'est pas encore compris. Il a été montré que l'environnement n'agit pas sur la formation d'étoiles à $z \sim 1$ et ils semblent que les LIRGs et les ULIRGs soient préférentiellement dans des environnements sur-denses.

A grand z , les études sont limitées aux galaxies les plus brillantes. Afin d'avoir accès aux galaxies les plus faibles en flux on étudie les anisotropies du FDI.

Chapitre 2

Les anisotropies du fond diffus infrarouges

Sommaire

2.1 Observations et détections	24
2.1.1 Les fluctuations poissonniennes	25
2.1.2 Les fluctuations corrélées	25
2.2 Les anisotropies du FDI dans le contexte cosmologique	27
2.2.1 L’histoire thermique de l’Univers	28
2.2.2 Formation des structures	31
2.3 Formalisme des anisotropies	32
2.4 Modèles existants de clustering des galaxies infrarouges	35
2.4.1 Les modèles d’évolution des galaxies	35
2.4.2 Les modèles de distribution de matière noire	36

Le fond diffus infrarouge présente des fluctuations de brillance. Ce sont les **anisotropies du fond diffus infrarouge**. Elles sont de l’ordre de 10 % du niveau du FDI et sont un outil puissant pour l’étude des propriétés des galaxies IR, notamment leur regroupement que l’on peut mesurer en calculant leur spectre de puissance. Dans l’IR lointain, par exemple à 500 μm , les galaxies résolues ne forment que 15 % du FDI (Oliver *et al.*, 2010). L’étude des anisotropies permet d’avoir accès au 85 % restant. Dans ce chapitre, je présenterai les premières détections de ces anisotropies, puis j’expliquerai la formation des structures, essentielle à la compréhension du contenu des anisotropies. La section suivante sera dédiée à leur formalisme puis je ferai un état des lieux des modèles existants.

2.1 Observations et détections

Il existe deux types d’anisotropies, tout deux dûs aux galaxies IR. Aux petites échelles spatiales, les fluctuations poissonniennes dominent le spectre de puissance, elles sont dues au nombre fini de galaxies composant le FDI. A plus grande échelle spatiale, les anisotropies corrélées dominent. Elles ont pour source le regroupement des galaxies IR.

Dans les données IRAS seules les anisotropies poissonniennes ont été mesurées (cf section suivante). En effet, ces données, à 60 et 100 μm sont fortement contaminées par les cirrus Galactiques

dominant les grandes échelles du spectre de puissance et donc rendant difficile la mesure des anisotropies corrélées. Quelques années plus tard, la bande à 160 μm de **Spitzer/MIPS** a permis de les mesurer pour la première fois. Depuis, de nombreux instruments à plus grandes longueurs d'onde, tels que le **Ballon-born Aperture Submillimeter Telescope (BLAST)**, le **South Pole Telescope (SPT)** et **Planck** et **Herschel**, ont permis de les mesurer avec une précision inégalée !

2.1.1 Les fluctuations poissoniennes

Les fluctuations poissoniennes ou communément appelées **shot noise** ou **bruit de Poisson** sont les fluctuations de brillance des galaxies ayant une distribution poissonienne. Leur signal, équivalent à un bruit blanc, est donc est une composante ‘plate’ sur un spectre de puissance. On calcule le niveau de ces fluctuations sur un spectre de puissance généralement à partir des comptages différentiels dN/dS :

$$P_{\text{pois}}(k) = \int_0^{S_0} S^2 \frac{dN}{dS} \text{Jy}^2/\text{sr} \quad (2.1)$$

avec S_0 le flux limite de détection.

Les fluctuations du FDI ont été détectées pour la première fois dans les données **FIRBACK/ISOPHOT** à 170 μm par Lagache and Puget (2000). Ils ont fait l’hypothèse que le spectre de puissance des cirrus était $\propto k^{-3}$ (Gautier *et al.*, 1992) et l’ont soustrait au spectre de la carte. Il ont obtenu un résidu non négligeable qu’ils ont assimilé aux fluctuations du FDI. De plus, leur spectre de puissance est tout à fait compatible avec un bruit de Poisson de 7400 Jy^2/sr (pour $S_0 = 100 \text{ mJy}$). Cette détection, ainsi que le niveau du bruit de Poisson ont été confirmés par Matsuhara *et al.* (2000) également dans les données **ISOPHOT** mais dans un autre champ. Quelques années plus tard, Miville-Deschênes *et al.* (2002) ont utilisé plusieurs champs **IRAS** à 60 et 100 μm . Après avoir soustrait les sources, ils ont estimé la contribution des cirrus en ajustant une loi de puissance à la partie grande échelle de leurs spectres de puissance, puis l’ont soustraite. Là encore il reste un résidu du même ordre dans chaque champ impliquant son isotropie ce qui est tout à fait cohérent avec l’idée d’un rayonnement extra-galactique.

L’étape suivante était la détection des anisotropies corrélées. En effet les spectres de puissance de **FIRBACK** semblaient montrer des anisotropies corrélées sur une petite gamme d’échelle mais sa faible dynamique n’a jamais permis de conclure à une quelconque détection. Cela a été permis par **Spitzer/MIPS**. La détection et la mesure du bruit de Poisson n’est alors plus primordiale.

2.1.2 Les fluctuations corrélées

Les fluctuations corrélées du FDI sont dues au regroupement des galaxies IR sur une large gamme de redshift, plus exactement, le domaine de z dépend de la longueur d’onde (cf Sect. 1.3.3). Leur détection requiert des grands champs dans l’IR lointain ou submm (au moins quelques degrés carré) et une réduction de données qui ‘conserve’ l’émission diffuse.

Elles ont été mesurées pour la première fois par Lagache *et al.* (2007) à 160 μm dans les données **Spitzer/MIPS** dans le Lockman Hole. Avant d’explicitier leurs résultats, il convient de définir ce que contient le spectre de puissance d’une carte IR $P(k)$ dont on a préalablement soustrait les sources brillantes détectées individuellement :

$$P(k) = [P_{\text{pois}} + P_{\text{clus}}(k) + P_{\text{cirrus}}(k)]\gamma(k) + N(k) \quad (2.2)$$

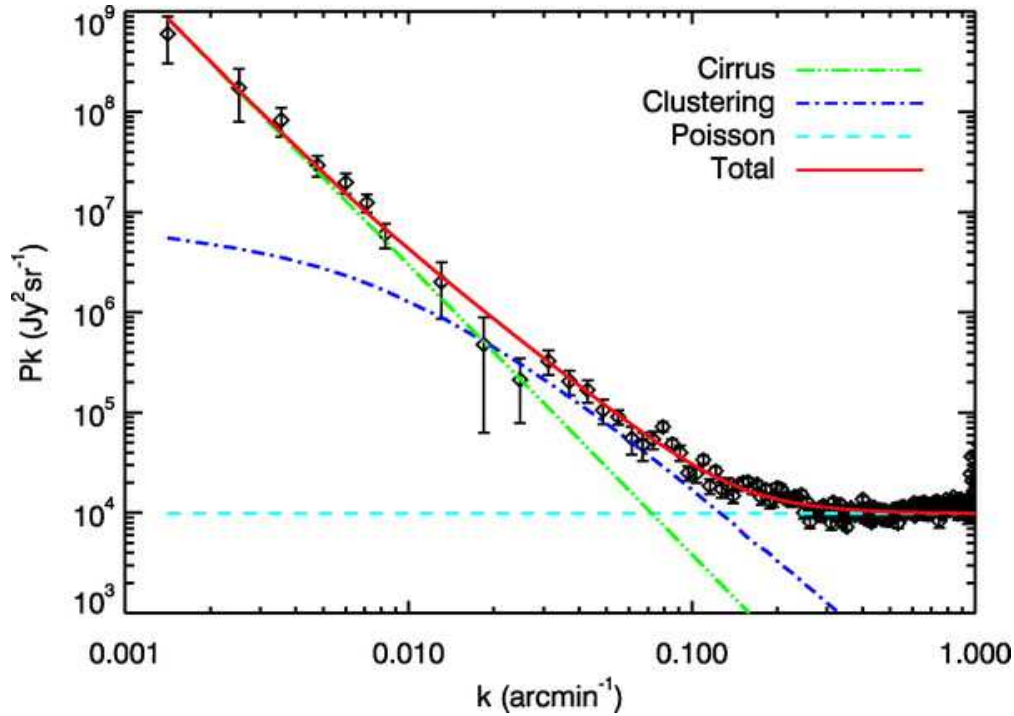


FIGURE 2.1 – Spectre de puissance du Lockman Hole à $160 \mu\text{m}$. On voit clairement chaque contribution dont un excès de puissance entre le bruit de Poisson et les cirrus. Tiré de Lagache *et al.* (2007)

où k est le nombre d'onde, $P_{\text{pois}}(k)$ est le spectre de puissance du bruit de Poisson, $P_{\text{clus}}(k)$ est celui du regroupement et $P_{\text{cirrus}}(k)$ celui des cirrus Galactiques. $\gamma(k)$ est le spectre de puissance de la fonction d'étalement du point (point spread function, PSF) et $N(k)$ celui du bruit instrumental décorrélié du signal (l'équation 2.2 suppose que c'est le cas).

Le contaminant majeur est l'émission des cirrus Galactiques à grandes échelles. Afin d'estimer cette contribution, Lagache *et al.* (2007) ont utilisé des données IRAS à $100 \mu\text{m}$, longueur d'onde appropriée pour tracer l'émission des cirrus. Ils ont également déterminé le bruit de Poisson. Entre ces deux composantes, à des échelles intermédiaires, ils ont observé un important excès de puissance qu'ils ont attribué au regroupement des galaxies IR. Afin d'analyser ce spectre, ils ont fait l'hypothèse d'un spectre linéaire pour la DM puis ils ont déterminé le biais linéaire et ont trouvé $b = 2.4 \pm 0.2$. D'après le modèle de galaxies utilisé (Lagache *et al.*, 2003), ils ont déterminé que les galaxies contribuant le plus au spectre de puissance à $160 \mu\text{m}$ sont à $z \sim 1$.

Cette première détection a été suivie de celle de Viero *et al.* (2009) dans les données BLAST de 250 à $500 \mu\text{m}$. A ces longueurs d'onde, la contribution des cirrus est moins gênante. Ils retrouvent bien un excès de puissance par rapport au bruit de Poisson. Cependant, ils ont utilisé un modèle plus complexe de regroupement, le modèle de halo (cf Sect. 2.4.2). Ils ont ajusté les trois longueurs d'onde en même temps ce qui implique pas d'évolution ou plutôt peu d'évolution du regroupement des galaxies entre ces trois longueurs d'onde. Ils ont également déterminé un biais linéaire, $b \sim 3$. Cette valeur est plus élevée que celle de Lagache *et al.* (2007) car les galaxies dominantes sont à plus haut z , en effet $z > 1$.

Les mesures des anisotropies corrélées ont été étendues dans le domaine millimétrique grâce à SPT à 1.3 et 2 mm (Hall *et al.*, 2010). La détermination de leur spectre de puissance est un peu différente de celles à plus courtes longueurs d’onde. En effet, la contribution des cirrus devient inexistante mais d’autres contributions surviennent, telles que l’effet Sunyaev-Zel’dovich, à la fois cinétique et thermique et le CMB. Ces trois composantes doivent donc être soustraites.

Longtemps attendues, les données **Planck/HFI** et **Herschel/SPIRE** ont permis de mesurer les fluctuations, beaucoup plus précisément, sur une large gamme de longueur d’onde et d’échelles. Planck Collaboration *et al.* (2011b) ont déterminé le spectre à 350, 550, 850 μm et 1.3 mm. Ils sont représenté Fig. 2.2. Ils ont estimé la contribution des cirrus Galactiques en utilisant un traceur indépendant de la poussière, le HI à 21 cm ce qui leur a permis de soustraire spatialement cette composante avec une grande précision. Ils ont tenté d’ajuster un modèle de biais linéaire en même temps que le bruit de Poisson. Par exemple, à 550 μm ils ont obtenus $b_{lin} \sim 2.18$, tout à fait en accord avec les valeurs trouvées par Lagache *et al.* (2007) et Viero *et al.* (2009). Cependant, le niveau de bruit de Poisson associé est cinq fois plus élevé que celui prédit. C’est le cas également pour les autres longueurs d’onde. Cela permet donc d’exclure le modèle de biais linéaire d’où la nécessité d’appliquer le modèle de halo. La courbe verte de la figure 2.2 montre le bruit de Poisson déterminé avec le modèle de Béthermin *et al.* (2011). On voit clairement que la résolution angulaire de HFI ne permet pas d’atteindre le bruit de Poisson. Par contre, la résolution d’Herschel le peut comme le montre la Fig. 2.3.

L’étape suivante à ces mesures est les spectres de puissance croisés afin de mieux contraindre les modèles de regroupement et de regarder si les mêmes galaxies contribuent à des longueurs d’onde différentes. Hajian *et al.* (2011) ont calculés les spectres de puissance croisés de **BLAST** (250, 350 et 500 μm) et **ACT** (1380 et 2030 μm). Ils ont trouvés des corrélations non négligeables entre certaines de ces cartes ce qui implique que les mêmes galaxies IR contribuent à plusieurs longueurs d’onde mais pas à toutes. Par exemple, la corrélation entre 350 et 500 μm avec 1380 et 2030 μm est importante mais plus faible entre ACT et le 250 μm . Ce ne sont donc pas les mêmes galaxies qui contribuent à 250 μm et à 1380 et 2030 μm .

On peut remarquer que les quantités représentées ainsi que leurs unités sont variables. Dans toutes les mesures présentées précédemment ainsi que dans les suivantes, j’utiliserai sans distinction $P(k)$ ou C_ℓ , en effet ils sont identiques car les champs considérés sont assez petits (10 degrés carré au maximum) pour faire l’hypothèse de ciel plat. En ce qui concerne les unités, j’utiliserai de préférence les Jy^2/sr mais d’autres études utilisent les μK^2 . Un tableau de correspondance pour certaines expériences est donné dans l’article en annexe D.

Ces nombreuses mesures ainsi que leur précision croissante requierent des modèles de plus en plus élaborés. Je développerai ce point dans le Sect. 2.3. Cependant, avant d’explicitier le formalisme des anisotropies je vais les replacer dans le contexte cosmologique.

2.2 Les anisotropies du FDI dans le contexte cosmologique

La formation des grandes structures est une question fondamentale de la Cosmologie moderne. En effet, on pense que l’Univers est né essentiellement homogène et uniforme. Cependant, on observe aujourd’hui des structures à toutes les échelles, des étoiles et planètes aux amas et super-amas de galaxies.

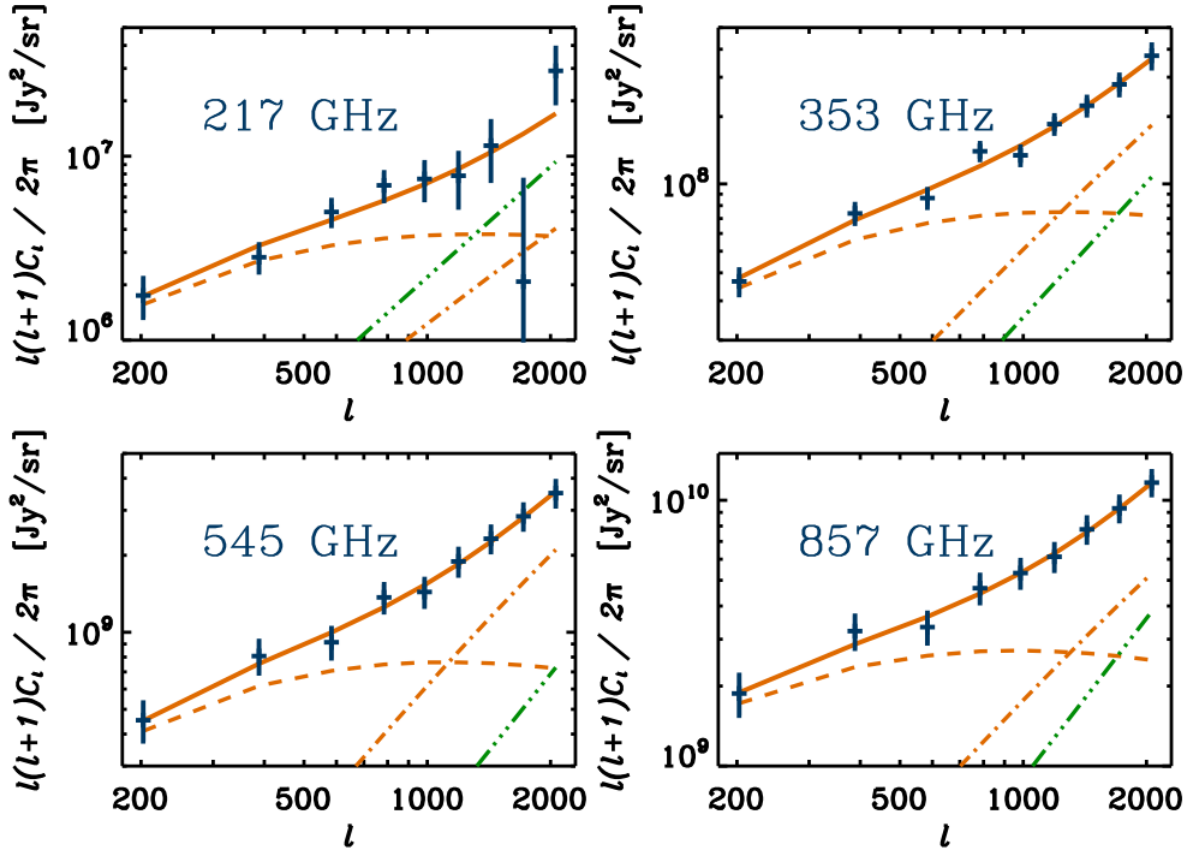


FIGURE 2.2 – Spectre de puissance des anisotropies du FDI mesurées dans les données Planck/HFI. De gauche à droite et de haut en bas, 1.3 mm, 850, 550 et 350 μm . La courbe verte montre le niveau du bruit de Poisson. Les autres courbes représentent les composantes du modèle utilisé. La courbe en tirets est le terme de 2-halo et la ligne en tiret-pointillé est le 1-halo terme (cf Sect. 2.4.2). Tiré de Planck Collaboration *et al.* (2011b)

2.2.1 L'histoire thermique de l'Univers

Plusieurs théories décrivent la formation de l'Univers, mais je me focaliserai ici sur la plus acceptée et étayée par des évidences observationnelles, **la théorie du Big Bang chaud**. Dans ce cadre, l'Univers est né il y a près de 14 milliards d'années d'une singularité initiale infiniment chaude et infiniment dense. Sa densité d'énergie était homogène et isotrope. Cependant, il existait tout de même des fluctuations quantiques. Il aurait alors subi une expansion exponentielle, **l'inflation** (jusqu'à 10^{-33}s après le Big Bang). Seule cette phase peut expliquer l'isotropie du CMB, en effet des parties du ciel n'ayant pas été en contact causal ont la même température. De plus, l'inflation permet de répondre à une autre question, comment les galaxies ont-elles pu se former à partir d'un Univers complètement lisse ? L'inflation amplifie les fluctuations quantiques à des tailles macroscopiques. Juste après l'inflation, l'Univers est un plasma formé uniquement de :

- particules relativistes en équilibre, les photons, les électrons et les positrons. Ils sont maintenus proches les uns des autres par les interactions fortes et faibles.
- particules relativistes découplées, les neutrinos. Cependant, ils ont la même température

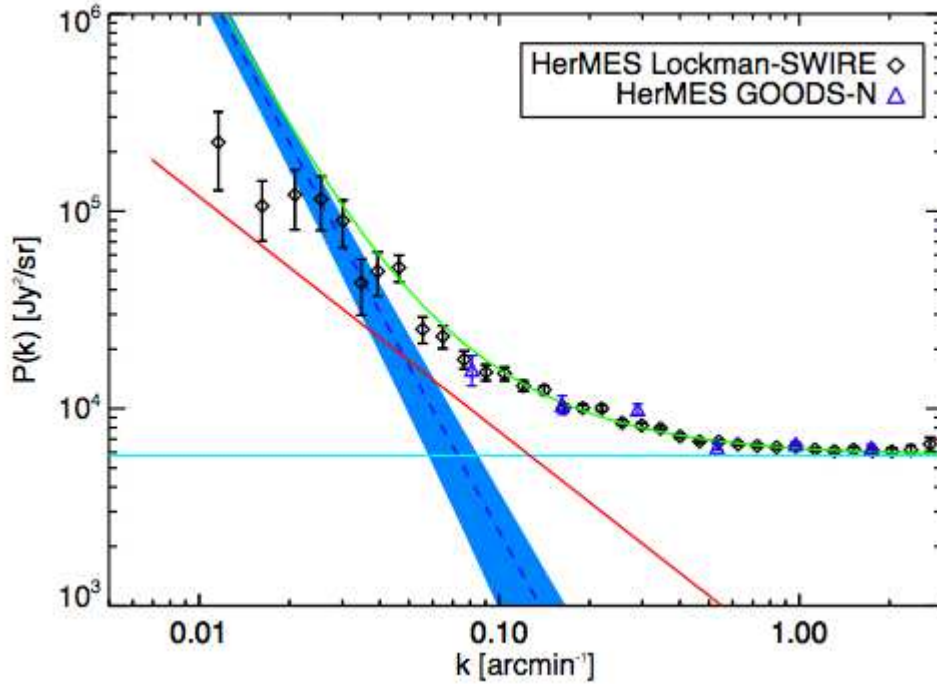


FIGURE 2.3 – Spectre de puissance des anisotropies du FDI à $250 \mu\text{m}$ mesurées par *Herschel*/SPIRE dans le Lockman Hole et dans GOODS. La partie grisée bleu représente la contribution des cirrus. La courbe rouge est leur fit de regroupement et la ligne horizontale bleu claire représente le bruit de Poisson. La ligne verte est la somme des trois composantes. Tiré de Amblard *et al.* (2011)

que les particules précédentes.

- particules non relativistes, les baryons. Il y avait une très légère asymétrie ($\sim 10^{-10}$) entre les baryons et les anti-baryons au profit des baryons. Tous les anti-baryons ont fini par être annihilés.

Toutes ces particules sont à l'équilibre thermodynamique. On appelle ce plasma, **la soupe primordiale**, l'Univers est alors opaque. Il le reste tant que l'énergie de liaison de l'hydrogène reste petite devant la température de l'Univers. Les éléments lourds (deuterium et hélium) ne peuvent pas subsister car, à ces températures de l'ordre de l'énergie de liaison d'un noyau, à chaque fois qu'un noyau est formé, il est immédiatement détruit par un photon de haute énergie.

Au fur et à mesure que l'Univers continue son expansion, sa densité et sa température diminuent. Une seconde après le Big Bang, les noyaux se forment, c'est la **nucléosynthèse primordiale**. L'expansion continue et la température des particules a diminué suffisamment pour qu'elles ne soient plus relativistes. A 3000 K, les électrons libres sont alors capturés par les noyaux. Les premiers atomes d'hydrogène sont alors formés. C'est la **recombinaison**. En même temps, les photons n'interagissant plus avec les électrons, ils se découplent de la matière, c'est le **découplage matière-rayonnement**. Ils se propagent alors dans l'Univers librement. L'Univers devient alors transparent et baigné dans ce rayonnement isotrope et homogène. Ce rayonnement, un corps noir que l'on observe aujourd'hui à 2.7 K, est le **rayonnement fossile** (Cosmic Microwave Background, CMB). L'instant où les photons interagissent pour la dernière fois est appelée

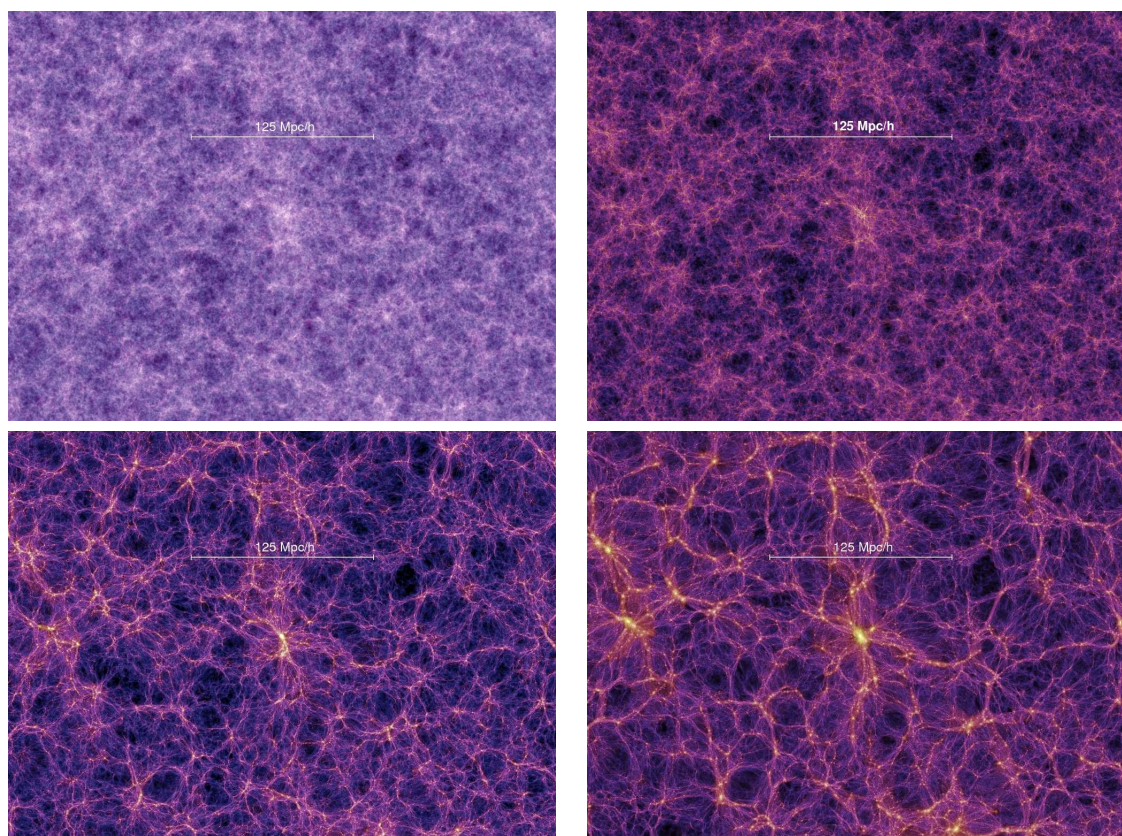


FIGURE 2.4 – Formation de la toile cosmique. Simulations d'évolution des grandes structures de matière noire d'après la simulation Millenium. **De haut en bas et de gauche à droite** : à $z = 18.3$, $z = 5.7$, $z = 1.4$, $z = 0$. Les régions surdenses accrètent de la matière alors que les régions sous-denses sont vidées augmentant ainsi le contraste de densité entre ces régions.

surface de dernière diffusion. L'Univers a ensuite continué à se refroidir et à s'étirer jusqu'à aujourd'hui.

Cette théorie est étayée par trois preuves observationnelles. Tout d'abord, Hubble et al. (1931) ont montré que les galaxies s'éloignent les unes des autres à une vitesse proportionnelle à la distance qui les sépare, caractéristique d'un Univers en expansion. De plus, la nucléosynthèse primordiale prédit une abondance d'hélium de $\sim 25\%$ en masse ce qui est effectivement mesuré. Et finalement le rayonnement de corps noir du CMB témoigne des densités et températures élevées qui regnaient dans l'Univers primordial.

Le taux d'expansion n'est pas constant dans le temps. On le décrit par le facteur d'échelle a dont la valeur aujourd'hui est 1 et décroît avec le redshift. On peut déterminer son évolution en fonction du temps cosmique en utilisant le modèle Friedmann-Robertson-Walker-Lemaître qui décrit l'évolution de la densité, de la pression et du facteur d'échelle dans un univers homogène et isotrope. Au début de sa formation, l'Univers est dominé par la radiation et $a \propto t^{1/2}$ alors que après le découplage, il est dominé par la matière et $a \propto t^{2/3}$. Aujourd'hui, le facteur d'échelle n'évolue plus en $a \propto t^{2/3}$ ce qui indique qu'une autre forme d'énergie domine, l'énergie noire. Dans les équations de Friedmann-Lemaître-Robertson Walker, c'est le cas de la constante cosmologique.

On a alors $a \propto \exp(t)$.

2.2.2 Formation des structures

Les fluctuations quantiques initiales sont devenues macroscopiques pendant l'inflation. Ces fluctuations macroscopiques de matière ont créé des puits de potentiels gravitationnels qui ont accru de la matière, noire dans un premier temps car elle s'est découplée du plasma primordial avant la matière baryonique. Cette dernière est ensuite 'tombée' dans ces puits de potentiels formant ainsi des régions surdenses et des régions sous-denses. Les régions sur-denses ont accru de plus en plus de matière vidant ainsi les sous-densités. Au fur et à mesure du temps la toile cosmique s'est formée comme le montre la figure 2.4. Dans le cadre de la théorie linéaire des perturbations, on peut calculer le spectre de puissance de la toile cosmique. Pour ce faire, on considère le potentiel gravitationnel des fluctuations $\Phi(\vec{k}, a)$ que l'on relie à leur potentiel initial $\Phi_p(\vec{k})$ mis en place pendant l'inflation :

$$\Phi(\vec{k}, a) = \Phi_p(\vec{k}) \times [\text{Fonction de transfert}(k)] \times [\text{Fonction de croissance}(a)] \quad (2.3)$$

La fonction de transfert décrit l'évolution des perturbations pendant la période de transition de domination matière-rayonnement. Aux grandes échelles ($k \rightarrow 0$) on la prend souvent égale à 1 alors qu'aux petites échelles ($k \rightarrow \infty$), elle amortit la croissance des structures, donc $T(k) \rightarrow 0$. On définit la fonction de transfert comme :

$$T(k) = \frac{\Phi(k, a_{late})}{\Phi_{Large-Scale}(k, a_{late})} \quad (2.4)$$

où a_{late} est à une époque bien après le régime de la fonction de transfert, c'est à dire pendant la domination de la matière. La solution *Large-Scale* est une valeur un peu moindre du Φ primordial, vers $k < 10^{-3}$. On peut montrer que ce facteur est égal à 9/10 à grande échelle (cf par exemple, *Modern Cosmology* de Scott Dodelson). La fonction de transfert est normalisée à la solution à grande échelle ce qui implique qu'elle vaut 1 à grande échelle. La fonction de croissance $D_1(a)$ contraint la croissance des perturbations aux temps tardifs. On la définit comme :

$$\frac{D_1(a)}{a} = \frac{\Phi(a)}{\Phi(a_{late})} \quad (a > a_{late}) \quad (2.5)$$

Dans le cas d'un Univers plat, dominé par la matière, le potentiel est constant. On a donc $D_1(a) = a$. On peut donc écrire le potentiel des fluctuations de DM de la façon suivante :

$$\Phi(\vec{k}, a) = \frac{9}{10} \Phi_p(\vec{k}) T(k) \frac{D_1(a)}{a} \quad (a > a_{late}) \quad (2.6)$$

Le 9/10 vient de la normalisation de la fonction de transfert à la solution à grande échelle. En utilisant l'équation de Poisson :

$$\Phi(\vec{k}, a) = \frac{4\pi G \rho_m a^2 \delta(\vec{k}, a)}{k^2} \quad (a > a_{late}) \quad (2.7)$$

La densité du champ est $\rho_m = \Omega_m \rho_{cr} / a^3$ et $4\pi G \rho_{cr} = (3/2) H_0^2$ où ρ_{cr} est la densité critique de l'Univers, H_0 est la constante de Hubble aujourd'hui et Ω_m la fraction de densité d'énergie de matière dans l'Univers. δ est le contraste de densité que l'on peut donc écrire de la façon suivante :

$$\delta(\vec{k}, a) = \frac{k^2 \Phi(\vec{k}, a) a}{(3/2) \Omega_m H_0^2} \quad (a > a_{late}) \quad (2.8)$$

En combinant cette dernière équation avec l'Eq. 2.6 on obtient :

$$\delta(\vec{k}, a) = \frac{3}{5} \frac{k^2}{\Omega_m H_0^2} \Phi_p(\vec{k}) T(k) D_1(k) \quad (a > a_{late}) \quad (2.9)$$

Cette équation est valide quelque soit le processus générant le champ de densité primordial Φ_p . Dans le contexte de l'inflation, $\Phi_p(\vec{k})$ a une distribution Gaussienne avec une moyenne nulle et une variance :

$$P_\Phi(k) = \frac{50\pi^2}{9k^3} \left(\frac{k}{H_0} \right)^{n-1} \delta_H^2 \frac{\Omega_m}{D_1(a=1)} \quad (2.10)$$

H_0 et $D_1(a=1)$ apparaissent dans cette équation car P_Φ est normalisé à la valeur qu'il devrait avoir aujourd'hui. On peut en déduire le spectre de puissance des fluctuations de DM à des temps tardifs (*late*) :

$$\langle \Phi(\vec{k}) \Phi^*(\vec{k}') \rangle = (2\pi)^3 P_\Phi(k) \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \quad (2.11)$$

d'où

$$P_{lin}(k, a) = 2\pi^2 \delta_H^2 \frac{k^n}{H_0^{n+3}} T^2(k) \left(\frac{D_1(a)}{D_1(a=1)} \right)^2 \quad (2.12)$$

où n correspond à l'indice spectral du spectre de puissance des fluctuations initiales pendant l'inflation $P(k) \propto k^n$. La valeur $n = 1$ correspond à un spectre invariant d'échelle, c'est à dire, quelque soient leurs tailles, les perturbations se comportent de la même façon. On l'appelle **spectre Harrison-Zel'dovich**. Le terme δ_H^2 est le spectre de puissance primordial aujourd'hui à l'échelle du rayon de Hubble. Les baryons ou d'autres espèces comme les neutrinos massifs peuvent laisser leurs empreintes dans la forme de la fonction de transfert. Ces fonctions de transfert sont précisément ajustées sur des simulations numériques. Dans la suite, j'utiliserai celle de ?. Cette équation est le résultat pour un Univers dominé par la matière or il est aujourd'hui dominé par la constante cosmologique. Pour avoir le résultat correspondant à une telle domination, il faut modifier la fonction de croissance, $D_1(a)$.

2.3 Formalisme des anisotropies

Spectre de puissance des anisotropies du FDI

La distribution spatiale des anisotropies du FDI contient le regroupement des galaxies IR. En effet ces galaxies sont des traceurs du champ de densité de DM sous-jacent. Elles laissent donc leur empreinte dans le spectre de puissance des anisotropies. Je vais expliciter dans cette section le formalisme général que j'utiliserai dans la suite. D'après Haiman and Knox (2000) et Knox *et al.* (2001) et en faisant l'hypothèse de Limber, le spectre de puissance angulaire des anisotropies du FDI pour des longueurs d'onde λ et λ' est :

$$C_\ell^{\lambda\lambda'} = \int dz \frac{dd_A}{dz} \frac{a^2(z)}{d_A^2} \bar{j}_\lambda(z) \bar{j}_{\lambda'}(z) P_{gg}(k = \ell/d_A, z) \quad (2.13)$$

où d_A la distance angulaire comobile, P_{gg} le spectre de puissance des galaxies et $\bar{j}_\lambda(z)$ l'émissivité moyenne des galaxies par unité de volume comobile à la longueur d'onde λ . On les calcule à partir de la fonction de luminosité :

$$\bar{j}_\lambda(z) = \left(a \frac{dd_A}{dz} \right)^{-1} \int_{L_{IR}} S \frac{dN}{dz d(\ln L_{IR})} d(\ln L_{IR}) \quad (2.14)$$

où $dN/dz d(\ln L_{IR})$ est le nombre de galaxies par intervalle de redshift et de luminosité L_{IR} . Les émissivités sont en $\text{Jy}/\text{Mpc}^3/\text{sr}$.

Le modèle de halo & distribution d'occupation d'un halo

Le spectre de puissance des galaxies P_{gg} est calculé à partir du modèle de halo (Cooray and Sheth, 2002). Cette approche est fondée sur l'hypothèse que l'Univers est partitionné en des unités discrètes de DM, des halos. Ils sont petits comparés aux distances typiques qui les séparent ce qui suggère que, aux petites échelles spatiales, la statistique du champ de masse est déterminée par la distribution spatiale à l'intérieur de ces halos. Par contre, aux grandes échelles spatiales, la distribution interne des halos est négligeable, seule la distribution spatiale des halos prévaux. Cette séparation des contributions en fonction de l'échelle spatiale est l'hypothèse clef du modèle de halo. De plus, ces contributions sont physiquement décrites différemment. En effet, à l'intérieur des halos, la théorie des perturbations est appliquée alors que aux grandes échelles, on fait l'hypothèse que les halos sont virialisés. D'autres informations sont indispensables pour construire le modèle tels que l'abondance des halos, leur profil de densité ainsi que la distribution spatiale des galaxies à l'intérieur d'un halo. Ces trois paramètres sont des fonctions de la masse du halo. Mais tout d'abord la définition d'un halo est nécessaire. On considère que ce sont des objets virialisés 200 fois plus denses que leur environnement.

L'abondance des halos est donnée par la fonction de masse, elle donne le nombre de halos en fonction de leur masse. Alors qu'elle est souvent considérée indépendante du redshift (Press & Schechter par exemple), j'utiliserai les résultats de Tinker *et al.* (2008) qui ont été ajustés sur des simulations numériques jusqu'à $z \sim 2$.

Les modèles d'effondrement sphériques suggèrent que le profil de densité autour du centre d'un halo effondré dépend du champ de densité initiale de la région qui s'est effondrée. Si on associe une sur-densité à un pic dans le champ de densité initial alors les halos massifs correspondent à de plus hauts pics. La densité autour d'un haut pic est plus faible que celle autour d'un plus petit pic. Les grands pics sont moins concentrés au centre. On en conclut donc que la densité centrale d'un halo massif est plus faible que celle d'un halo de plus faible masse. Il existe plusieurs profils de densité reproduisant cette tendance, dont celui de Navarro-Frenk and White (Navarro *et al.*, 1996) que j'utiliserai par la suite :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)^{-\alpha}(1 + r/r_s)^{3+\alpha}} \quad (2.15)$$

où r_s est le rayon d'échelle et ρ_s la densité à ce rayon. Ces deux paramètres sont déterminés avec des simulations. Dans la suite j'utiliserai $u(k, M)$, la transformée de Fourier normalisée du profil de densité.

En ce qui concerne la distribution spatiale des halos, elle est déterminée par un biais des halos déterministe obtenu à partir du modèle d'effondrement sphérique. Dans ce cadre, et contrairement au biais stochastique, la dispersion du nombre de halos autour du nombre moyen de halos de même masse et de même volume est faible ce qui implique une formation similaire des halos. La distribution des surdensités des halos δ_h est reliée à la distribution des surdensités de la matière noire δ par une transformation non-linéaire décrite par les coefficients b_k qui proviennent du

développement en série de Taylor de δ_h , valable seulement à grande échelle spatiale :

$$\delta_h(m, z_1)|M, V, z_0) = \sum_{k>0} b_k(m, z_1)\delta^k \quad (2.16)$$

pour un halo de masse m à z_1 sachant qu'il a une masse M et un volume V à z_0 . A petite échelle (aux échelles de la taille d'un halo), la dispersion autour du nombre moyen de halos est trop importante. Le biais est alors non-linéaire et stochastique. Mais ce n'est pas le cas ici. Nous ne considérons que le cas déterministe où le biais est complètement connu si la fonction de masse l'est. La distribution des halos est décrite complètement par les coefficients b_k lorsque la théorie des perturbations est utilisée. Il est important de noter que les halos les plus massifs sont plus biaisés que les halos moins massifs. De plus, pour une même masse, les halos sont plus biaisés à haut redshift (Cooray and Sheth, 2002; Scoccimarro *et al.*, 2001).

Les galaxies résident dans des halos de DM, leur nombre dépend de la masse du halo. Les halos les moins massifs peuvent ne contenir aucune galaxie. En faisant l'hypothèse d'une distribution poissonnienne des galaxies dans un halo, le spectre de puissance des galaxies $P_{gg}(k)$ que l'on sépare entre les deux contributions, 1-halo (2 galaxies à l'intérieur d'un même halo) et 2-halo (2 galaxies dans 2 halos différents) respectivement P_{1g} et P_{2g} , s'écrit :

$$P_{gg}(k) = P_{1g}(k) + P_{2g}(k) \quad (2.17)$$

avec

$$P_{1g}(k) = \int_M dM \frac{dN}{dM} \frac{\langle N_{gal}(N_{gal} - 1) \rangle}{\bar{n}_{gal}^2} u(k, M)^p \quad (2.18)$$

$$P_{2g}(k) = P_{lin}(k) \left[\int_M dM \frac{dN}{dM} b(M) \frac{\langle N_{gal} \rangle}{\bar{n}_{gal}} u(k, M) \right]^2 . \quad (2.19)$$

où M est la masse du halo, $b(M)$ le biais des galaxies, $u(K, M)$ la transformée de Fourier normalisée du profil de densité, N_{gal} le nombre de galaxie dans un halo. Ce dernier est défini par la distribution d'occupation d'un halo. On considère $p = 2$. \bar{n}_{gal} , le nombre moyen de galaxies est donné par :

$$\bar{n}_{gal} = \int \frac{dN}{dM} \langle N_{gal} \rangle dM \quad (2.20)$$

où dN/dM est la fonction de masse des halos.

La distribution d'occupation (Peacock and Smith, 2000; Seljak, 2000; White *et al.*, 2001) d'un halo décrit la distribution spatiale des galaxies au sein d'un même halo, plus exactement sa statistique. Les données récentes ainsi que les simulations numériques suggèrent de séparer les contributions d'une galaxie centrale au centre du halo et de galaxies satellites résidant dans le reste du halo. Au-delà d'un certain seuil en masse du halo, le halo contient une galaxie centrale et au-delà d'un second seuil, le halo contient des galaxies satellites. Il en existe plusieurs formes de HOD dépendant de plusieurs paramètres dont la masse limite à laquelle se forme la galaxie centrale. De plus, le nombre de galaxies satellites est une loi de puissance $\propto M^\alpha$ avec M la masse du halo. Ces paramètres (les deux seuil et α) sont, en général, ajustés sur des données ou des simulations.

2.4 Modèles existants de clustering des galaxies infrarouges

Le regroupement des galaxies IR dans les anisotropies du FDI a été mesuré à de nombreuses reprises ces dernières années (cf Sect 2.1). Cependant les modèles appliqués ensuite varient grandement d’une détection à l’autre ce qui implique une comparaison difficile voire impossible de ces résultats. Je vais décrire dans cette section ces modèles avec leurs avantages et leurs inconvénients afin d’insister sur la nécessité d’un modèle prenant en compte les dernières avancées. Le but ultime sera d’appliquer un nouveau modèle à toutes les mesures existantes (cf Sect. 2.1). Les modèles de regroupement des galaxies IR nécessitent, en général, deux composantes : un modèle d’évolution des galaxies pour calculer les émissivités (Eq. 2.14) et une distribution de matière noire pour déterminer le spectre de puissance des galaxies.

2.4.1 Les modèles d’évolution des galaxies

Le modèle de Lagache *et al.* (2003), que nous appellerons LDP dans la suite, a été largement utilisé (Lagache *et al.*, 2007; Amblard and Cooray, 2007; Viero *et al.*, 2009; Hall *et al.*, 2010) pour calculer les émissivités (cf Eq. 2.13 et 2.14). C’est un modèle phénoménologique dont l’évolution de la fonction de luminosité a paramétrée empiriquement (cf Annexe A.1). Il reproduit correctement les comptages différentiels et les fonctions de luminosité entre 24 et 850 μm (IRAS, Spitzer/MIPS, SCUBA) mais ce n’est pas le cas des comptages différentiels d’Herschel (Oliver *et al.*, 2010). Ce modèle prédit une densité de luminosité trop importante à $2 < z < 4$. De plus Jauzac *et al.* (2011) a montré que ce modèle n’était pas en accord avec les mesures du FDI par tranches de redshift à plus bas z . En effet, il prédit un pic d’intensité à $z \sim 1$ qui n’est pas observé comme le montre la figure 2.5 (comparaison de la courbe noire à la ligne en tirets). Or le spectre angulaire des anisotropies du FDI dépend fortement de la distribution en redshift au travers des émissivités. Il faut donc que cette dernière soit la plus ‘valide’ possible.

Hall *et al.* (2010) ont mis en place un modèle ‘simpliste’ avec une seule distribution spectrale d’énergie sur laquelle est basée le modèle LDP. Ils n’ont que quelques paramètres qu’ils peuvent régler facilement pour ajuster leurs spectres de puissance aux données (ce qui n’est pas le cas du modèle LDP) à chaque longueur d’onde. Ils ont fixé la forme du spectre et ne font varier que son amplitude pour ajuster les données. Amblard and Cooray (2007) ont également utilisé ce modèle d’évolution de galaxies pour prédire les mesures d’Herschel. Ils ont utilisé uniquement la fonction de luminosité en fonction du redshift à 350 μm . Ils lui ont ajusté leur fonction de luminosité conditionnelle à 350 μm . La fonction de luminosité conditionnelle est une extension du modèle de halo prenant en compte, en plus de la masse des halos, la luminosité des galaxies considérées. Ils ont ensuite extrapolé les autres longueurs d’onde.

Amblard *et al.* (2011) n’ont pas utilisé de modèle d’évolution de galaxies. Au lieu d’inclure des émissivités ils ont écrit le spectre de puissance des anisotropies de FDI de la façon suivante :

$$P(k_\theta) = \int dz P_{gg} \left(k = \frac{2\pi k_\theta}{d_A}, z \right) \left(\frac{dS}{dz} \right)^2 \frac{dr}{dz} \frac{a^2(z)}{d_A^2} \quad (2.21)$$

où dS/dz est la distribution en redshift du flux cumulé des galaxies contribuant au FDI. Ce paramètre est équivalent aux émissivités si on compare cette équation à l’Eq. 2.13. Ils l’ont considéré comme un paramètre libre qu’ils ont ajusté aux données en ajoutant la contrainte du niveau du FDI à leurs longueurs d’ondes. Le but premier de ce procédé est de contraindre les modèles d’évolution de galaxies. Cependant, leurs barres d’erreurs sont très grandes ce qui ne

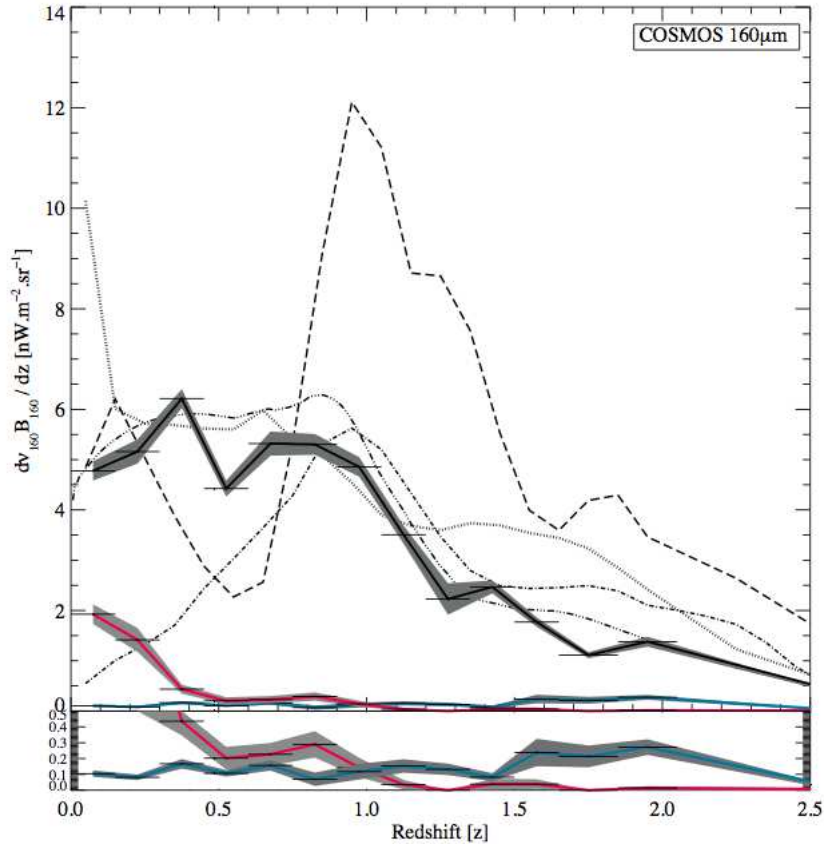


FIGURE 2.5 – Brillance différentielle du FDI en fonction du redshift dans le champ COSMOS à $160 \mu\text{m}$. La ligne continue noire représente la contribution de toutes les galaxies IR. La ligne rouge montre la contribution des sources résolues et la ligne bleu des AGNs. Les lignes en tirets et pointillés sont les prédictions de plusieurs modèles. Le modèle de Lagache *et al.* (2003) est en tirets. On voit clairement que le pic à $z \sim 1$ n'est pas reproduit par les données. Tiré de Jauzac *et al.* (2011).

permet pas de poser des contraintes intéressantes sur les modèles comme le montre la figure 2.6.

2.4.2 Les modèles de distribution de matière noire

La distribution de DM a été décrite de deux façons, soit avec le modèle de halo, soit avec l'approximation d'un spectre linéaire de la DM.

Lagache *et al.* (2007); Hall *et al.* (2010) ont fait l'hypothèse d'un spectre de DM linéaire biaisé ce qui étaient pensé comme une approximation correcte à leurs échelles². Viero *et al.* (2009) a utilisé le modèle de halo pour calculer le spectre de puissance des galaxies avec le modèle LDP. Cependant, leur forme de distribution d'occupation des halos n'est pas la plus à jour. Amblard and Cooray (2007) ont aussi utilisé le modèle de halo mais avec les fonctions conditionnelles de luminosités où la fonction de masse des halos dépend aussi de la luminosité des galaxies. Quand

2. Nous verrons dans la suite que ce n'est pas le cas à courte longueur d'onde

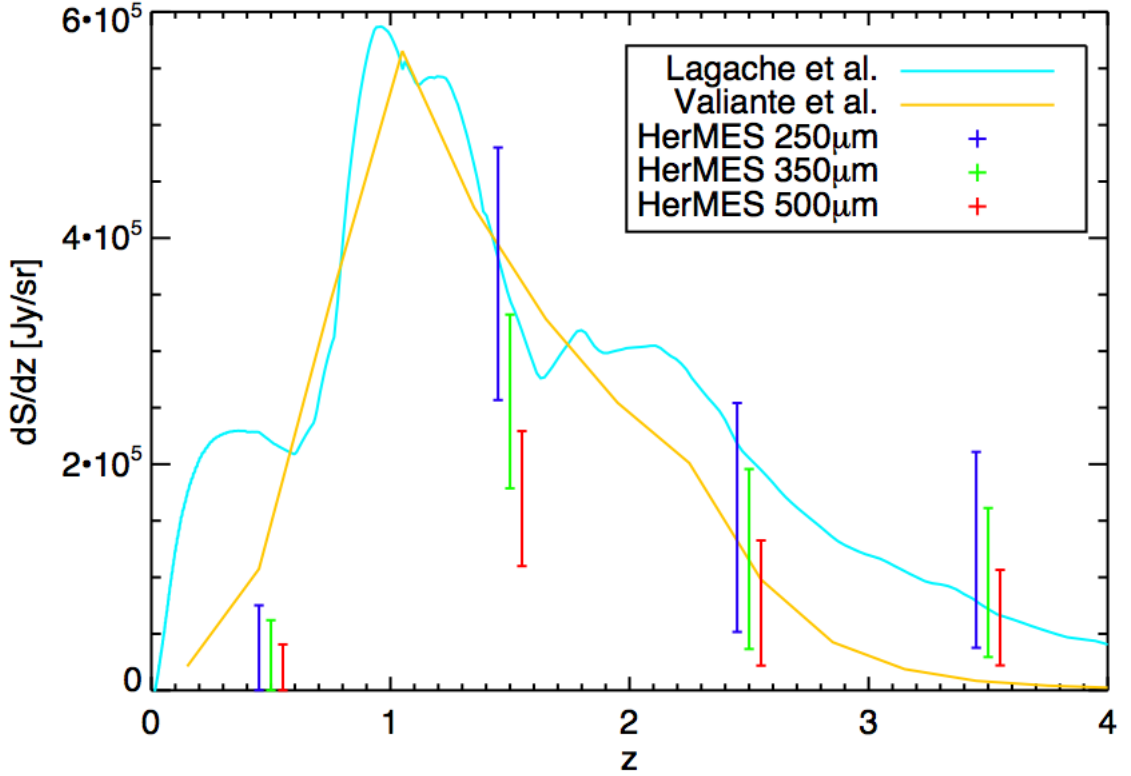


FIGURE 2.6 – Evolution en redshift de dS/dz à 250, 350 et 500 μm . Les courbes bleue et jaune représentent respectivement les prédictions des modèles LDP et de Valiante et al. 2009.

on intègre cette dernière sur la luminosité on retrouve la fonction de masse. Néanmoins, cette approche dépend de beaucoup trop de paramètres qui ne peuvent être contraint avec les données actuelles.

Le modèle de halo dépend de la HOD utilisée (cf Sect 2.3) qui régit le nombre de galaxies dans un halo de DM. Nous verrons dans la suite que les galaxies sont séparées en une galaxie centrale et des galaxies satellites qui l'entourent. Les formes analytiques de ces quantités (qui sont des fonctions de la masse des halos) varient et dépendent de plusieurs paramètres, leur nombre varie entre 2 et 4. La philosophie reste cependant la même : lorsque le halo a atteint une masse minimale M_{min} le halo contient une galaxie centrale et au fur et à mesure que la masse du halo croît, le nombre de galaxies satellites augmente avec une pente α_{sat} . Nous verrons qu'une autre masse limite peut être introduite, la masse à laquelle les galaxies satellites commencent à peupler le halo. Par exemple, Viero *et al.* (2009) ont utilisé la HOD suivante :

$$N(M, z) = \begin{cases} 0 & \text{pour } M < M_{min} \\ N_0(z) \left(\frac{M}{M_{min}}\right)^\alpha & \text{pour } M > M_{min} \end{cases}$$

Les HOD et modèles de halos ont souvent été utilisés pour analyser le regroupement des galaxies optiques. Dans leur cas, les observations (Lin *et al.*, 2004; Tinker and Wetzel, 2010) ainsi que les simulations (Gao *et al.*, 2004; Kravtsov *et al.*, 2004) tendent vers des valeurs de α proches de 1 mais ça ne semble pas être le cas des galaxies IR (Cooray *et al.*, 2010; Amblard *et al.*, 2011;

Référence	Longueur d'onde (μm)	Galaxies IR	Spectre de la DM
Lagache <i>et al.</i> (2007)	160	LDP	Linéaire
Viero <i>et al.</i> (2009)	250-350-500	LDP	Halo
Hall <i>et al.</i> (2010)	1380-2000	LDP	Linéaire
Amblard <i>et al.</i> (2011)	250-350-500	aucun	Halo

TABLE 2.1 – Récapitulatif des modèles ajustés au regroupement des galaxies IR.

Planck Collaboration *et al.*, 2011b). Viero *et al.* (2009) ont trouvé $\alpha \sim 1.2$. En ce qui concerne M_{min} ils ont trouvé $10^{9.9}M_{\odot}$. Ces valeurs seront plus amplement discutées dans le chapitre 4.

En conclusion, il existe de nombreux modèles de regroupement des galaxies dans les anisotropies du FDI mais un modèle d'évolution en accord avec les nouvelles données doit être utilisé (Béthermin *et al.*, 2011) ainsi qu'un modèle robuste de la distribution de DM, le modèle de halo, avec une HOD récente (Planck Collaboration *et al.*, 2011b). Ce sera discuté dans le chapitre 4.

Chapitre 3

Spectres de puissance des anisotropies du FDI à 100 et 160 μm

Sommaire

3.1	Les cirrus	39
3.2	Les données	41
3.2.1	Les données Spitzer/MIPS 160 μm	42
3.2.2	Les données HI	44
3.2.3	Les données IRAS	47
3.3	Spectre de puissance et barres d'erreurs	47
3.4	La composante Galactique	49
3.4.1	Contribution des cirrus avec IRAS 100 μm	51
3.4.2	Couleurs des poussières et émissivités poussière/HI	54
3.5	Soustraction de la composante Galactique	56
3.5.1	Soustraction des cirrus spatialement ou sur le spectre de puissance & barres d'erreurs	56
3.5.2	Contribution de la composante Galactique au spectre de puissance à 100 μm	58
3.5.3	Contribution de la composante Galactique au spectre de puissance à 160 μm	59
3.6	Niveaux absolus du FDI à 100 et 160 μm	60
3.6.1	Niveau du FDI avec les 'Total Power Modes' à 160 μm	60
3.6.2	Niveau du FDI à 100 μm	63
3.7	Conclusions	64

Une des principales contaminations du spectre de puissance des anisotropies est l'émission des cirrus Galactiques. Ils contiennent des poussières qui émettent dans l'IR et polluent le spectre de puissance à grande échelle spatiale. Dans ce chapitre, je vais soustraire cette contamination aux spectres de puissance des anisotropies du FDI à 100 et 160 μm à l'aide d'un traceur indépendant de la poussière, des données HI à 21 cm.

3.1 Les cirrus

Le milieu interstellaire de notre Galaxie est essentiellement constitué de gaz d'hydrogène. Il se trouve sous différentes formes dépendantes du champ de rayonnement. L'hydrogène peut être

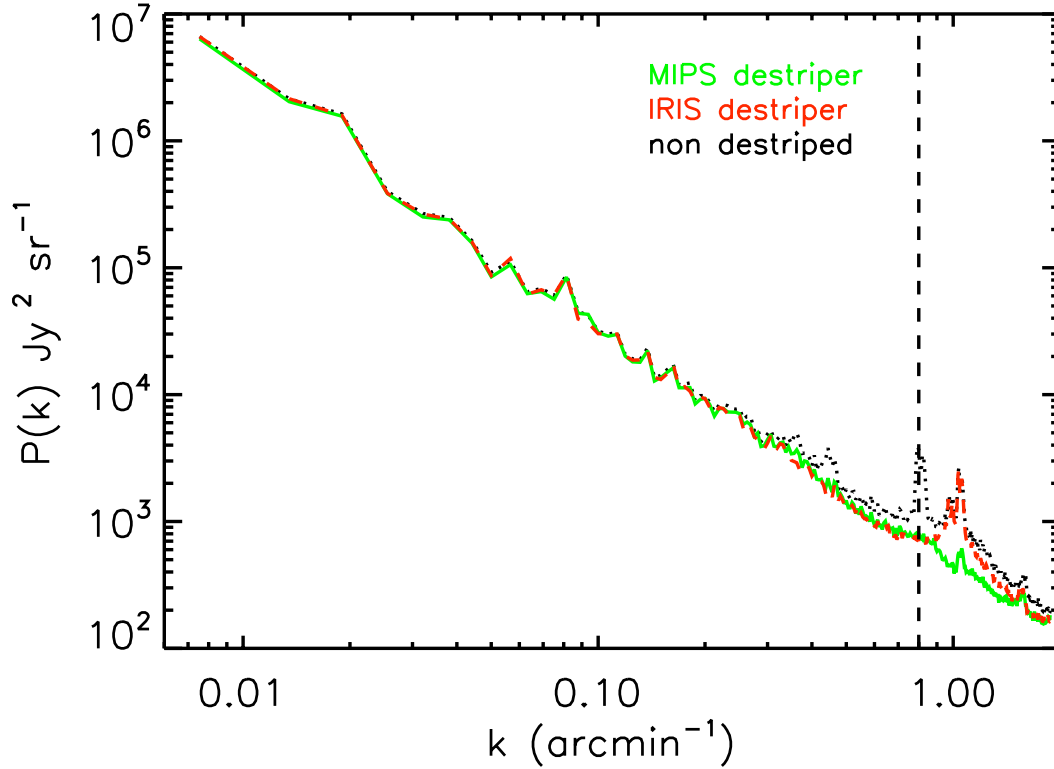


FIGURE 3.1 – Spectres de puissance de la carte originale avec les stries en pointillés noirs. La courbe rouge représente le spectre de puissance de la carte ‘destripée’ avec le ‘destriper’ d’IRIS et la courbe verte, celui de la carte ‘destripée’ avec le ‘destriper’ de MIPS. La ligne verticale en pointillés noirs montre le k_{max} considéré.

dans trois états différents : ionisé H^+ , neutre HI , et moléculaire H_2 . On peut détecter le HI avec la raie à 21 cm. C’est un traceur idéal car les données sont directement proportionnel à la densité de colonne. Le meilleur traceur pour H_2 est les raies de CO et pour H^+ la raie $\text{H}\alpha$. Cependant la raie $\text{H}\alpha$ est proportionnelle à la densité de colonne au carré et la raie de CO trace uniquement le H_2 chaud.

Ces nuages de gaz peuvent avoir différentes vitesses, il y a la composante dite locale, dans le disque de la Galaxie, dont la vitesse est centrée autour de 0, et des nuages à haute vitesse (high velocity cloud, HVC) dont la vitesse est de l’ordre de -100 km/s. Ces derniers sont des nuages de faible métallicité à haute altitude galactique tombant sur le disque galactique. Il y a également des nuages de vitesse intermédiaire (Intermediate velocity cloud, IVC). Ils ont une vitesse plus faible que les HVCs de l’ordre de -60 km/s et se trouvent à moins haute latitude que les HVCs. Ces nuages de gaz contiennent des poussières qui émettent dans l’IR. Les cirrus sont des objets turbulents et inhomogènes. Ils ont une structure auto-similaire et ont un spectre de puissance $\propto k^{-3}$. Cette composante contamine le spectre de puissance du FDI aux grandes échelles spatiales, je vais expliquer dans cette section comment la soustraire précisément.

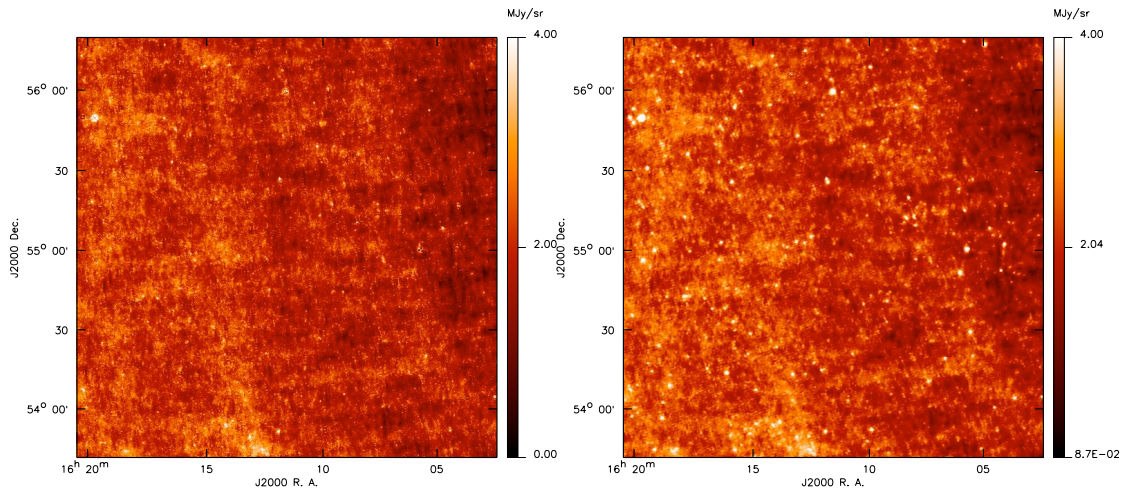


FIGURE 3.2 – **Gauche** : La carte finale à $160 \mu\text{m}$ sources soustraites du champ ELAIS N1. **Droite** : Même carte avec les sources. L'unité est des MJy/sr.

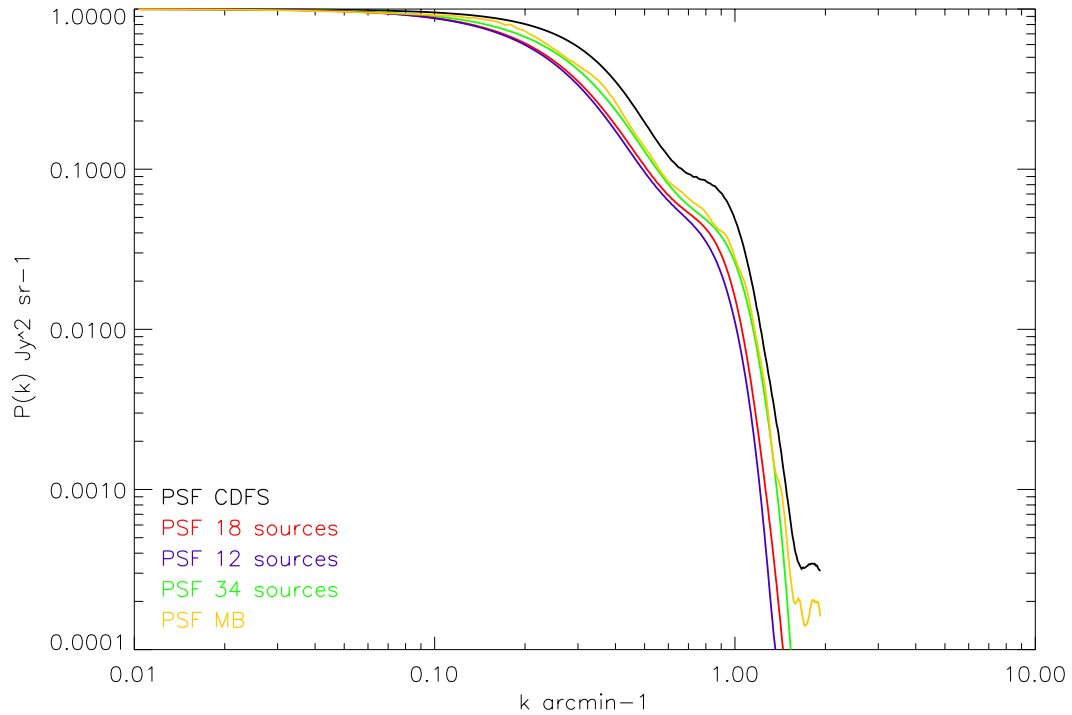


FIGURE 3.3 – Exemples de variations de la PSF. Spectres de puissance de plusieurs PSFs déterminées sur la carte de ELAIS N1 non ‘destripée’. Seul le nombre de sources empilées varie. La courbe noire est le spectre de puissance déterminée dans le champ du CDFS et la courbe jaune été déterminée par Matthieu Béthermin dans N1.

3.2 Les données

Je vais focaliser mon analyse sur le champ ELAIS N1 $(\ell, b) = (85.33^\circ, 44.28^\circ)$. Ce champ fait partie du Spitzer Wide-Area Infrared Extragalactic Legacy Survey (SWIRE). Il fait environ 10 degrés carré et a été observé par le Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) à

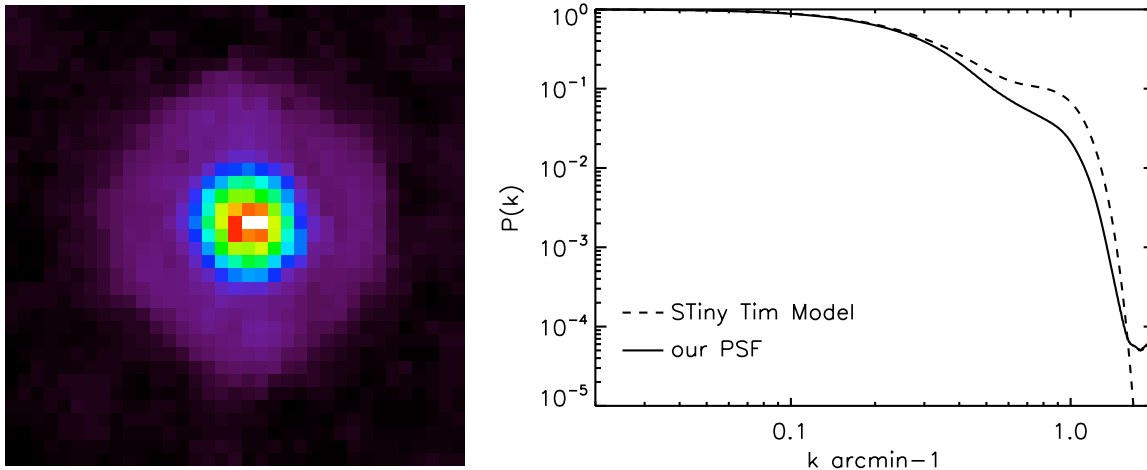


FIGURE 3.4 – **Gauche** : PSF de MIPS 160 μm construite avec une carte sur échantillonnée. **Droite** : Spectre de puissance des PSFs. La ligne continue représente celui de notre PSF et la ligne en tirets celui du STiny Tim Model (Krist *et al.* (2005), STinyTim, v1.3; Krist, 2002).

160 μm , par le Green Bank Telescope (GBT) à 21 cm et par IRAS à 60 et 100 μm .

3.2.1 Les données Spitzer/MIPS 160 μm

Les observations MIPS de N1 à 160 μm font partie du programme SWIRE Legacy (Lonsdale *et al.*, 2003), elles ont été faites en 2004 pendant deux époques séparées de six mois (fin janvier et fin juillet). Le mode de balayage a été utilisé avec une vitesse de balayage médiane. Cette stratégie d’observation permet de produire une carte avec un taux de couverture médian de l’ordre de 8. Cependant, à cause des pixels défaillants de la matrice à 160 μm (Stansberry *et al.*, 2007), la couverture n’est pas homogène, la redondance varie entre 2 et 10 sur la carte.

Pendant les observations de la première époque, *Spitzer* s’est mis en mode ‘safe’ ce qui implique que certaines observations ont été affectées par un télescope légèrement plus chaud pendant la phase de remontée en température. En effet sa température était de 6 K au lieu du standard ~ 5.6 K. Cet effet a été limité par l’application d’un petit offset, déterminé sur les régions non affectées autour.

Les ‘Basic Calibrated Data’ (BCDs) du Spitzer Science Center (SSC) ont été utilisées. La prédiction de la lumière zodiacale du SSC, une fonction du temps et de la position, a été soustraite à chaque BCD. Puis nous avons fait une correction de chevauchement (Mizuno *et al.*, 2008). Les cartes ont été réalisées à la taille de pixel originale de MIPS de 16 arcsec/px. Les mosaïques finales ne présentent aucune évidence de défauts à part des stries de basse intensité dues à la stratégie de balayage. Ces stries introduisent deux pics sur le spectre de puissance vers $k \sim 1$ arcmin $^{-1}$ comme on peut le voir sur la Fig. 3.1. Les effets de ces stries ont été limités en appliquant un ‘destriper’ utilisant des ‘ridgelets’ (Ingalls et al, 2011, in prep). Nous avons effectué des tests sur la photométrie de la carte et des sources et montré que la méthode de ‘destripping’ préserve les flux dans la limite de 5 % de leurs valeurs originales. Néanmoins, on observe (ligne verte de la fig. 3.1) une perte de puissance sur le spectre de la carte ‘destripée’ aux petites échelles ($k > 0.2$ arcmin $^{-1}$). Il nous faut donc vérifier si la puissance perdue est uniquement due aux stries et n’est pas astrophysique. Pour ce faire, nous avons utiliser le ‘destriper’ développé pour IRIS car

on sait qu'il ne soustrait pas de signal astrophysique (Miville-Deschênes and Lagache, 2005). Le spectre de puissance résultant (en rouge sur la Fig. 3.1) est en très bon accord avec la courbe verte jusqu'à $k \sim 0.8 \text{ arcmin}^{-1}$. Cela suggère donc que le 'destriper aux ridgelets' n'enlève pas de signal astrophysique. On peut remarquer que à plus grand k , le 'destriper' d'IRIS n'enlève pas la strie à plus petite échelle. En effet, il n'est pas dédié à des données ayant une si petite résolution angulaire. Dans la suite, je vais donc utiliser la carte 'destripée' avec les 'ridgelets'. Afin limiter les incertitudes dues à la PSF, je vais limiter l'analyse aux échelles $k < 0.8 \text{ arcmin}^{-1}$, la strie résiduelle à $k \sim 1$ n'aura donc aucun impact sur l'étude.

L'identification des sources ainsi que leur extraction dans les cartes *Spitzer*/MIPS a été effectuée sur les mosaïques filtrées. Les méthodes standards des 'champs profonds' leur ont été appliqué (Frayser *et al.*, 2006a,b, 2009). La carte est ensuite filtrée afin d'améliorer la détection des sources faibles puis ces sources sont soustraites à la carte originale (ce qui conserve l'émission diffuse). La PSF de MIPS est bien échantillonnée. En effet, sa FWHM est de $40''$ alors que la taille d'un pixel est de $16''$. Nous avons donc sélectionné *Starfinder* qui utilise un algorithme de 'PSF fitting' pour l'extraction des sources (Diolatti *et al.* 2000). *Starfinder* a, entre autre, l'avantage d'évaluer le fond sur l'image entière pendant le processus itératif d'extraction de sources. Il en résulte des résidus plus faibles (Marleau *et al.*, 2004) qu'avec le logiciel d'extraction de sources standard de *Spitzer*, MOPEX/APEX (Makovoz and Marleau, 2005). Les sources ont été détectées jusqu'à $S_{lim} = 25 \pm 5 \text{ mJy}$ puis soustraites de la carte. Bien sûr le catalogue est fortement incomplet à bas flux, cependant, soustraire les sources jusqu'à un faible flux permet d'abaisser le niveau du bruit de Poisson et donc mieux caractériser le signal du regroupement des galaxies IR à petites échelles spatiales. La Figure 3.2 montre la carte (sources soustraites) utilisée pour l'étude.

Afin de prendre en compte la stratégie de balayage il a fallu déterminer la PSF sur le champ N1 car elle dépend du champ observé. Pour ce faire, les sources les plus brillantes sont empilées. Cependant, il était impossible d'estimer la PSF sur la carte originale avec une résolution de $16''$ car la largeur de la PSF ne fait que quelques pixels. Le spectre de puissance de la PSF est alors très sensible au nombre de sources que l'on empile ainsi qu'aux paramètres utilisés pour extraire les sources. La figure 3.3 montre plusieurs spectres de puissance de ces PSFs. Le nombre de sources empilées change. Pour comparaison il y a le spectre de puissance de la même PSF mais déterminée dans un autre champ, le CDFS. Ces différences peuvent avoir plusieurs origines :

- L'incertitude principale provient de l'excès de flux dans les ailes de la PSF car la séparation des ailes et du fond n'est pas simple.
- La PSF du 'Stiny Tim Model'³(Krist *et al.* (2005), STinyTim, v1.3; Krist, 2002) est plus piquée en son centre que la PSF réellement observée dans le mode photométrique. On sait que la PSF dépend du mode d'observation du satellite (Stansberry *et al.*, 2007), photométrique ou 'scanning' à 24 et 70 μm . Il en est de même à 160 μm (cf le panneau droit de la Fig. 3.4).
- L'angle de balayage peut affecter le motif de diffraction à 160 μm comme à 24 μm .

Or il est important de déterminer une PSF correcte car la division du spectre de puissance de la carte par le spectre de puissance de cette dernière donne le niveau du bruit de Poisson. Si la PSF n'est pas convenable, la composante poissonnienne sera mal déterminée. Afin de construire une PSF ayant un profil correct, une carte sur-échantillonnée avec une résolution de $7.2''$ est nécessaire. J'ai appliqué une limite à 5σ et conservé toutes les sources avec $S_{160} > 600 \text{ mJy}$. Puis

3. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/dataanalysis/tools/tools/contributed/general/stinytim/>

j'ai empilé toutes les sources isolées (avec une vérification à l'oeil au préalable). Le panneau gauche de la figure 3.4 montre la PSF et le panneau de droite montre son spectre de puissance comparé à celui du 'STiny Tim Model'. A la vue de leur différence on comprend pourquoi il est important de construire la PSF sur notre champ.

3.2.2 Les données HI

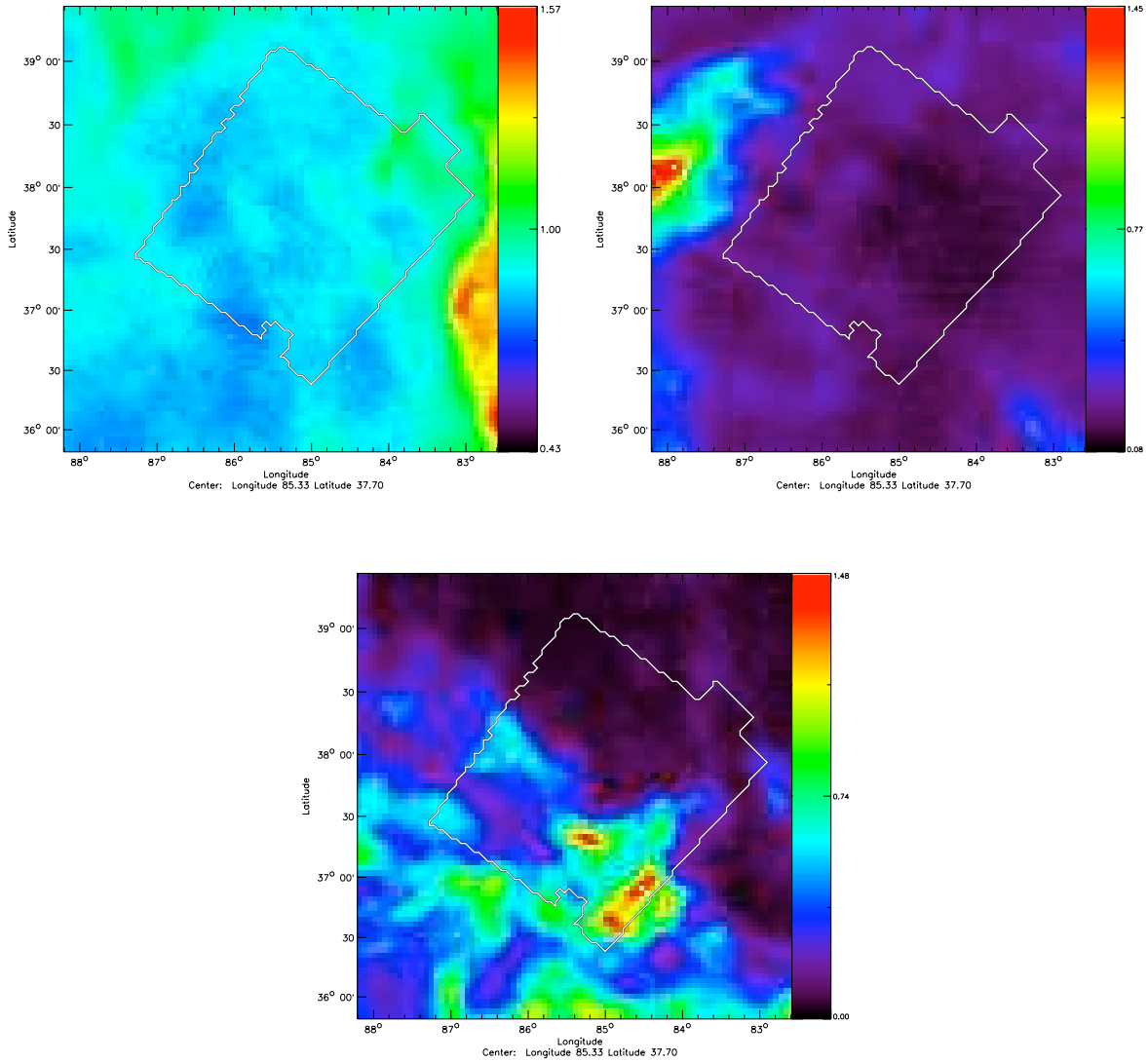


FIGURE 3.5 – Densité de colonne du champ N1/GBT N_{HI} en unité de $10^{20} \text{ atoms/cm}^2$. De **De haut en bas et gauche à droite** : N_{HI} de la composante locale avec $-14 \text{ km s}^{-1} < V_{LSR} < 43 \text{ km s}^{-1}$, N_{HI} de l'IVC avec $-79 \text{ km s}^{-1} < V_{LSR} < -14 \text{ km s}^{-1}$ et celle du HVC avec $-163 \text{ km s}^{-1} < V_{LSR} < -79 \text{ km s}^{-1}$. Le contour blanc sur chaque image montre le champ couvert par **Spitzer** (N1/MIPS).

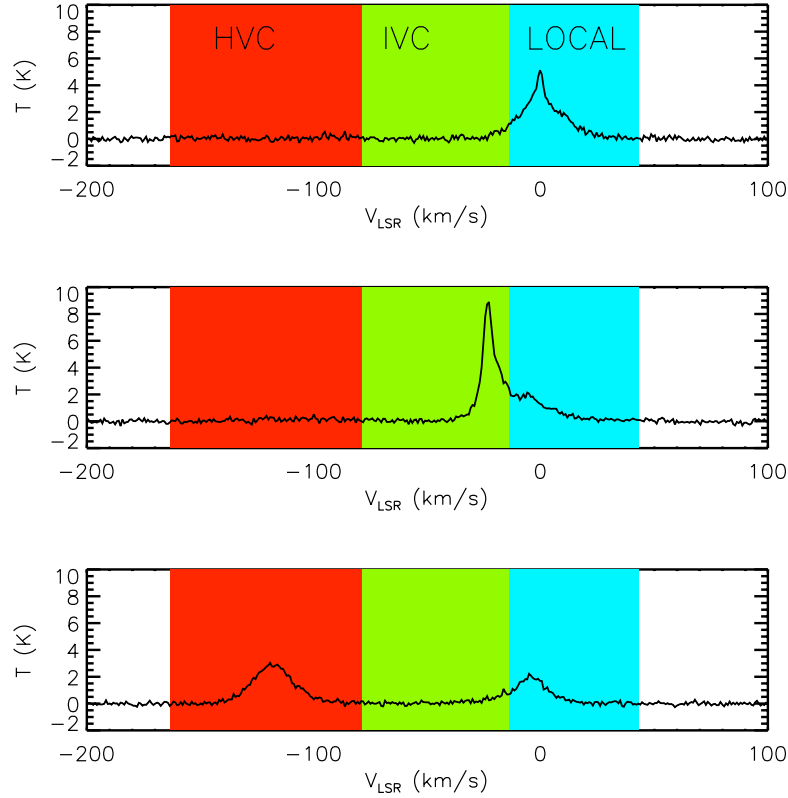


FIGURE 3.6 – Spectres en vitesse de HI de 3 lignes de visée, illustrant les trois composantes en vitesse. **De haut en bas** : local, IVC, HVC, respectivement

Les observations HI sont un cube de données de 25 deg^2 (x,y,vitesse) centré sur N1 et obtenues en 2006 et 2010 avec le **Green Bank telescope** (GBT) de 100 m à 21 cm. Les spectres en vitesse ont été obtenus sur une surface de $5^\circ \times 5^\circ$ centrée sur $(\ell, b) = (85.5^\circ, +44.3^\circ)$ toutes les $3.5'$ dans les deux coordonnées x et y. La couverture en vitesse est $-450 \text{ km s}^{-1} \leq V_{LSR} \leq +355 \text{ km s}^{-1}$ avec une résolution de 0.80 km.s^{-1} . Les spectres ont ensuite été calibrés, corrigés de la lumière parasite et placés sur une échelle de température de brillance T_b (Blagrove *et al.* (2010), Boothroyd 2011, in prep). Afin de soustraire les résidus instrumentaux restants, un polynôme du troisième ordre a été ajusté aux spectres des régions sans émission. La rms du bruit dans le cube final est 0.12 K en unité de T_b et la résolution angulaire effective est $9.4' \times 9.1'$ en ℓ et b respectivement.

Dans ce cube de données on peut extraire trois composantes en vitesse : la composante locale, un nuage de vitesse intermédiaire (intermediate velocity cloud, IVC) et un nuage à haute vitesse (high velocity cloud, HVC). Ils sont représentés sur la figure 3.5. Le HVC est centré autour de -115 km s^{-1} et l'IVC autour de -23 km s^{-1} comme le montre la figure 3.6. On y voit des spectres en vitesse de plusieurs lignes de visée, on y voit clairement l'IVC et l'HVC.

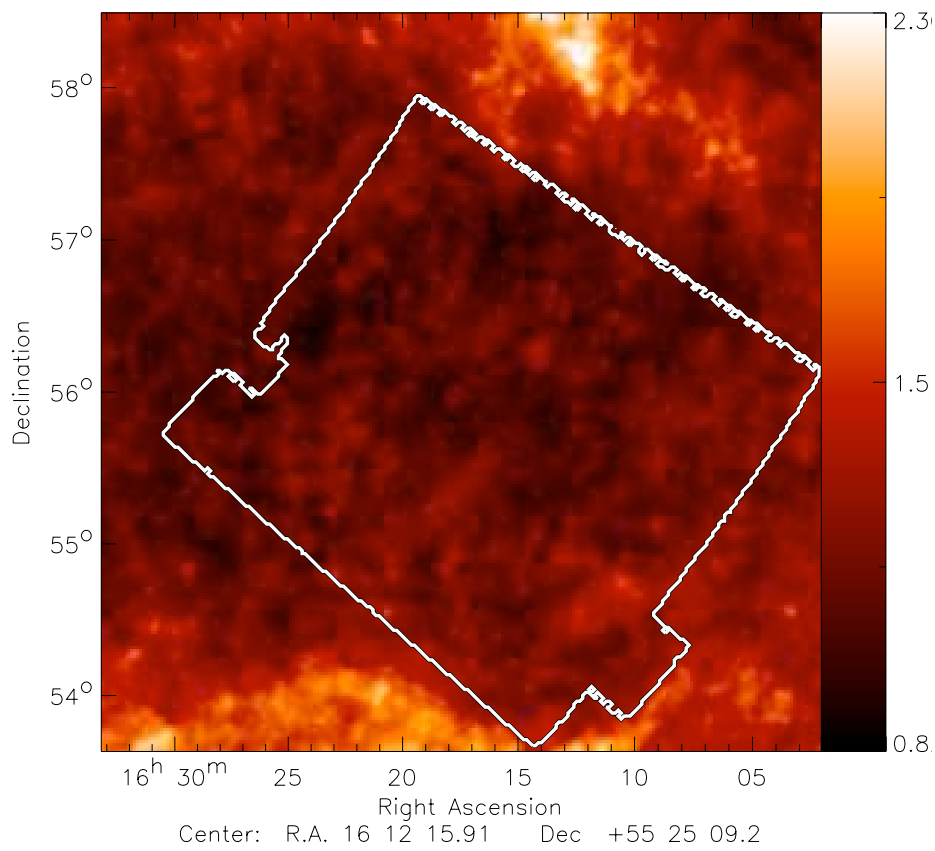


FIGURE 3.7 – La carte IRIS à 100 μm , sources soustraites. L'unités est en MJy/sr. Le contour blanc représente le champs N1 observé par Spitzer/MIPS.

	MIPS 160 μm	IRIS 100 μm	IRIS 60 μm	GBT 21 cm
FWHM (arcmin)	0.64	4.3 \pm 0.2	4.0 \pm 0.2	9.1

TABLE 3.1 – FWHM effective des PSFs (Stansberry *et al.*, 2007; Miville-Deschênes and Lagache, 2005; Boothroyd *et al.*, 2011) à 160 μm , 100 μm et 21 cm, respectivement.

3.2.3 Les données IRAS

J'ai utilisé les données IRIS ('re-processed IRAS maps') à 60 et 100 μm pour calculer les émissivités de la poussière corrélée au HI et le spectre de puissance des anisotropies du FDI à 100 μm . Cette nouvelle génération de cartes IRAS a bénéficié d'une meilleure soustraction de la lumière zodiacale, d'un étalonnage photométrique et d'un niveau zéro compatible avec les données de DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) et d'un 'destriping' amélioré (Miville-Deschênes and Lagache, 2005).

IRAS a fait deux relevés du ciel entier (HCON-1 et HCON-2 pour Hours CONfirmation) ainsi qu'un troisième couvrant 75 % du ciel (HCON-3). Ces trois relevés ont été traité de la même façon incluant le 'deglitching', une vérification de la stabilité du niveau zéro, une vérification à l'oeil des 'glitches' et artifacts résiduels et de la soustraction de la lumière zodiacale. Afin de construire la carte finale (HCON-0), les trois HCONs ont été additionnés en prenant en compte la couverture. Nous utiliserons les différents HCONs pour déterminer le spectre de puissance du bruit instrumental.

On fait l'hypothèse que la PSF d'IRIS est Gaussienne (Miville-Deschênes *et al.*, 2002) :

$$P(k) = \exp\left(-\frac{k^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (3.1)$$

avec $\sigma_k = 0.065 \pm 0.005 \text{ arcmin}^{-1}$ à 100 μm ce qui correspond à une Gaussienne avec $\sigma = 1.8 \pm 0.1 \text{ arcmin}$ dans l'espace réel. Les sources sont soustraites jusqu'à 10σ (Miville-Deschênes and Lagache, 2005). La carte finale est montrée sur la figure 3.7.

Les FWHM des différents instruments sont donnés dans la table 3.1.

3.3 Spectre de puissance et barres d'erreurs

Nous avons vu précédemment (Eq. 2.2) que le spectre de puissance d'une carte IR est composé de plusieurs contributions : les cirrus, le regroupement des galaxies IR, le bruit de Poisson et le bruit instrumental. L'estimation de chacune de ces composantes est nécessaire pour déterminer la composante du regroupement.

Le bruit instrumental $N(k)$ est calculé à partir de deux cartes indépendantes du champ N1. A 100 μm , les différents HCONs ont été utilisés et à 160 μm nous avons construit deux cartes avec les BCDs pairs et impairs. Afin de prendre en compte la non-homogénéité de la couverture nous avons utilisé la méthode décrite dans Miville-Deschênes and Lagache (2005). Ils font l'hypothèse que le niveau du bruit instrumental B est stationnaire et négligent le bruit de photons. Le niveau

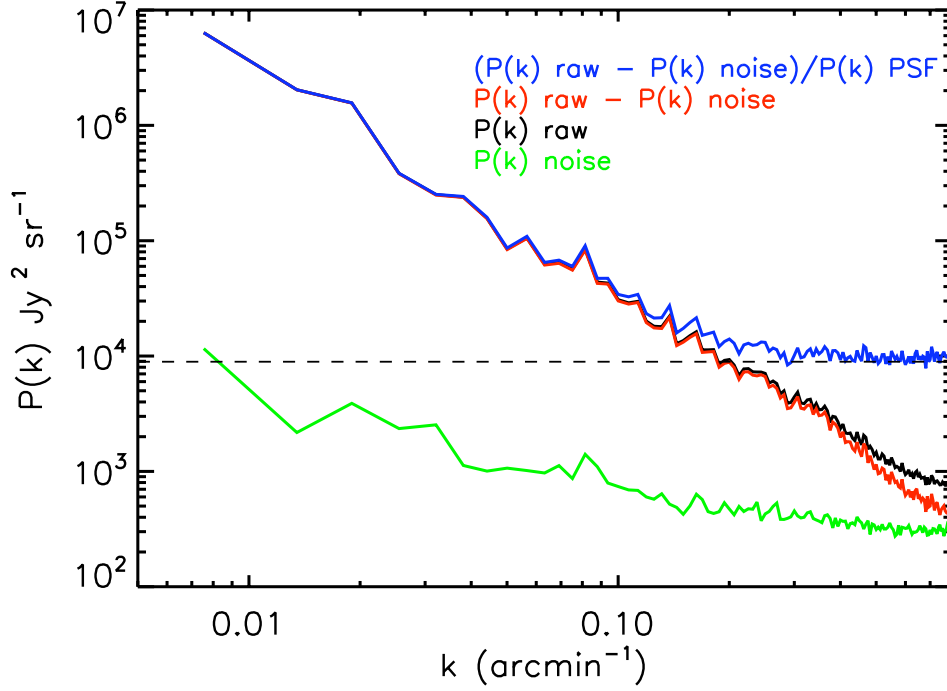


FIGURE 3.8 – Spectres de puissance à 160 μm . La ligne noire représente le spectre de puissance de la carte originale $P_{raw}(k)$, la courbe rouge : $P_{raw}(k) - N(k)$ et la courbe bleue est le spectre de puissance précédent divisé par celui de la PSF. La composante résultante horizontale donne le niveau du bruit de Poisson. On représente ce dernier par la ligne en tirets noirs. On obtient un niveau de $9 \times 10^3 \text{Jy}^2/\text{sr}$. La courbe verte montre le spectre de puissance du bruit.

de bruit à la position (x, y) pour la carte i est :

$$\sigma_i(x, y) = \frac{B}{\sqrt{N_i(x, y)}} \quad (3.2)$$

où $N_i(x, y)$ est la carte de couverture de la carte i . Le niveau de bruit de la carte finale (les cartes indépendantes additionnées) est :

$$\sigma_0(x, y) = \frac{B}{\sqrt{N_{tot}(x, y)}} \quad (3.3)$$

où $N_{tot}(x, y) = \sum N_i(x, y)$. Le niveau de bruit de la différence des cartes indépendantes (i et j) :

$$\sigma_{i-j}(x, y) = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_j^2} \quad (3.4)$$

$$= B \sqrt{\frac{1}{N_i(x, y)} + \frac{1}{N_j(x, y)}} \quad (3.5)$$

En combinant les deux dernières équations, on obtient le niveau de bruit de carte finale :

$$\sigma_0(x, y) = \sigma_{i-j} \sqrt{\frac{N_i(x, y)N_j(x, y)}{N_{tot}(x, y)[N_i(x, y) + N_j(x, y)]}} \quad (3.6)$$

Field	B_{100}/B_{160}	$B_{100}/B_{160} > 95'$	$B_{100}/B_{160} < 95'$
LH	0.62 ± 0.01	0.30 ± 0.01	0.64 ± 0.01
N1	0.50 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.76 ± 0.01
Cirrus color			
Boulanger <i>et al.</i> (1996)		0.50	
Flagey <i>et al.</i> (2009)		0.27-0.5	
Bot <i>et al.</i> (2009)		0.36-0.6	
CIB color			
Lagache <i>et al.</i> (2003)			0.65

TABLE 3.2 – Couleurs B_{100}/B_{160} aux échelles plus grandes/petites que $95'$ et pour toutes les échelles dans le Lockman Hole et dans le champ N1. Les quatre dernières lignes donnent la couleur des cirrus et du CIB d’après Boulanger *et al.* (1996), Flagey *et al.* (2009), Bot *et al.* (2009) et Lagache *et al.* (2003), respectivement.

j’ai donc obtenu deux cartes de bruit à 100 et 160 μm dont j’ai ensuite calculé le spectre de puissance afin de le soustraire au spectre de la carte originale. Ce dernier a ensuite été divisé par le spectre de puissance de la PSF afin d’obtenir le bruit de Poisson à haut k . La figure 3.8 montre ces spectres à 160 μm . Le niveau du bruit de Poisson est $P_{\text{pois}}(k) = 9013 \pm 100 \text{ Jy}^2$ or Lagache *et al.* (2007) ont trouvé $9848 \pm 120 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. Cette différence est due aux limites en flux appliquées pour l’extraction de sources. Dans cette étude, nous soustrayons des sources à plus bas flux, ce qui baisse le niveau du bruit de Poisson.

Les barres d’erreurs du spectre de puissance sont calculées à partir de cartes simulées contenant le signal et le bruit instrumental dont l’analyse est faite avec le même ‘pipeline’ que pour les données. Nous obtenons donc un jeu de spectres des puissance dont nous calculons la matrice de covariance. Les termes diagonaux sont les barres d’erreurs. En ce qui concerne la soustraction spatiale des cirrus, cette erreur n’est pas statistique mais systématique. L’erreur n’est due qu’à l’erreur sur les émissivités $\delta\alpha_i$ (cf Sect 3.4.2). L’erreur sur la carte dont on a soustrait les cirrus, due uniquement à la soustraction spatiale est de l’ordre de $(\delta\alpha)^2 \times P(k)$, négligeable devant l’erreur statistique.

Nous avons vu précédemment qu’il reste des incertitudes dans la détermination de la PSF. Afin de les prendre en compte, plusieurs PSFs (la nôtre, celle déterminée sur le champ du CDFS, la STiny Tim) ont été utilisées dans le même pipeline. La encore j’ai obtenu un jeu de spectres de puissance dont j’ai calculé la matrice de covariance. Ces erreurs sont ajoutées en quadrature aux erreurs statistiques.

3.4 La composante Galactique

Dans les travaux précédents, la composante Galactique a été estimée de différentes façons. Dans un premier temps, elle a été considérée $\propto k^{-3}$ (Lagache and Puget, 2000), puis estimée avec les données IRAS à 100 μm (Lagache *et al.*, 2007; Amblard *et al.*, 2011) et finalement considérée comme étant négligeable à grandes longueurs d’onde (Viero *et al.*, 2009). Dans cette section, je vais, dans un premier temps, déterminer le spectre de puissance de la composante galactique à partir des données IRAS à 100 μm . L’avantage de ces données est que l’on a tout le ciel, on a donc accès aux grandes échelles où le spectre de puissance des cirrus $\propto k^{-3}$ domine le spectre de

			Dust/HICorrelation coefficients in N1/MIPS			Dust/HICorrelation coefficients in N1/GBT	
			60	100	160	60	100
λ	(μm)						
α_{λ}^{local}		cette thèse	0.175 ± 0.056	0.87 ± 0.14	2.46 ± 0.43	0.175 ± 0.014	0.877 ± 0.028
α_{λ}^{IVC}		cette thèse				0.207 ± 0.015	0.699 ± 0.038
α_{λ}^{HVC}		cette thèse	-0.004 ± 0.015	0.034 ± 0.031	0.31 ± 0.08	-0.001 ± 0.007	0.010 ± 0.023
α_{λ}^{local}		MAMD 2005	0.16 ± 0.02	0.80 ± 0.08	1.7 ± 0.02		
α_{λ}^{IVC1}		MAMD 2005	0.35 ± 0.04	0.70 ± 0.09	2.7 ± 0.4		
α_{λ}^{IVC2}		MAMD 2005	0.31 ± 0.04	0.9 ± 0.1	1.4 ± 0.4		
α_{λ}^{HVC}		MAMD 2005	0.05 ± 0.01	0.055 ± 0.015	0.8 ± 0.1		
α_{λ}^{local}		Planck 2011				0.166 ± 0.011	0.862 ± 0.033
α_{λ}^{IVC}		Planck 2011				0.213 ± 0.012	0.723 ± 0.036
α_{λ}^{HVC}		Planck 2011				-0.001 ± 0.007	-0.009 ± 0.022
$\langle residue \rangle$	(MJy/sr)	cette thèse		0.58	0.76		
CIB mean	(MJy/sr)	Béthermin 2011		0.30	0.63		

TABLE 3.3 – Émissivités et niveaux du FDI. Colonnes 4, 5, 6 : émissivités (en unité de MJy/sr (10^{20} H atoms) $^{-1}$ cm 2) à 60, 100 et 160 μm dans N1/MIPS comparées à celles de la littérature. Colonnes 7 et 8 : émissivités calculées dans N1/GBT à 60 et 100 μm . Les incertitudes sont à 1σ et prennent en compte la variance statistique et le bruit instrumental. Les émissivités de Miville-Deschênes *et al.* (2005) ont été déterminées dans le champs XFLS de *Spitzer* et celles de Planck Collaboration *et al.* (2011a) sont pour N1/GBT. L'avant dernière ligne donne la valeur moyenne de la carte résiduelle et la dernière ligne donne les niveaux du FDI de Béthermin *et al.* (2011). La valeur à 160 μm a été corrigée de l'offset (cf sect. 3.6.1)

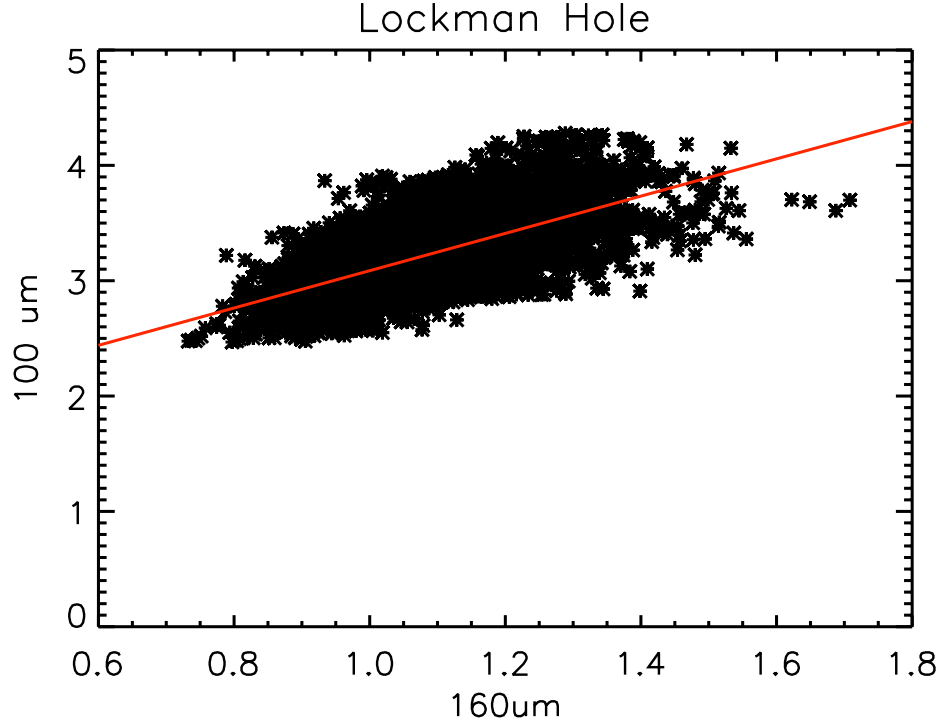


FIGURE 3.9 – Régression linéaire entre les cartes à 100 et 160 μm dans le Lockman Hole. La ligne rouge est l’ajustement de la corrélation.

puissance des anisotropies du FDI ce qui n’est pas le cas à 160 μm .

3.4.1 Contribution des cirrus avec IRAS 100 μm

D’après Miville-Deschênes *et al.* (2007), le spectre de puissance des cirrus est une loi de puissance :

$$P_{\text{cirrus}}(k) = P_0 \left(\frac{k}{k_0} \right)^\beta \quad (3.7)$$

où P_0 est la normalisation du spectre à $k_0 = 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$. A 100 μm , β a pour valeur moyenne -2.9 ± 0.2 mais peut varier entre $\beta = -3.6$ et $\beta = -2.5$. Il augmente légèrement avec la brillance du champ à cause de la gravité ou des variations spatiales de la température de la poussière dans les régions de formation d’étoiles. Dans les régions où $B_{100} < 10 \text{ MJy/sr}$, le niveau des fluctuations de brillance P_0 est prortionnel à B_{100}^2 . Miville-Deschênes *et al.* (2007) ont montré que cela est dû au fait que le niveau des fluctuations de brillance observée à une certaine taille angulaire sur le ciel sont la somme de toutes les fluctuations dont l’amplitude augmente avec la distance sur la ligne de visée. Le spectre de puissance des cirrus domine le spectre de puissance à grande échelle ($k < 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$) de la carte IR. Le champ de 10 degrés carré à 160 μm ne permet pas de sonder ce régime sérieusement, une carte plus grande est donc nécessaire. Pour cela, j’ai utilisé une carte de 225 deg^2 d’IRIS à 100 μm centré sur N1 à laquelle j’ai soustrait préalablement les sources. J’ai ajusté une loi de puissance au spectre de puissance de cette carte pour $k < 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$ et j’ai obtenu $\beta = -2.53 \pm 0.03$ et $P_0 = (4.93 \pm 0.20) \times 10^6 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. Afin de comparer ces résultats aux travaux précédents (par exemple Lagache *et al.* (2007) dans le ‘Lockman Hole’), P_0 doit être

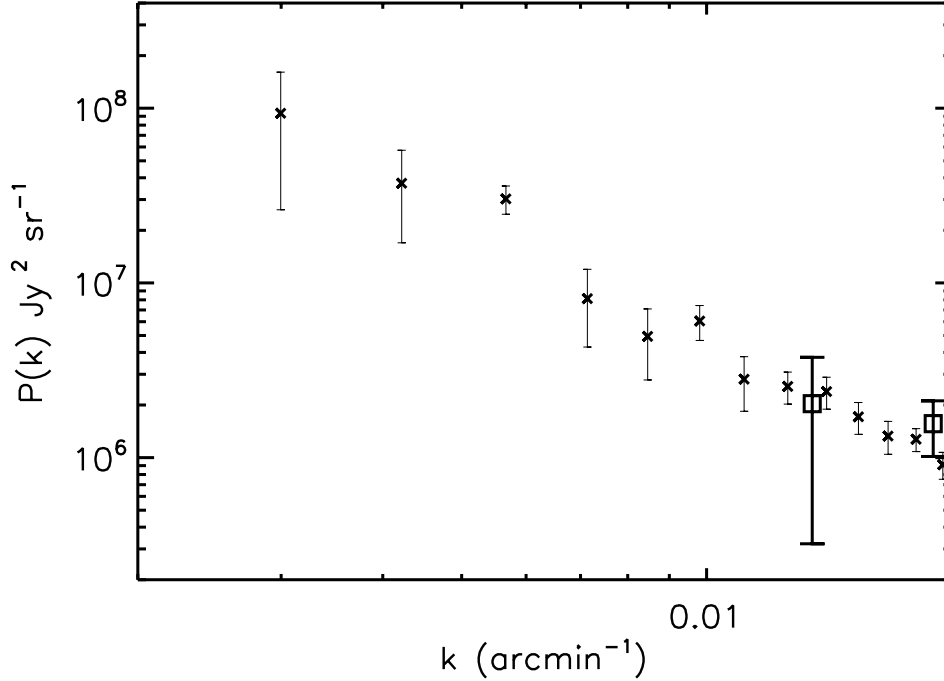


FIGURE 3.10 – Spectres de puissance à 100 μm normalisé par $B_{100,\text{cirrus}}^{10\text{deg}^2}/B_{100,\text{cirrus}}^{225\text{deg}^2} \times (B_{160}/B_{100})^2$ en bleu. Les carrés noirs représentent le spectre de puissance à 160 μm . Ils sont en très bon accord.

normalisé par le rapport des brillances des cirrus car $P_0 \propto B_{\text{cirrus}}^2 = (B_{100} - B_{\text{CIB}})^2$. En accord avec Lagache *et al.* (2000), $B_{\text{CIB}} = 0.78$ MJy/sr, alors $B_{\text{cirrus}}^{\text{us}} = 1.25$ MJy/sr. Lagache *et al.* (2007) avait $B_{\text{cirrus}}^{\text{Lagache}} = 0.51$ MJy/sr, d'où, on obtient $P_{0,\text{normalised}}^{\text{Lagache}}$:

$$P_{0,\text{normalised}}^{\text{Lagache}} = P_0^{\text{Lagache}} \times \left(\frac{B_{\text{cirrus}}^{\text{us}}}{B_{\text{cirrus}}^{\text{Lagache}}} \right)^2 = 4.20 \pm 0.93 \times 10^6 \text{ Jy}^2/\text{sr} \quad (3.8)$$

qui est en accord avec notre valeur de P_0 .

Afin de comparer le spectre de puissance à 100 μm directement à celui à 160 μm , le spectre de puissance à 100 μm doit être normalisé par $(B_{160}/B_{100})^2$ (Roy *et al.*, 2010). On appelle ce rapport la **couleur entre deux cartes** B_{160}/B_{100} . Le calcul de la couleur entre deux cartes se fait de la façon suivante :

- Convolution des deux cartes au même ‘beam’.
- Projection d’une carte sur l’autre.
- Soustraction des sources identiques (même limite en flux et les mêmes paramètres d’extraction).
- Régression linéaire entre les brillances des deux cartes.

Dans un premier temps, j’ai calculé la couleur sur les cartes complètes sans distinction d’échelles et les valeurs obtenues n’étaient pas en accord avec la littérature. La figure 3.9 montre la corrélation des deux cartes et la dispersion importante. Or cette couleur dépend de l’échelle spatiale, en effet aux grandes échelles spatiales, les cirrus dominant l’émission IR alors que aux plus pe-

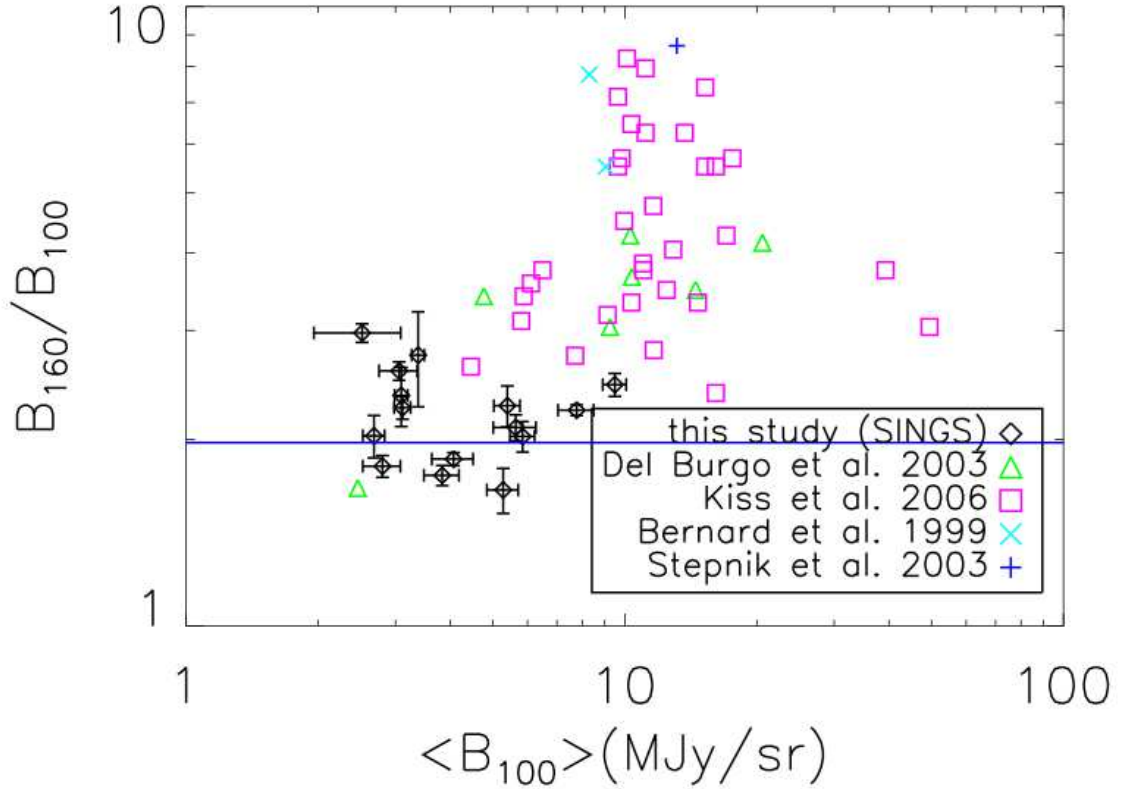


FIGURE 3.11 – Variations de B_{160}/B_{100} avec $\langle B_{100} \rangle$. La ligne bleue représente $B_{160}/B_{100}=2$. Tiré de Bot *et al.* (2009).

tites échelles, ce sont les anisotropies du FDI. J'ai donc fait une décomposition en ondelettes des cartes afin de séparer les différentes échelles et de calculer la couleur de chacune. Cependant, là encore, les résultats n'étaient pas ceux escomptés. Les données ne sont pas d'une qualité suffisante pour faire ce genre d'analyse, j'ai donc simplement séparé les grandes (>95 arcmin) et les petites (<95 arcmin) échelles. De plus j'ai supprimé les échelles < 6 arcmin car elles sont dominées par le bruit. Afin d'accroître la statistique j'ai fait une analyse similaire dans le Lockman Hole (Lockman *et al.*, 1986) en utilisant les données de Lagache *et al.* (2007). Les résultats sont listés dans la table 3.2 et comparés aux résultats de la littérature. Aux échelles < 95 arcmin, nos résultats sont en accord avec les prédictions des anisotropies du FDI de Lagache *et al.* (2003). Par contre, ils sont incompatibles aux grandes échelles avec les résultats de Boulanger *et al.* (1996). Cette différence est due aux changements de propriétés des cirrus en fonction du champ considéré. Par exemple, Flagey *et al.* (2009) ont calculé la même couleur B_{160}/B_{100} dans le complexe du Taureau. Ils ont trouvé $B_{100}/B_{160} = 0.25 \pm 0.01$ sur tout le complexe alors que localement, ils ont mesuré que ce même rapport varie entre 0.27 et 0.5. Bot *et al.* (2009) ont aussi calculé la couleur B_{160}/B_{100} dans un grand nombre de petites régions du ciel autour de galaxies proches ($\sim 0.1 \text{ deg}^2$). Ils trouvent également des couleurs variant fortement avec le champ : entre $B_{100}/B_{160} = 0.36$ et $B_{100}/B_{160} = 0.60$. Dans les deux cas, ils expliquent ces différences par la variation du champ de radiation interstellaire et/ou l'abondance des petits et des gros grains.

Donc, en conclusion, pour pouvoir comparer les spectres de puissance à 100 et 160 μm , il faut normaliser le spectre à 100 μm par $B_{100,\text{cirrus}}^{10\text{deg}^2}/B_{100,\text{cirrus}}^{225\text{deg}^2}$ puis par $(B_{160}/B_{100})^2 = (1/0.35)^2$, la couleur à grande échelle correspondant à la couleur des cirrus limitée à $k < 0.02 \text{ arcmin}^{-1}$ où les cirrus dominant. La figure 3.10 montre la comparaison de ces deux spectres. Ils sont en très bon accord à grande échelle $k < 0.02 \text{ arcmin}^{-1}$.

3.4.2 Couleurs des poussières et émissivités poussière/HI

La poussière qui est chauffée par le champ de radiation interstellaire et qui émet dans l'IR est mélangée au nuage de gaz. Il en découle une forte corrélation entre l'émission IR et la raie à 21 cm du HI. Boulanger and Perault (1988) ont montré que cette corrélation est particulièrement forte à haute latitude Galactique à 60 et 100 μm . Cette corrélation a donc été couramment utilisée pour l'étude des propriétés de la poussière. Par exemple, Boulanger *et al.* (1996) ont déterminé le spectre de la poussière associé au HI.

Dans cette section, j'ai utilisé les données à 21 cm du GBT pour calculer l'émission dans le lointain IR des cirrus (qui sera ensuite soustraite dans la section 3.5).

Dans le champ N1, il y a trois composantes en vitesse HI : la composante locale, un IVC et un HVC. Dans un premier temps, je vais calculer l'émission intégrée de chacune de ces composantes en sommant les canaux en vitesse avec $-14 \text{ km/s} < V_{LSR} < 43 \text{ km/s}$ pour la composante locale, $-79 \text{ km/s} < V_{LSR} < -14 \text{ km/s}$ pour l'IVC et $-163 \text{ km/s} < V_{LSR} < -79 \text{ km/s}$ pour l'HVC. Dans un second temps, l'hypothèse du cas optiquement mince permet d'estimer la densité de colonne :

$$N_{HI}(x, y) = 1.823 \times 10^{18} \sum_v T_B(x, y, v) dv \quad (3.9)$$

où N_{HI} est la densité de colonne du HI en unité de $10^{20} \text{ atomes/cm}^{-2}$, T_b est la température de brillance et v la vitesse.

Le milieu interstellaire dans N1 semble être dominé par de l'hydrogène neutre qui atteint un pic $N_{HI} \approx 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ dans chacune des ses trois composantes. De plus la température de brillance de la raie du HI est toujours $< 8.9 \text{ K}$. Alors que l'hydrogène moléculaire H_2 n'apparaît que dans des régions où $N_{HI} > 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ et $T_b > 12 \text{ K}$ (Gillmon *et al.*, 2006; Liszt, 2002; Lockman and Condon, 2005), il est peu probable qu'il y ait une quantité significative de H_2 dans N1. On peut donc appliquer la décomposition de Miville-Deschênes *et al.* (2005) :

$$I_\lambda = \sum \alpha_\lambda^i N_{HI}^i(x, y) + C_\lambda(x, y) \quad (3.10)$$

où I_λ est la carte IR, $N_{HI}^i(x, y)$ est la densité de colonne de la composante HI i , α_λ^i est l'émissivité de la composante i à la longueur d'onde λ et $C_\lambda(x, y)$ est un terme résiduel (offset+CIB). Les émissivités ou coefficients de corrélation IR/HI sont estimés avec une minimisation du χ^2 . Les barres d'erreurs données par la fonction utilisée ne sont valides que si le bruit de la carte IR est Gaussien et si le bruit sur N_{HI} est négligeable or ce n'est pas forcément le cas. En effet, la carte IR contient le bruit instrumental et les anisotropies du FDI. Afin de prendre cela en compte Planck Collaboration *et al.* (2011a) ont effectué des simulations Monte-Carlo pour estimer les erreurs sur les α_λ^i pour IRIS 60 et 100 μm . Ils en ont déduit des coefficients, de l'ordre de 7, par lesquels il faut multiplier les premières erreurs (avec l'hypothèse du bruit Gaussien). J'ai donc multiplié mes erreurs par ces coefficients. A 160 μm , la moyenne des coefficients à 100 et 350

μm a été prise car leurs valeurs changent peu avec la longueur d’onde.

Les émissivités α_λ^i ont été calculées à 60, 100 et 160 μm dans N1/MIPS (le champ N1 réduit à la couverture de MIPS) et à 60 et 100 μm dans N1/GBT (le champ couvert par les données GBT). La figure 3.5 montre que N1/MIPS ne contient pas l’IVC. Afin d’éviter tout ajout de bruit nous n’utiliserons que les deux autres composantes du HI dans ce champ. Les résultats sont listés dans la table 3.3.

Les émissivités de la composante locale sont en accord avec Miville-Deschênes *et al.* (2005) aux trois longueurs d’onde. Ils ont utilisé des observations du GBT (Lockman and Condon, 2005) pour calculer les émissivités dans le champ **Spitzer Extragalactic First Look Survey**. Il y a deux IVC dans leur champ et leurs émissivités sont en accord avec les nôtres à 100 μm . Cependant, ce n’est pas le cas à 60 μm . Pour l’IVC1 et l’IVC2, ils trouvent $B_{60}/B_{100} = 0.50$ et 0.34 respectivement alors que nous obtenons $B_{60}/B_{100} = 0.30$. Cette valeur est en accord avec Planck Collaboration *et al.* (2011a) qui ont mesuré $0.23 < B_{60}/B_{100} < 0.42$ dans 14 champs couvrant 800 deg^2 du ciel. Ils ont interprété ces différences comme la contamination de l’émission à 60 μm par une émission hors-équilibre due à une abondance relative des petits grains comparée aux gros grains. De plus, l’HVC est détecté à 160 μm ce qui confirme la détection de poussières dans un HVC. Finalement, on peut remarquer que nos résultats sont en accord avec Planck Collaboration *et al.* (2011a) qui ont fait une analyse similaire dans N1.

L’utilisation des émissivités permet de calculer des couleurs et les comparer aux travaux précédents. Dans cette étude, $B_{160}/B_{100} = 2.87$ pour la composante locale. Bot *et al.* (2009) ont soustrait la valeur moyenne du FDI, 0.78 MJy/sr de leurs $\langle B_{100} \rangle$ et ils ont observé une augmentation du rapport B_{160}/B_{100} avec $\langle B_{100} \rangle$ comme le montre la figure 3.11. Cela implique que les régions les plus brillantes sont plus froides. Afin de pouvoir comparer nos résultats à leurs travaux, j’ai soustrait la même valeur de 0.78 MJy/sr de mon $\langle B_{100} \rangle$ (même si je trouve une valeur du FDI de 0.58 MJy/sr (cf 3.3)). Cela résulte en $\langle B_{100} \rangle = 0.4$ MJy/sr ce qui est beaucoup plus faible que leurs valeurs. En effet, ils n’ont gardé que les régions ayant $\langle B_{100} \rangle > 2.5$ MJy/sr afin d’être uniquement dominé par les variations de l’émission des cirrus. Leurs champs ont une valeur typique de $B_{160}/B_{100} \sim 2$, proche de ma valeur. Mon faible $\langle B_{100} \rangle$ implique qu’il y aurait un plateau de $B_{160}/B_{100} \sim 2$ pour des valeurs de $\langle B_{100} \rangle$ inférieures à 2.5 MJy/sr comme on peut le voir sur la figure 3.11. De plus on peut comparer la valeur de la couleur de la composante locale aux valeurs de la table 3.2 qui ont été calculées avec une régression linéaire entre les deux cartes, $B_{100}/B_{160} = 0.35$ et on retrouve cette même valeur avec les émissivités.

Le CIB devrait être la seule composante astrophysique dans les cartes résiduelles. Afin de vérifier cela, on peut regarder si la valeur moyenne de cette carte est en accord avec le niveau du FDI. La valeur à 160 μm est discuté dans la section 3.6.1. Ils ne sont pas en accord à 100 μm , ce qui peut être attribué à des résidus de zodiacal dans la carte IRIS (cf 3.6.2). Nous ne calculons pas la valeur moyenne du résidu à 60 μm car le niveau du FDI est de l’ordre des résidus de lumière zodiacale (Renault *et al.*, 2001).

Les émissivités à 100 et 160 μm permettent de calculer les températures des gros grains dans chaque composante (discuté dans la Sect. 4.3 de l’article)

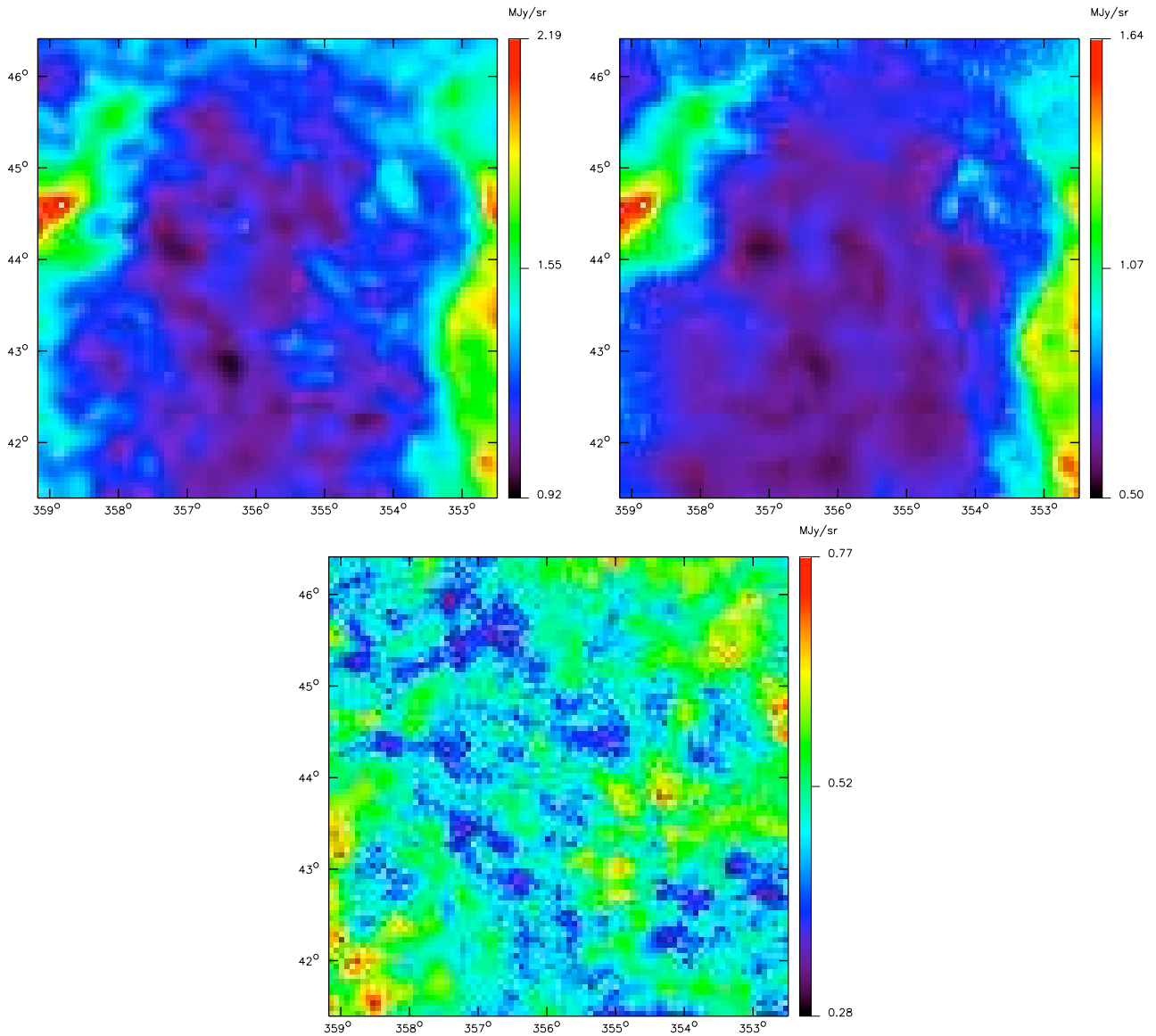


FIGURE 3.12 – De gauche à droite et de bas en haut : carte IRIS à 100 μm projetée sur la carte du GBT convoluée par le ‘beam’ du GBT. Emission des cirrus (local+IVC+HVC) à 100 μm (émissivité $\times N_{HI}$). Carte IRIS 100 μm à laquelle on a soustrait l’émission des cirrus.

3.5 Soustraction de la composante Galactique

Dans cette section, je vais, dans un premier temps montrer que la soustraction de la composante Galactique doit se faire dans l’espace des cartes et non dans l’espace des spectres de puissance. Puis j’appliquerai cette soustraction à 100 et 160 μm .

3.5.1 Soustraction des cirrus spatialement ou sur le spectre de puissance & barres d’erreurs

On peut soustraire la contribution des cirrus de deux façons différentes : spatialement sur la carte IR ou sur le spectre de puissance de la carte IR. Dans un premier temps il nous faut vérifier

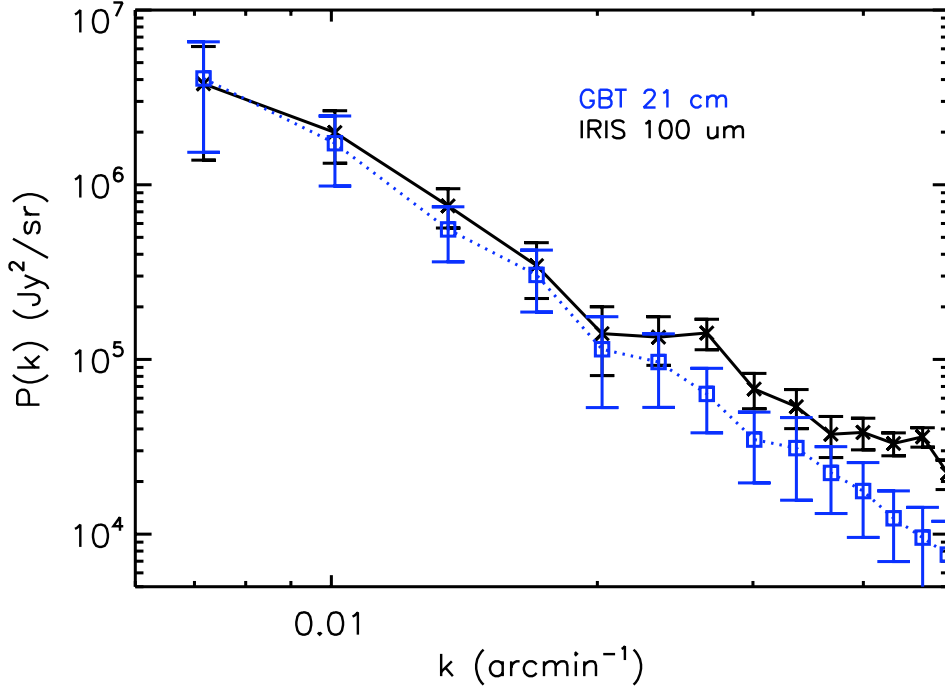


FIGURE 3.13 – Spectres de puissance de la carte IRIS à 100 μm en noir et spectre de puissance de la contribution des cirrus calculé à partir du HI à 100 μm . La différence observée à $k > 0.02$ arcmin^{-1} est due au regroupement des galaxies IR.

l'équivalence de ces deux méthodes. Pour ce faire, on considère le spectre de puissance du FDI $\hat{P}_{FDI}(k)$ comme notre estimateur pour ce test et on calcule sa variance dans les deux cas dans l'hypothèse naïve où les deux composantes (FDI et cirrus) sont Gaussiennes. Il y a deux cartes A et B, contenant respectivement le FDI + composante galactique (CG) et uniquement la CG. Dans l'espace de Fourier, on a $a_k^A = a_{k,FDI} + a_{k,CG}$ et $a_k^B = a_{k,CG}$ où les a_k sont les coefficients de Fourier. Le spectre de puissance s'écrit alors :

$$\hat{P}_{FDI}(k) = \langle a_{k,FDI}^2 \rangle \quad (3.11)$$

Il s'avère que les valeurs moyennes des spectres de puissance des anisotropies du FDI sont égales pour les deux méthodes. Par contre, ce n'est pas le cas de leurs variances. En effet, dans le cas de la soustraction spatiale :

$$\text{Var}(\hat{P}_{FDI}) = \langle (a_k^A - a_k^B)^2 \rangle - \langle (a_k^A - a_k^B) \rangle^2 \quad (3.12)$$

$$= \text{Var}(P_{FDI}) \quad (3.13)$$

Alors que dans le cas de la soustraction sur le spectre de puissance, un terme de corrélation entre le spectre de puissance des cirrus et celui des anisotropies du FDI apparaît en plus de la variance du spectre de puissance du FDI :

$$\text{Var}(\hat{P}_{FDI}) = \langle (a_k^A a_k^A - a_k^B a_k^B)^2 \rangle - \langle (a_k^A a_k^A - a_k^B a_k^B) \rangle^2 \quad (3.14)$$

$$= \text{Var}(P_{FDI}) + \text{Var}(P_{FDI}) \times (a_k^B)^2 \quad (3.15)$$

$$(3.16)$$

Il en découle, d'après cet argument simple, que les barres d'erreur sont plus petites dans le cas de la soustraction spatiale, ce qui a été vérifié avec des simulations. Pour cela, j'ai généré des cartes contenant le signal et le bruit instrumental que j'ai analysées avec les deux méthodes. Les barres d'erreur sont en effet plus petites dans le cas de la soustraction spatiale. Cette dernière permet de soustraire chaque moment de la statistique alors que l'autre méthode soustrait seulement le moment sur le spectre de puissance.

3.5.2 Contribution de la composante Galactique au spectre de puissance à 100 μm

Dans un premier temps, il nous faut comparer le spectre de puissance à 100 μm obtenu avec les données HI et celui calculé sur la carte IRIS dans le champ N1/GBT afin de vérifier que le HI trace bien toute la poussière Galactique. Il faut donc construire une carte de l'émission des cirrus à 100 μm . Pour ce faire, on fait la somme de la colonne de densité de chaque composante en vitesse (local, HVC, IVC) que l'on multiplie par l'émissivité associée (cf Sect. 3.4.2) :

$$B_{100} = \alpha_{100}^{local} \times N_{HI}^{local} + \alpha_{100}^{IVC} \times N_{HI}^{IVC} + \alpha_{100}^{HVC} \times N_{HI}^{HVC} \quad (3.17)$$

La figure 3.12 montre la carte à 100 μm projetée sur celle du GBT et convoluée par le 'beam' du GBT ainsi que la carte de l'émission des cirrus calculée à partir des données HI. La dernière carte représente le résidu de la carte IRIS à laquelle on a soustrait la contribution des cirrus. Il est clair que la majeure partie de la contribution des cirrus a été enlevée, la carte résiduelle ne contient que les anisotropies du FDI. Cet effet est encore plus flagrant sur la figure 3.13. On y voit le spectre de puissance de la carte à 100 μm comparé à celui de B_{100} calculé à partir du HI. Ils sont en très bon accord jusqu'à $k \sim 0.02 \text{ arcmin}^{-1}$. Au-delà la différence est due au regroupement des galaxies IR qui est contenu dans la carte à 100 μm . Nous voyons que l'utilisation des émissivités est une méthode robuste pour soustraire la contamination de la composante Galactique dans le lointain IR.

Maintenant que nous avons une carte des anisotropies du FDI nous pouvons calculer son spectre de puissance. Puisque la FWHM du GBT est beaucoup plus grande que celle d'IRIS, il a fallu convoluer la carte IRIS par le 'beam' du GBT (9.1 arcmin). La carte des anisotropies du FDI est donc à la FWHM du GBT, les petites échelles sont alors perdues dans la convolution. Cependant, la contamination des cirrus étant importante uniquement à grande échelle spatiale, on peut construire un spectre de puissance hybride en utilisant le spectre des anisotropies du FDI à grande échelle et celui de la carte originale à petite échelle. La transition entre les deux spectres est à $k = 0.05 \text{ arcmin}^{-1}$. Il est important de noter que la convolution implique une correction du spectre à grande échelle. En effet, il doit être divisé par le spectre de puissance d'une PSF ayant comme FWHM :

$$FWHM = \sqrt{(FWHM_{GBT}^2 - FWHM_{IRIS}^2)} \quad (3.18)$$

La carte de bruit est construite comme dans la section 3.3 et la PSF est celle de la Sect. 3.2.3. J'ai donc soustrait le spectre de puissance du bruit au spectre de puissance de la carte originale puis divisé par le spectre de puissance de la PSF. Le spectre de puissance final est montré sur la figure 3.14. On voit clairement la puissance due aux cirrus qui a été soustraite. Le bruit de Poisson associé est $8690 \pm 190 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ ce qui est en désaccord avec Miville-Deschênes *et al.* (2002) qui ont trouvé $\sim 5.8 \times 10^3 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. Les sources ont été soustraites de la même façon, la différence principale entre ces deux études est la soustraction de la contribution des cirrus. Ils ont ajusté

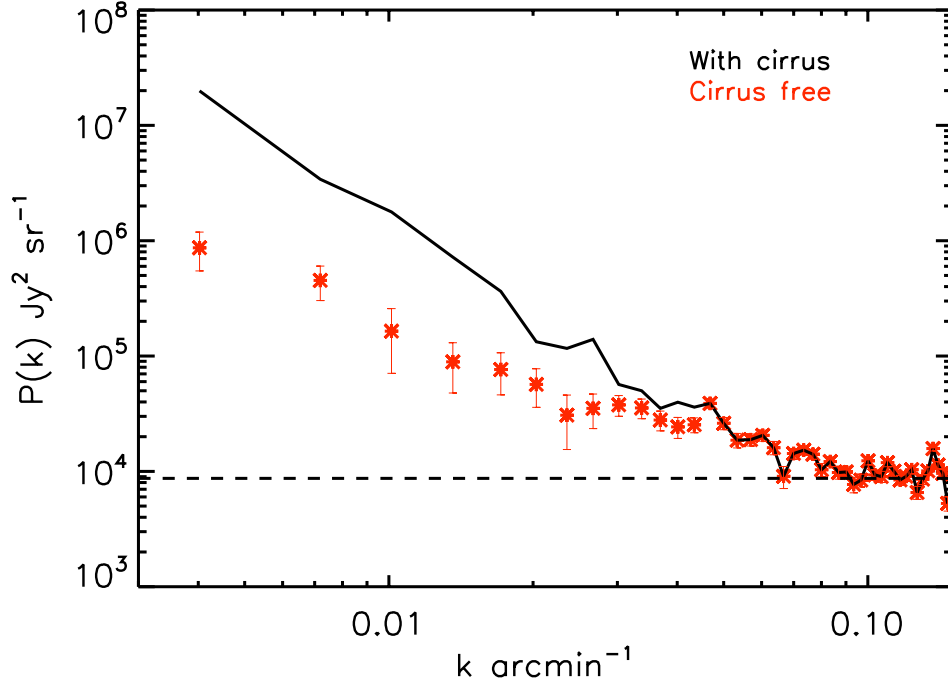


FIGURE 3.14 – Les croix rouges montrent le spectre de puissance final des anisotropies du FDI à $100 \mu\text{m}$. Le spectre de puissance de bruit a été soustrait et le spectre de puissance résultant a été divisé par le spectre de puissance de la PSF. La courbe noire représente le spectre de la carte avec la contribution des cirrus. La ligne en tirets montre le niveau du bruit de Poisson, $\sim 8 \times 10^3 \text{Jy}^2/\text{sr}$.

une loi de puissance à la partie à grande échelle du spectre et ils ont soustrait l’ajustement. Nous avons effectué la même analyse et nous retrouvons bien un bruit de Poisson $\sim 5 \times 10^3 \text{Jy}^2/\text{sr}$. Nous en concluons donc, qu’ils ont sur-estimé la contribution des cirrus en soustrayant une loi de puissance ce qui induit une sous-estimation du niveau du bruit de Poisson.

3.5.3 Contribution de la composante Galactique au spectre de puissance à $160 \mu\text{m}$

En utilisant la même méthode que dans la Sect. 3.5.2, j’ai soustrait l’émission des cirrus à la carte N1/MIPS à $160 \mu\text{m}$. La Fig. 3.15 montre le spectre de puissance total (noir) et celui sans cirrus (rouge). On voit clairement la différence à grande échelle. Nous avons fait un ajustement simple du regroupement du spectre de puissance final (Lagache *et al.*, 2007, à la)). On suppose un spectre linéaire de la DM biaisé et on trouve un biais de l’ordre de 6 qui n’est pas en accord avec la valeur de Lagache *et al.* (2007) ni avec la littérature. Cela sera discuté amplement dans le chapitre suivant. J’ai comparé le spectre résultant à celui de Lagache *et al.* (2007) sur la figure 3.16. Ils sont en très bon accord pour $k > 0.03 \text{arcmin}^{-1}$ où ils sont tous les deux dominés par les anisotropies du FDI (regroupement et Poisson). Par contre aux échelles $< 0.01 \text{arcmin}^{-1}$, il y a plus de puissance dans celui de Lagache *et al.* (2007) car il contient la contribution des cirrus (la

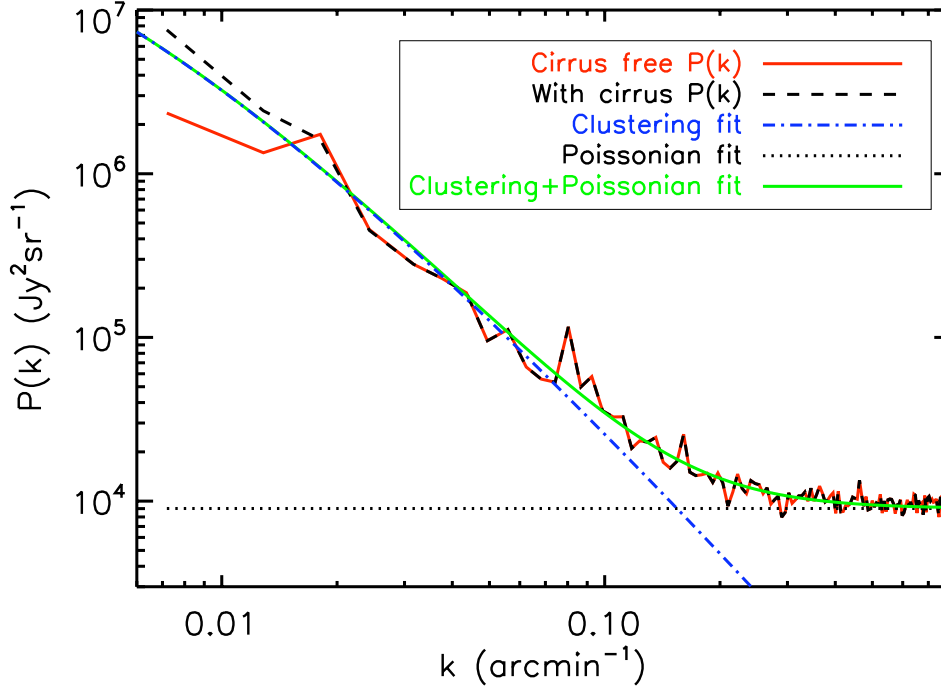


FIGURE 3.15 – Spectre de puissance de la carte N1/MIPS à 160 μm .

ligne en tirets bleus). Il est clair que l'utilisation de données HI à 21 cm est une méthode efficace pour soustraire la contamination des cirrus.

3.6 Niveaux absolus du FDI à 100 et 160 μm

3.6.1 Niveau du FDI avec les 'Total Power Modes' à 160 μm

Les émissivités calculées précédemment et les données HI peuvent être utilisées pour calculer le niveau absolu du FDI à 160 μm .

J'ai utilisé deux 'Total Power Modes' (TPM) de *Spitzer*/MIPS dans le champ N1. Ils ont été planifiés afin de vérifier la calibration de l'émission diffuse à 160 μm . En effet, même dans le cas d'un télescope cryogénique tel que *Spitzer*, il crée une faible composante d'émission thermique aux grandes longueurs d'onde qui contamine les observations standards du mode photométrique. Le mode d'observations TPM évite les effets de cette émission thermique en comparant l'émission de la source (ciel) avec celle d'un 'dark' interne afin de produire une mesure absolue (cf MIPS Handbook § 3.1.12). Ce mode a été conçu justement pour observer des régions étendue ayant une faible émission. Des détails sur les TPMs sont donnés dans l'annexe de l'article.

La figure 3.17 montre les positions des TPMs sur la carte du GBT. Il y a un HVC sur le TPM 1 et seulement la composante locale sur le TPM 2. Dans un premier temps, on compare les valeurs de la carte 'scannée' de MIPS avec celles des TPMs. En soustrayant les TPMs aux mêmes régions sur la carte, on obtient l'offset de la carte (cf table 3.4). Ils sont en accord dans

Name	Coordinates	map	TPM value	offset	$N_{hi,local} \times \alpha_{local}$	$N_{hi,HVC} \times \alpha_{HVC}$	CIB level
1	RA=245.20 Dec=54.98	4.78 ± 0.12	2.59 ± 0.12	2.20 ± 0.24	1.40 ± 0.03	0.43 ± 0.01	0.75 ± 0.16
2	RA=243.28 Dec=55.13	4.14 ± 0.12	2.23 ± 0.12	1.91 ± 0.24	1.43 ± 0.03	0.01 ± 0.01	0.78 ± 0.16

TABLE 3.4 – Observations en Total Power Mode à 160 μm à deux positions du champ N1. La deuxième colonne donne les coordonnées des TPMs, la troisième donne l’intensité de la carte ‘scannée’ et la quatrième l’intensité des TPMs. Les offsets entre la carte ‘scannée’ et les TPMs sont listés dans la colonne 5. Les émissions IR de la composante locale et du HVC sont dans les colonnes 6 et 7. Finalement, la dernière colonne donne les niveaux du FDI à 160 μm . Toutes les valeurs sont en MJy/sr.

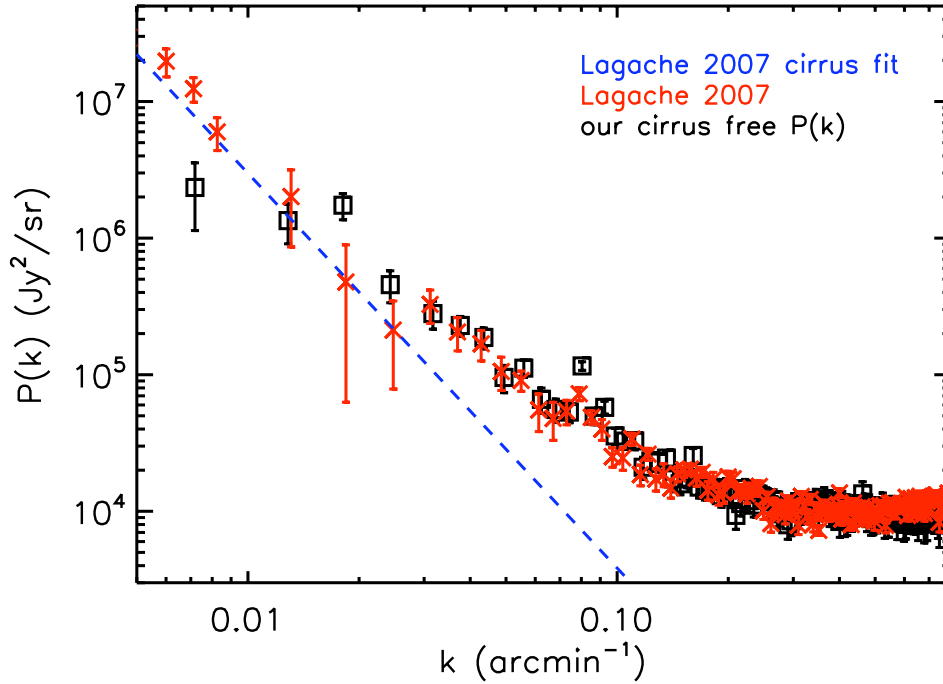


FIGURE 3.16 – Comparaison de notre spectre de puissance à 160 μm (carrés noirs) dans N1 avec celui de Lagache *et al.* (2007) dans le Lockman Hole (croix rouges). Ce dernier contient les anisotropies du FDI et les cirrus. La ligne en tirets bleus représente leur ajustement de la contribution des cirrus.

les deux régions et on obtient une valeur moyenne de l'offset de -2.05 ± 0.24 MJy/sr. Un tel offset n'a aucune conséquences sur l'estimation du spectre de puissance.

L'utilisation des TPMs et des émissivités permet de calculer le niveau absolu de FDI à 160 μm . Les composantes du TPM sont, en sachant que la lumière zodiacale a déjà été soustraite. :

$$\text{TPM} - \text{Zodiacal} = \text{FDI} + \text{Cirrus} \quad (3.19)$$

où l'émission des cirrus est :

$$\text{Cirrus} = \alpha^{local} \times N_{HI}^{local} + \alpha^{IVC} \times N_{HI}^{IVC} + \alpha^{HVC} \times N_{HI}^{HVC} \quad (3.20)$$

Les α^i sont les émissivités calculées précédemment (cf Sect. 3.4.2) sur tout le champ N1/MIPS et sont listées dans la table 3.3. On utilise les émissivités calculées sur le champ entier plutôt que sur les régions des TPMs car ces dernières sont beaucoup trop petites pour donner une mesure précise. La lumière zodiacale a déjà été soustraite avec une valeur de $B_{zodi} = 0.83 \pm 0.12$ MJy/sr. Elle a été estimée grâce au 'Spitzer Background Model' (Reach 2000; Reach *et al.* (1995); Kelsall *et al.* (1998)). L'émission des cirrus sur chaque TPM peut être calculée avec les émissivités (Eq. 3.20), dont on peut déduire le niveau du FDI. Les résultats sont listés dans la table 3.4. La dernière colonne donne les niveaux du FDI. Ils sont en excellent accord dans les deux régions même si la contribution des cirrus est radicalement différente. La valeur moyenne est $B_{160} = 0.77 \pm 0.16$

MJy/sr. Les incertitudes sur la calibration ne sont pas incluses dans la barre d'erreur, elles sont de l'ordre de 12 % (Stansberry *et al.*, 2007). Nos erreurs sont dominées par l'erreur sur l'estimation de la lumière zodiacale.

Nous pouvons comparer cette valeur du FDI à la valeur moyenne de la carte résiduelle de la Sect. 3.4.2 puisque la seule composante astrophysique qui devrait être présente est le FDI. Mais en premier lieu, il faut soustraire à cette valeur moyenne l'offset, 2.05 ± 0.24 MJy/sr. Il en découle $B_{\text{residuel}} = 0.76 \pm 0.16$ MJy/sr, valeur en très bon accord avec la valeur issue des TPMs. Cette valeur est très proche de la dernière détermination obtenue à partir de comptages différentiels profonds. Béthermin *et al.* (2010a) ont trouvé $B_{160} = 0.78^{+0.39}_{-0.15}$ MJy/sr. Juvela *et al.* (2009) ont estimé le niveau du FDI dans les données ISOPHOT. Ils ont fait des régressions linéaires entre les données IR et HI, sans prendre en compte plusieurs composantes en vitesse et sur des petites régions du ciel (~ 25 fois plus petites). Ils ont trouvé $B_{160} = 1.08 \pm 0.32 \pm 0.30$ MJy/sr dans la gamme 150-180 μm où la première erreur est statistique et la deuxième est systématique. Même si notre valeur est compatible à la leur dans les barres d'erreur, notre détermination tend vers une valeur plus basse du FDI. De plus, cette valeur confirme celle de Matsuura *et al.* (2010) dans les données AKARI. Ils ont trouvé $B_{160} = 0.73 \pm 0.21 \pm 0.04$ MJy/sr, la première erreur inclut l'erreur statistique et la calibration et la deuxième est due à l'incertitude sur leur modèle de lumière zodiacale. De plus notre valeur est proche, quoique plus élevée que le FDI prédit par le modèle de Béthermin *et al.* (2011), $B_{160} = 0.63 \pm 0.02$ MJy/sr. Notre mesure du niveau du FDI bénéficie des données Spitzer et GBT sur un grand champ ce qui permet une meilleure mesure de la contamination des cirrus et donc du FDI.

Cette mesure à 160 μm va maintenant être combinée aux niveaux des anisotropies du FDI pour calculer le niveau du FDI à 100 μm .

3.6.2 Niveau du FDI à 100 μm

A 100 μm la détermination du niveau du zodiacal est trop incertaine pour utiliser l'émission diffuse afin de contraindre le niveau du FDI. Par contre, les spectres de puissance ne sont pas affectés par cette mauvaise détermination car ils ne prennent en compte que les fluctuations du champ. Les deux spectres de puissance des anisotropies du FDI à 100 et 160 μm peuvent maintenant être combinées à la valeur du fond à 160 μm en utilisant :

$$\frac{\sigma_{100\mu\text{m}}^{FDI}}{B_{100\mu\text{m}}^{FDI}} = \frac{\sigma_{160\mu\text{m}}^{FDI}}{B_{160\mu\text{m}}^{FDI}} \quad (3.21)$$

où σ est le niveau des anisotropies du FDI que l'on peut calculer en intégrant le spectre de puissance entre k_1 et k_2 :

$$\sigma^2 = \int_{k_1}^{k_2} 2\pi k P(k) dk \quad (3.22)$$

Sachant $\sigma_{100\mu\text{m}}^{CIB}$, $\sigma_{160\mu\text{m}}^{CIB}$ et $B_{160\mu\text{m}}^{CIB}$, on peut calculer $B_{100\mu\text{m}}^{CIB}$. Nous avons vérifié la validité de l'équation 3.21 avec le modèle développé dans les chapitres suivants.

Dans un premier temps, j'ai calculé la couleur 100/160 du regroupement en faisant une régression linéaire entre les deux spectres de puissance à 100 et 160 μm . Cependant, il n'y avait que peu de points ce qui implique une faible corrélation et de grandes barres d'erreur. En effet, on ne peut prendre que la partie du spectre de puissance qui correspond au regroupement et pas

celle où le bruit de Poisson domine. Ils ne sont pas cohérents dans les deux cas car beaucoup plus de sources ont été soustraites à 160 μm . Afin d'augmenter la statistique et de prendre en compte les échelles où le bruit de Poisson intervient, j'ai refait l'analyse (soustraction du spectre de puissance du bruit, soustraction de la composante Galactique avec les données HI et division par le spectre de puissance de la PSF) sur les cartes avec les sources. On obtient alors la couleur 100/160 des anisotropies du FDI entre 0.01 and 0.15 arcmin^{-1} , $\sigma_{100\mu\text{m}}^{CIB}/\sigma_{160\mu\text{m}}^{CIB} = 0.26 \pm 0.05$. La multiplication de cette dernière avec le niveau du FDI à 160 μm permet d'obtenir le niveau du FDI à 100 μm , $B_{100}^{CIB} = 0.20 \pm 0.06 \pm 0.07$ MJy/sr où la première erreur est statistique et la deuxième est systématique. Cette dernière est due à l'erreur sur la soustraction de la lumière zodiacale. On peut comparer cette valeur aux plus récentes révisions des mesures de DIRBE (Lagache *et al.*, 2000) fournis par Dole *et al.* (2006) : 0.48 ± 0.21 MJy/sr. Notre détermination tend vers une valeur plus basse du niveau du FDI qui est en excellent accord avec l'estimation de Berta *et al.* (2010). En empilant des cartes *Herschel*/PACS aux positions des sources à 24 μm ($S(24) \geq 20\text{mJy}$), ils ont mesurés 0.25 ± 0.02 MJy/sr. Cela suggère que, au travers des sources à 24 μm , toute la population qui fait le FDI à 100 μm a été identifiée. La contribution des sources individuelles détectées au-dessus de 3σ au FDI à 100 μm dans le champ GOODS-N est 0.15 ± 0.02 MJy/sr, c'est à dire $\sim 75\%$.

3.7 Conclusions

Dans ce chapitre, j'ai présenté une nouvelle méthode pour soustraire la contribution des cirrus Galactiques au spectre de puissance des anisotropies du FDI en utilisant un traceur indépendant de la poussière, des données à 21 cm de HI. J'ai calculé l'émission IR de chaque composante en vitesse des cirrus puis je les ai soustraites spatialement des cartes IR. La carte résiduelle ne contient donc que les anisotropies du FDI. J'ai appliqué cette méthode aux données *Spitzer*/MIPS à 160 μm dans le champ ELAIS N1 et j'ai bien retrouvé les résultats de Lagache *et al.* (2007) aux échelles intermédiaires où le regroupement des galaxies IR intervient. Ils ont mesuré un biais linéaire $b \sim 2.4$ également dans les données *Spitzer*/MIPS à 160 μm . Ils ont montré que cette longueur d'onde sonde essentiellement des galaxies à $z \sim 1$. J'ai aussi appliqué cette méthode aux données IRIS à 100 μm . C'est la première détection des anisotropies corrélées à cette longueur d'onde. J'ai montré que l'utilisation des données HI est la méthode la plus efficace pour enlever la contamination des cirrus. Cette méthode a ensuite été utilisée avec succès sur les données *Planck* (Planck Collaboration *et al.*, 2011b). Les spectres de puissance de cette section seront analysés dans le chapitre 5 en utilisant le modèle présenté dans le chapitre 4.

Grâce à des mesures absolues sur de petites portions du ciel, les 'Total Power Modes', j'ai pu estimer le niveau du FDI dans deux régions du ciel ayant des contributions des cirrus complètement différentes. Les émissivités m'ont permis de déterminer la brillance des cirrus et d'en déduire le niveau du FDI à 160 μm , $B_{160} = 0.77 \pm 0.16$ MJy/sr. De plus, en utilisant le spectre de puissance des anisotropies du FDI, j'ai calculé la couleur des anisotropies du FDI, $B_{100}/B_{160} = 0.26 \pm 0.05$. Cette mesure de couleur ne dépend pas des incertitudes sur la lumière zodiacale ou sur les cirrus. En effet, la contribution des cirrus a été soustraite et la lumière zodiacale est une constante, donc sans influence sur le spectre de puissance. Le spectre de puissance est indépendant de la lumière zodiacale ce qui équivaut à un niveau zéro sur les champs considérés. En multipliant cette couleur au niveau du FDI à 160 μm , j'ai obtenu le niveau du FDI à 100 μm , $B_{100} = 0.20 \pm 0.06 \pm 0.07$ MJy/sr où la première erreur est statistique et la seconde est systématique. Ce sont les mesures les plus précises du FDI à ces deux longueurs d'onde.

L'article associé à ce travail est en annexe.

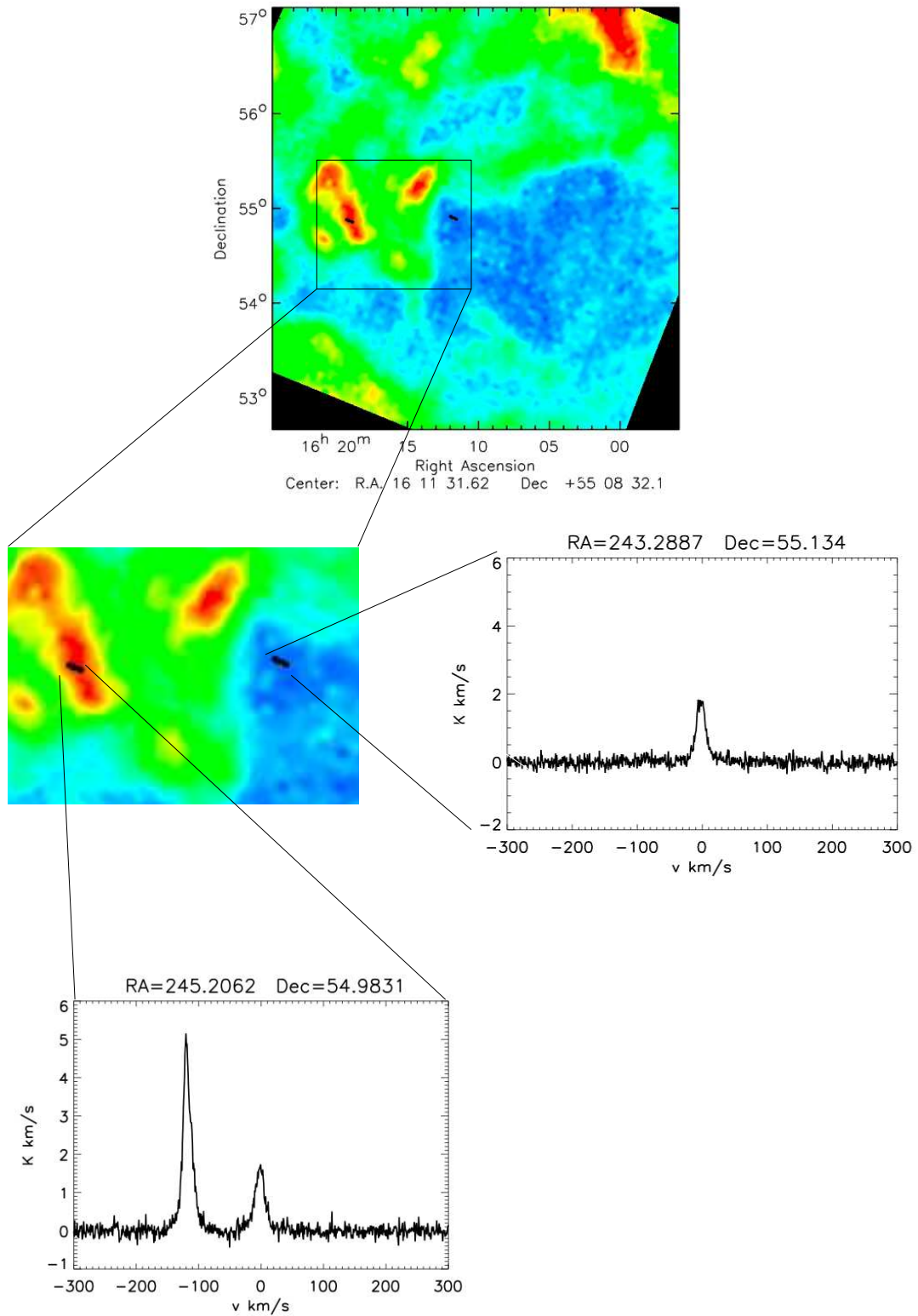


FIGURE 3.17 – Positions des ‘Total Power Mode’ sur la carte du GBT avec leur profiles de vitesse.

Chapitre 4

Modèle de regroupement des galaxies IR dans les anisotropies du FDI

Sommaire

4.1	Le modèle	68
4.1.1	Le modèle paramétrique d'évolution des galaxies IR	68
4.1.2	Le spectre de puissance angulaire	71
4.2	Spectres de puissance et dégénérescences	72
4.2.1	Spectres de puissance	72
4.2.2	Analyse en matrice de Fisher	75
4.2.3	Variations des spectres de puissance avec les paramètres du modèle d'évolution de galaxies	75
4.2.4	Paramètres de la HOD et leurs dégénérescences	80
4.3	Interprétation des mesures	85
4.3.1	Contribution en redshift et en masse au spectre de puissance	85
4.3.2	Biais linéaire & biais effectif	87
4.3.3	Influence des émissivités	89
4.3.4	Contribution des LIRGs et des ULIRGs	91
4.4	Conclusion	94

Il existe plusieurs modèles dédiés à l'analyse du regroupement des galaxies IR. Ces modèles peuvent être très différents les uns des autres ce qui empêche toute comparaison des résultats. De plus ces modèles ne sont pas forcément récents. Un modèle prenant en compte les dernières avancées permettant une analyse cohérente de tous les résultats existants est nécessaire. Pour cela, j'ai interfacé un modèle d'évolution des galaxies récent avec une distribution spatiale de galaxies dans la matière noire basée sur le modèle de halo. Le modèle de galaxies de Béthermin *et al.* (2011) reproduit les comptages *Herschel* en plus des précédents ainsi que la distribution en redshift du FDI (Jauzac *et al.*, 2011). Pour la distribution spatiale des galaxies j'ai utilisé une version récente du nombre d'occupation des halos, celle de Tinker and Wetzel (2010). Elle reproduit la fonction de corrélation des galaxies rouges (passives) et des galaxies bleues (actives) pour $0.4 < z < 2$. On fait donc l'hypothèse que cette description est valide pour les galaxies IR.

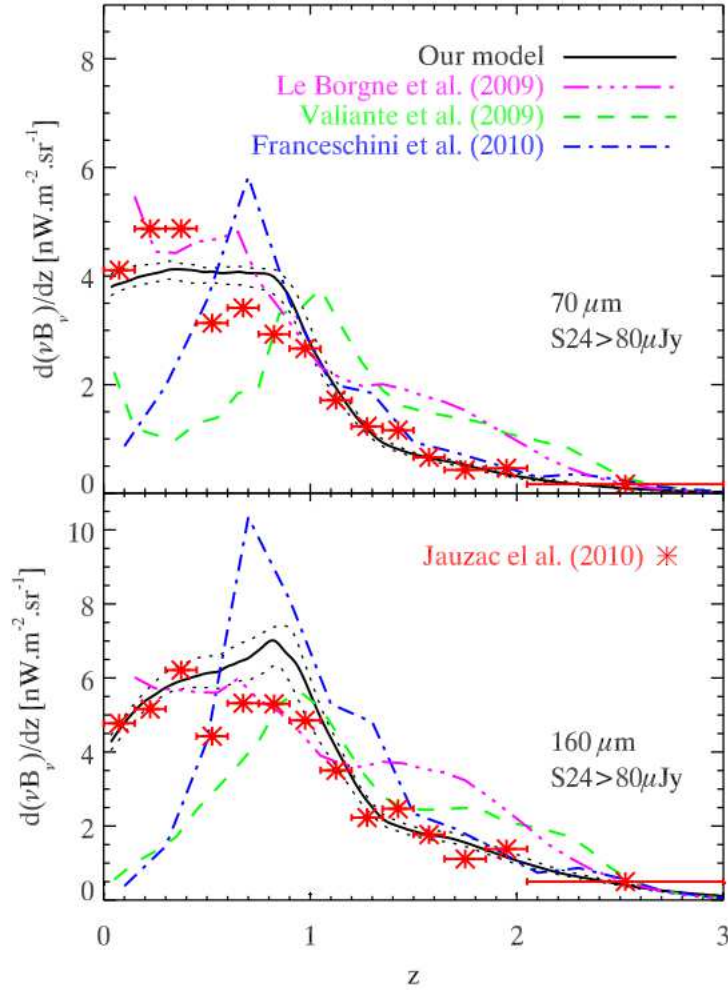


FIGURE 4.1 – Contribution différentielle des sources avec $S_{24} > 80 \mu\text{Jy}$ au FDI en fonction du redshift à $70 \mu\text{m}$ (haut) et $160 \mu\text{m}$ (bas). **Asterisques rouges** : mesure par stacking de Jauzac *et al.* (2011). Les courbes de différentes couleurs montrent les prédictions de plusieurs modèles. Notre modèle est celui de Béthermin *et al.* (2011). Tiré de Béthermin *et al.* (2011).

4.1 Le modèle

4.1.1 Le modèle paramétrique d'évolution des galaxies IR

Afin de calculer le spectre de puissance des anisotropies du FDI, un modèle d'évolution des galaxies IR est nécessaire. Pour ce faire, j'ai utilisé le modèle de Béthermin *et al.* (2011). J'ai par ailleurs contribué à sa mise en place. La fonction de luminosité est paramétrée à $z = 0$. L'évolution des paramètres avec le redshift (entre $z = 0$ et $z = 7$) est ajustée grâce aux observations. IL dépend aussi de modèles de distributions spectrales d'énergie (Spectral Energy Density, SED) de galaxies.

D'après Saunders *et al.* (1990), la fonction de luminosité peut être représentée par la fonction

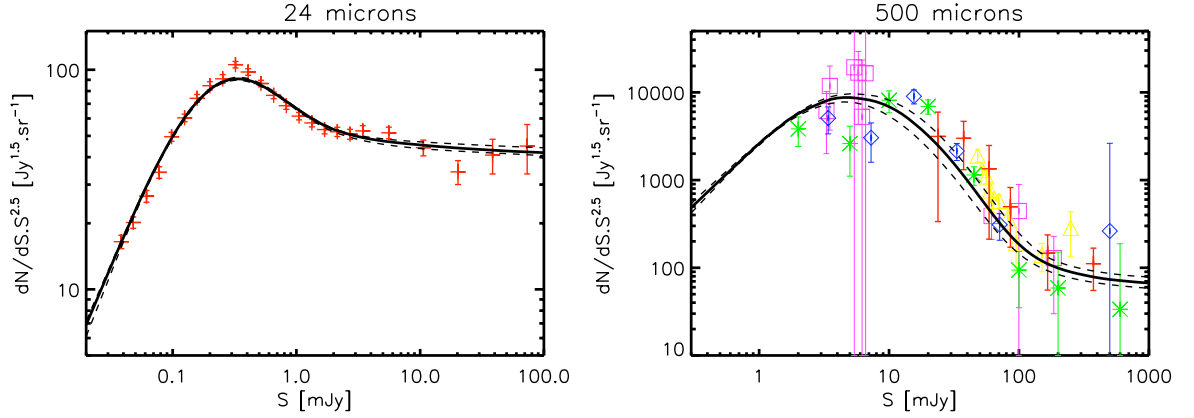


FIGURE 4.2 – Comptages différentiels à 24 et 500 μm . **Ligne noire** : modèle avec son erreur à 1σ en tirets noirs. A 24 μm , ce sont les comptages Spitzer de Béthermin *et al.* (2010a). A 500 μm : **croix rouges** : Herschel/Hermes (Oliver *et al.*, 2010), **étoiles verts** : Herschel/Hermes P(D) (Glenn *et al.*, 2010), **Herschel/ATLAS** (Clements *et al.*, 2010). **carrés violets** : BLAST (Béthermin *et al.*, 2010b). Tiré de Béthermin *et al.* (2011).

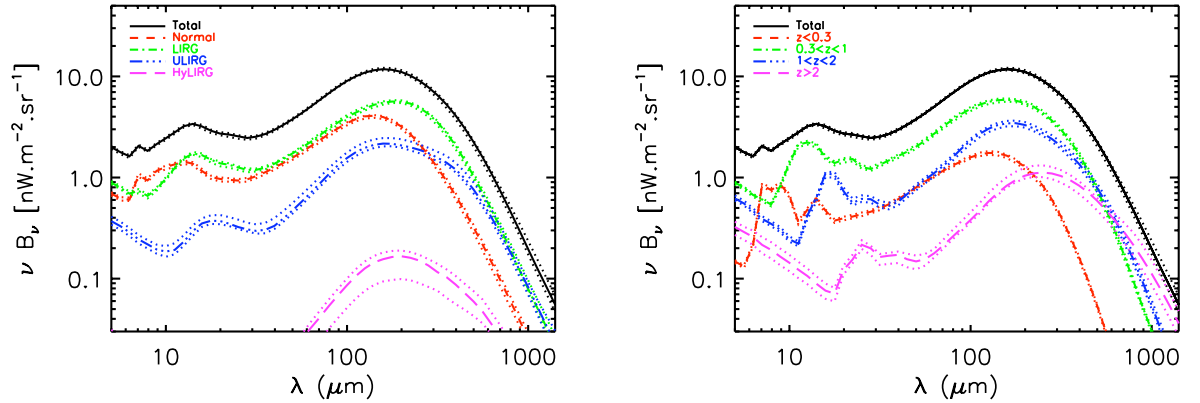


FIGURE 4.3 – **Gauche** : Contribution au FDI des galaxies normales (tirets rouges courts), des LIRGs (tiret-point vert), des ULIRGs (3 points-tiret bleu) et des HyLIRGs (longs tirets violets) et la courbe noire représente le total. **Droite** : Contribution au FDI de plusieurs tranches de redshift. Tiré de Béthermin *et al.* (2011)

suivante :

$$\Phi(L_{IR}) = \frac{dN(L_{IR})}{dV d \log_{10}(L_{IR})} \quad (4.1)$$

$$= \Phi^*(z) \left(\frac{L_{IR}}{L^*(z)} \right)^{1-\alpha} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} \log_{10}^2 \left(1 + \left(\frac{L_{IR}}{L^*(z)} \right) \right) \right] \quad (4.2)$$

où $\Phi(L_{IR})$ est le nombre de galaxies ayant une luminosité IR L_{IR} dans un volume comobile dV et dans une tranche $d \log_{10} L$. $\Phi(L^*(z)) = \Phi^*(z)$ est une constante de normalisation fixant la densité de sources à L^* . Les parties à haute et basse luminosité n'ont pas la même pente, elles ont respectivement, $1 - \alpha$ et $1 - \alpha - 1/\sigma^2 / \ln^2(10)$. L^* est la luminosité à la transition.

La fonction de luminosité évolue avec le redshift au travers de L^* and ϕ^* :

$$L^*(z) = L^*(z=0)(1+z)^{r_L} \quad (4.3)$$

$$\phi^*(z) = \phi^*(z=0)(1+z)^{r_\phi} \quad (4.4)$$

où les exposants r_L and r_ϕ ne sont pas constants pour tous les redshifts. En effet, deux transitions sont imposées afin de reproduire l'évolution de la LF. Le premier z_{break} est un paramètre libre et est autour de 0.9. La seconde transition est imposée à $z = 2$ pour éviter toute divergence à haut z .

Nous avons utilisé la bibliothèque de modèles de SED de Lagache *et al.* (2004). Elle contient deux populations de galaxies distinctes : les galaxies starbursts et les spirales ou normales. Ces dernières émettent au plus la moitié de leur énergie dans l'IR alors que près de 95 % de l'énergie émise par les galaxies IR l'est dans l'IR. La fraction de chaque population dépend de la luminosité. En effet, les galaxies spirales dominent à basse luminosité alors que les galaxies SB dominent à haute luminosité. Pour une luminosité IR donnée, la fraction de galaxies SB est :

$$f_{SB} = \frac{\Phi_{SB}}{\Phi} \quad (4.5)$$

$$= \frac{1 + \tanh[\sigma_{pop}(L) \log_{10}(L_{IR}/L_{pop})]}{2} \quad (4.6)$$

où L_{pop} est la luminosité où $\Phi_{SB} = \Phi_{spirales}$ et σ_{pop} contraint la largeur de la transition entre les deux populations.

Maintenant que tous les termes sont définis on peut calculer les comptages différentiels pour chaque population puis ils sont sommés. A un flux S :

$$\frac{dN}{dS}(S) = \int_z \int_L f_{pop} \frac{dN_{pop}}{d \log_{10} L_{IR}} \frac{d \log_{10} L_{IR}}{dS} \frac{dV}{dz} dz \quad (4.7)$$

où dN/dS est le nombre de sources par unité de flux et d'angle solide. Pour finir, $pop = spirales$ ou $pop = SB$.

Ce modèle est contraint par treize paramètres qui sont ajustés sur des données grâce à des réalisations de chaînes de Markov. Ces données sont des comptages différentiels de 24 μm à 1.1 mm, des fonctions de luminosité à plusieurs redshifts ainsi que les valeurs du FDI. Je ne décrirai pas la qualité des ajustements ici mais j'en réfère à Béthermin *et al.* (2011). Il reproduit les comptages différentiels, les fonctions de luminosité (luminosity function, LF), le spectre du FDI et les distributions en redshift comme on peut le voir sur les figures 4.1 et 4.2. En ce qui concerne la distribution en redshift, la contribution des hauts redshifts augmente avec la longueur d'onde. Par exemple, la tranche $0.3 < z < 1$ domine jusqu'à $\sim 400 \mu m$ alors que dans le submm la tranche $z > 2$ domine. De plus, ce modèle permet de nombreuses prédictions telles que la contribution des LIRGs et des ULIRGs au FDI comme le montre la figure 4.3. On remarque que les galaxies normales et les LIRGs dominent le FDI jusqu'à 250 μm , au delà les LIRGs et les ULIRGs contribuent à près de la moitié du FDI chacune. Et les HyLIRGs n'ont qu'une contribution minimale de l'ordre de 10 %. Ce modèle permet également d'inclure le lentillage gravitationnel. Nous ne l'utiliserons pas ici car cela concerne uniquement les prédictions des comptages Herschel à très haut flux alors que l'objet de notre études sont des galaxies faibles.

En utilisant le modèle moyen, les émissivités (Eq. 2.14) peuvent être calculées afin de calculer le spectre de puissance angulaire des anisotropies du FDI.

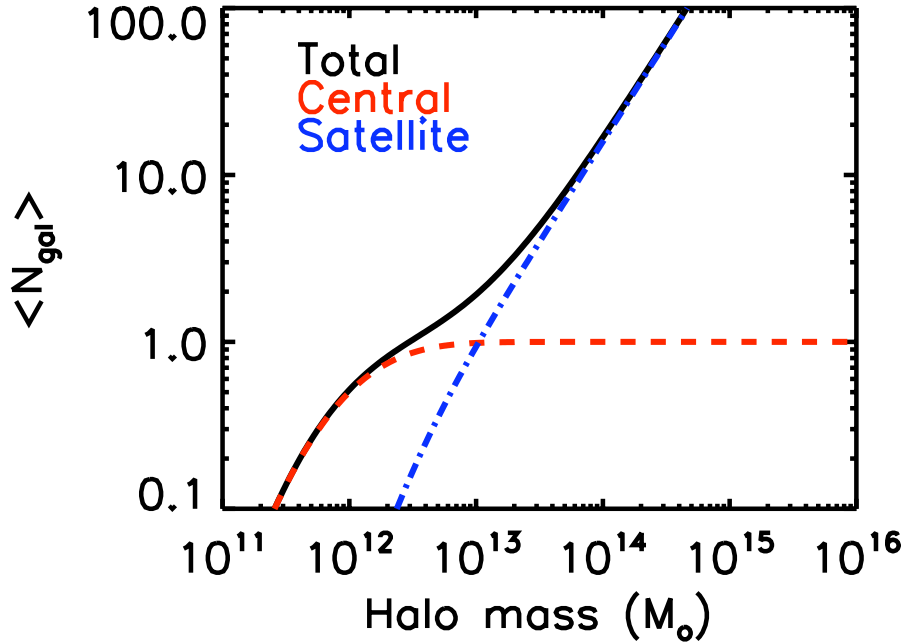


FIGURE 4.4 – Nombre de galaxies en fonction de la masse du halo de DM. Les paramètres utilisés sont ceux du modèle fiduciaire, $\log M_{min} = 11.5$, $M_{sat} = 10M_{min}$ and $\alpha = 1.4$

4.1.2 Le spectre de puissance angulaire

La distribution des galaxies dans les halos de DM permet de calculer le spectre de puissance des galaxies. La description de la distribution de DM est donnée par le modèle de halo (cf Sect. 2.3). Le spectre comprend deux termes contribuant chacun à des échelles différentes : la contributions de deux galaxies dans deux halos différents (aux grandes échelles spatiales) et celle de deux galaxies dans un même halo (aux petites échelles spatiales). Ces deux termes dépendent de la HOD (cf Sect. 2.3) qui décrit comment les galaxies sont distribuées dans un halo de DM. On fait une distinction entre la galaxie centrale, formée quand le halo atteint une certaine masse critique, et des galaxies satellites, qui se forment quand le halo atteint une seconde masse critique. Le nombre de galaxies N_{gal} s'écrit alors :

$$\langle N_{gal} \rangle = \langle N_{cen} \rangle + \langle N_{sat} \rangle . \quad (4.8)$$

D'après la prescription de Tinker and Wetzel (2010), la fonction d'occupation de la galaxie centrale est :

$$\langle N_{cen} \rangle = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\log M - \log M_{min}}{\sigma_{\log M}} \right) \right] \quad (4.9)$$

où M_{min} est la masse du halo à laquelle un halo a une probabilité de 50 % d'avoir une galaxie centrale. $\sigma_{\log M}$ contrôle la transition entre l'absence et la présence d'une galaxie centrale. La fonction d'occupation des galaxies satellites est :

$$\langle N_{sat} \rangle = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\log M - \log 2M_{min}}{\sigma_{\log M}} \right) \right] \left(\frac{M}{M_{sat}} \right)^{\alpha_{sat}} \quad (4.10)$$

Paramètre	Description
α	Pente de la LF à faible luminosité
σ	Paramètre qui contraint la pente de la LF à grande luminosité
$L_*(z=0)$	Luminosité caractéristique locale de la LF
$\phi_*(z=0)$	Densité caractéristique locale de la LF
$r_{L_*,lz}$	Evolution de la luminosité caractéristique entre 0 et z_{break}
$r_{\phi_*,lz}$	Evolution de densité caractéristique entre 0 et z_{break}
z_{break}	Redshift de la première coupure
$r_{L_*,lz}$	Evolution de la luminosité caractéristique entre z_{break} et 2
$r_{\phi_*,lz}$	Evolution de densité caractéristique entre z_{break} and 2
$r_{L_*,lz}$	Evolution de la luminosité caractéristique pour $z > 2$
$r_{\phi_*,lz}$	Evolution de densité caractéristique pour $z > 2$
L_{pop}	Luminosité de la transition entre les galaxies normales et les galaxies IR.
σ_{pop}	Largeur de la transition entre les galaxies normales et IR
M_{min}	Masse minimale d'un halo pour la formation d'une galaxie satellite
M_{sat}	Masse de normalisation pour les galaxies satellites
α_{sat}	Pente du nombre de galaxies satellites pour les grandes masses
σ_{logM}	Largeur des transitions 0/1 centrale et 0/1 satellite

TABLE 4.1 – Paramètres du modèle. La première partie du tableau liste les paramètres du modèle de galaxies et la seconde partie, les paramètres de la distribution d'occupation des halos. Nous prenons les valeurs des paramètres du modèle moyen de Béthermin *et al.* (2011).

La transition entre aucune galaxie satellite et une est similaire à la fonction d'occupation des galaxies centrales. Cependant, la transition est deux fois plus large. Cela permet d'éviter que des halos avec une faible probabilité d'avoir une galaxie centrale aient des galaxies satellites. On peut remarquer que le nombre de galaxies satellites est une loi de puissance α_{sat} . L'évolution du nombre de galaxies en fonction de la masse du halo ainsi que leur somme sont représentées sur la figure 4.1.2.

Dans le cadre de ce modèle, les C_ℓ des anisotropies du FDI dépendent des paramètres de la distribution d'occupation des halos (α_{sat} , M_{min} , M_{sat} et σ_{logM}) et des treize paramètres du modèle de galaxies. Ils sont listés dans la table 4.1. La cosmologie est celle de WMAP7. Dans la suite je vais étudier les dégénérescences entre ces paramètres afin de prédire comment les données pourront contraindre ces paramètres. De plus, je ferai une étude qualitative du biais, des contributions en masse des halos et en redshift au spectre de puissance des anisotropies du FDI.

4.2 Spectres de puissance et dégénérescences

4.2.1 Spectres de puissance

Je considère un modèle fiduciaire inspiré des valeurs de la HOD trouvées dans la littérature sur le regroupement des galaxies IR (Magliocchetti *et al.*, 2008; Cooray *et al.*, 2010; Amblard *et al.*, 2011; Planck Collaboration *et al.*, 2011b) : $\log M_{min} = 11.5$, $M_{sat} = 10M_{min}$ et $\alpha = 1.4$. De plus, il est important de remarquer que les valeurs exactes de ces paramètres dépendent de la longueur d'onde mais cela sera ignoré dans ce chapitre car l'étude présentée n'est pas prédictive.

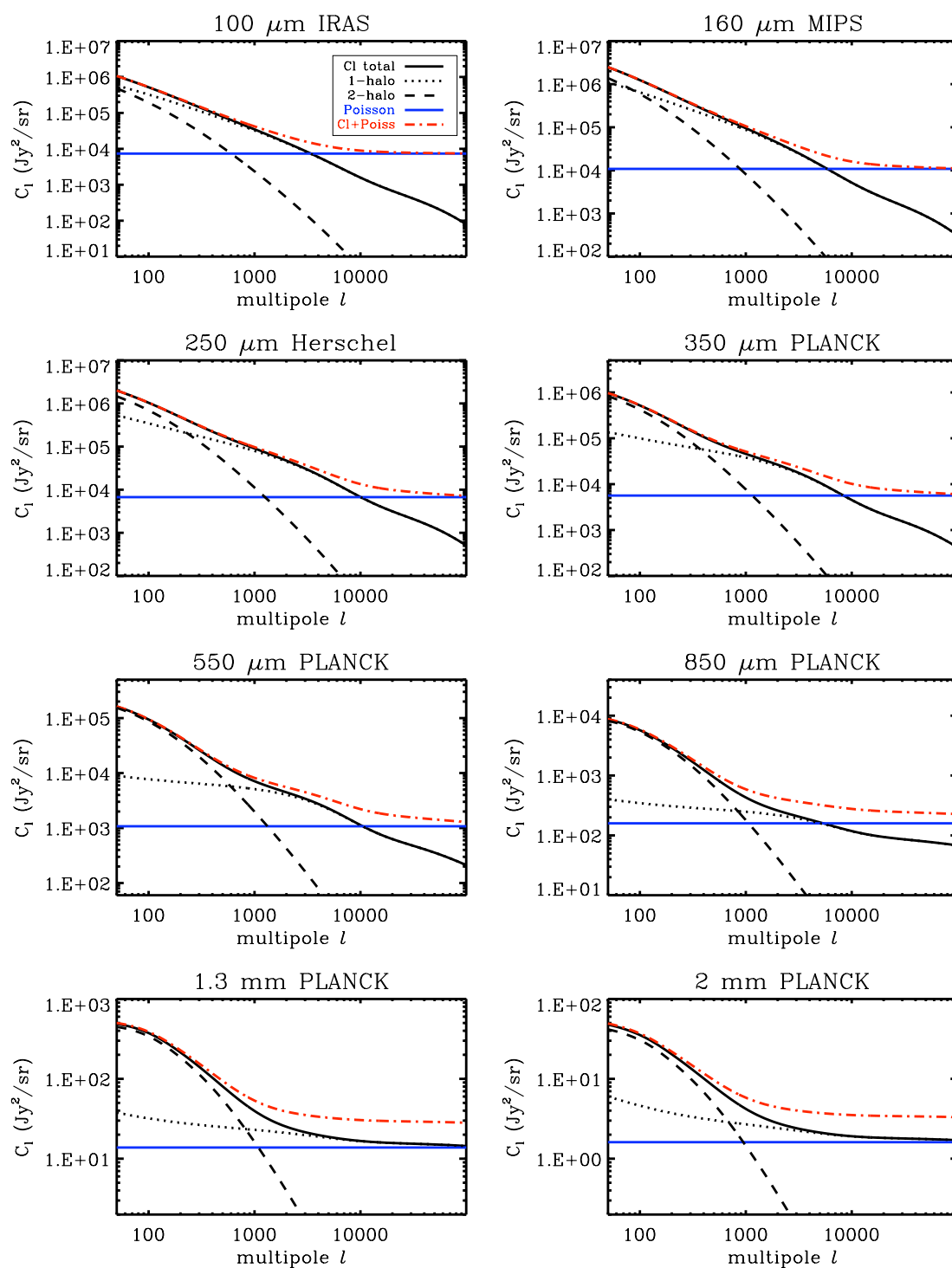


FIGURE 4.5 – Spectres de puissance à plusieurs longueurs d’onde. La ligne continue noire est le spectre de puissance du regroupement des galaxies IR. La ligne en pointillés noirs est le terme 1-halo et celle en tirets noirs représente le terme 2-halo. La ligne bleue horizontale est le niveau du bruit de Poisson et la ligne rouge tiret-point représente le spectre de puissance total.

Longueur d'onde (μm)	Instrument	Limite en flux (mJy)	Niveau du bruit de Poisson (Jy^2/sr)
100	IRIS	700	7364 ± 1232
160	Spitzer/MIPS	200	10834 ± 3124
250	Herschel/SPIRE	50	6715 ± 1458
350	Herschel/SPIRE	50	4362 ± 1250
350	Planck/HFI	710	5646 ± 367
500	Herschel/SPIRE	50	1156 ± 434
550	Planck/HFI	540	1078 ± 92
850	Planck/HFI	325	159 ± 22
1363	SPT	6.4	11.9 ± 4.0
1363	ACT	20	12.5 ± 3.9
1380	Planck/HFI	160	13.8 ± 2.9
2000	SPT	6.4	1.73 ± 0.54
2000	ACT	20	1.78 ± 0.60
2097	Planck/HFI	245	1.61 ± 0.33

 TABLE 4.2 – Niveaux du bruit de Poisson en Jy^2/sr de Béthermin *et al.* (2011)

Les spectres de puissance sont représentés sur la figure 4.5 de $100 \mu\text{m}$ à 2 mm pour plusieurs instruments.

La comparaison aux données requiert l'ajout du terme de bruit de Poisson dû au nombre fini de galaxies. Les niveaux sont calculés avec le modèle d'évolution de galaxies utilisé.

$$C_\ell = C_{\ell,clus} + C_{\ell,poisson} \quad (4.11)$$

où $C_{\ell,clus}$ est le spectre de puissance du regroupement des galaxies IR et $C_{\ell,poisson}$ est celui du terme de Poisson. Ce dernier dépend de la coupure en flux appliquée lorsque les sources sont soustraites ou masquées. Les valeurs du niveau du bruit de Poisson ainsi que les coupures en flux sont données dans la table 4.2. Sur la figure 4.5 je ne montre qu'un seul bruit de Poisson, celui de l'instrument dont le nom est dans le titre pour des raisons de lisibilité.

On ne montre pas sur la figure 4.5 le niveau de bruit instrumental car il est négligeable, en effet le spectre de puissance des anisotropies du FDI est mesuré avec un haut rapport signal/bruit même aux petites échelles spatiales proches de la résolution angulaire. On y voit clairement le recouvrement entre les termes 1-halo, 2-halo et Poisson ce qui rend l'interprétation de ces résultats complexe. De plus, la contribution du terme 1-halo décroît avec la longueur d'onde, il ne peut donc pas être mesuré si la résolution de l'instrument n'est pas suffisante. Par exemple, Planck/HFI ne permet pas de mesurer directement le niveau du bruit de Poisson ce qui suggère que le terme 1-halo peut être confondu avec le bruit de Poisson. Par contre, le terme 1-halo domine sur une large gamme d'échelle à 100 et $160 \mu\text{m}$. Il peut donc être mesuré précisément.

Les grandes longueurs d'onde sondent des objets à plus haut redshift que les courtes et les halos de DM sont plus petits à grands redshift par comparaison de ceux de l'Univers local car ils ont eu moins de temps pour accréter de la matière. Cela implique que l'intersection entre les termes 1 et 2-halo se décale vers les hauts ℓ au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente. A $100 \mu\text{m}$ cette intersection est à $\ell \sim 50$ alors qu'à 2 mm elle est à $\ell \sim 1500$. Viero *et al.* (2009) ont aussi observé cette tendance. A $250 \mu\text{m}$, elle est à $k \sim 0.03 \text{ arcmin}^{-1}$ ($\ell \sim 648$) et se décale

longueur d'onde (μm)	Instrument	N_ℓ (Jy^2/sr)
100	IRIS	3000
160	Spitzer/MIPS	400
250	Herschel/SPIRE	700
350	Herschel/SPIRE	400
350	Planck/HFI	1000
500	Herschel/SPIRE	250
550	Planck/HFI	700
850	Planck/HFI	333
1380	Planck/HFI	67
2097	Planck/HFI	20

TABLE 4.3 – Spectres de puissance du bruit instrumental considérés pour simuler les barres d'erreurs sur les spectres de puissance du regroupement.

jusqu'à $k \sim 0.06 \text{ arcmin}^{-1}$ ($\ell \sim 1296$) à $500 \mu\text{m}$. On peut toutefois remarquer que l'échelle exacte de l'intersection diffère à cause des valeurs des paramètres de la HOD. Ce décalage implique que la taille moyenne des halos contribuant au terme 1-halo décroît avec la longueur d'onde. On peut donc en conclure que la masse des halos diminue avec le redshift et ainsi le nombre de galaxies qu'ils contiennent.

4.2.2 Analyse en matrice de Fisher

Afin de faire une étude des dégénérescences des paramètres et de leurs contraintes, nous avons conduit une analyse en matrice de Fisher. Pour cela on construit la matrice de Fisher associée aux C_ℓ . La matrice de Fisher pour des mesures de C_ℓ ayant des erreurs σ_ℓ :

$$F_{ij} = \sum_{\lambda} \sum_{\ell} \frac{1}{\sigma_\ell^2} \frac{\partial C_\ell}{\partial \theta_i} \frac{\partial C_\ell}{\partial \theta_j} \quad (4.12)$$

où les θ_i et θ_j sont les paramètres. L'erreur σ_ℓ contient la variance cosmique et le bruit instrumental :

$$\sigma_\ell^2 = \left(C_\ell + \frac{N_\ell}{B_\ell^2} \right)^2 \frac{2}{f_{sky}(2\ell + 1)} \quad (4.13)$$

où f_{sky} est la fraction du ciel que l'on considère, N_ℓ est le spectre de puissance du bruit instrumental et B_ℓ^2 est le spectre de puissance du 'beam'. La table 4.3 liste les N_ℓ .

Afin de calculer les matrices de Fisher on génère des spectres de puissance simulés à partir du modèle fiduciaire ainsi que leurs barres d'erreur associées (Eq. 4.13) entre $100 \mu\text{m}$ et 1.3 mm . La gamme de multipoles considérée est en accord avec les données. A 350 et $550 \mu\text{m}$ on étend les mesures Planck aux multipoles atteints par Herschel.

4.2.3 Variations des spectres de puissance avec les paramètres du modèle d'évolution de galaxies

Dans un premier temps, on calcule la matrice de Fisher associée aux paramètres du modèle de galaxie uniquement. La figure 4.6 montre les ellipses de confiance à 1 et 2σ venant des C_ℓ lorsque l'on contraint les paramètres du modèle de galaxies. Il est clair que ces paramètres

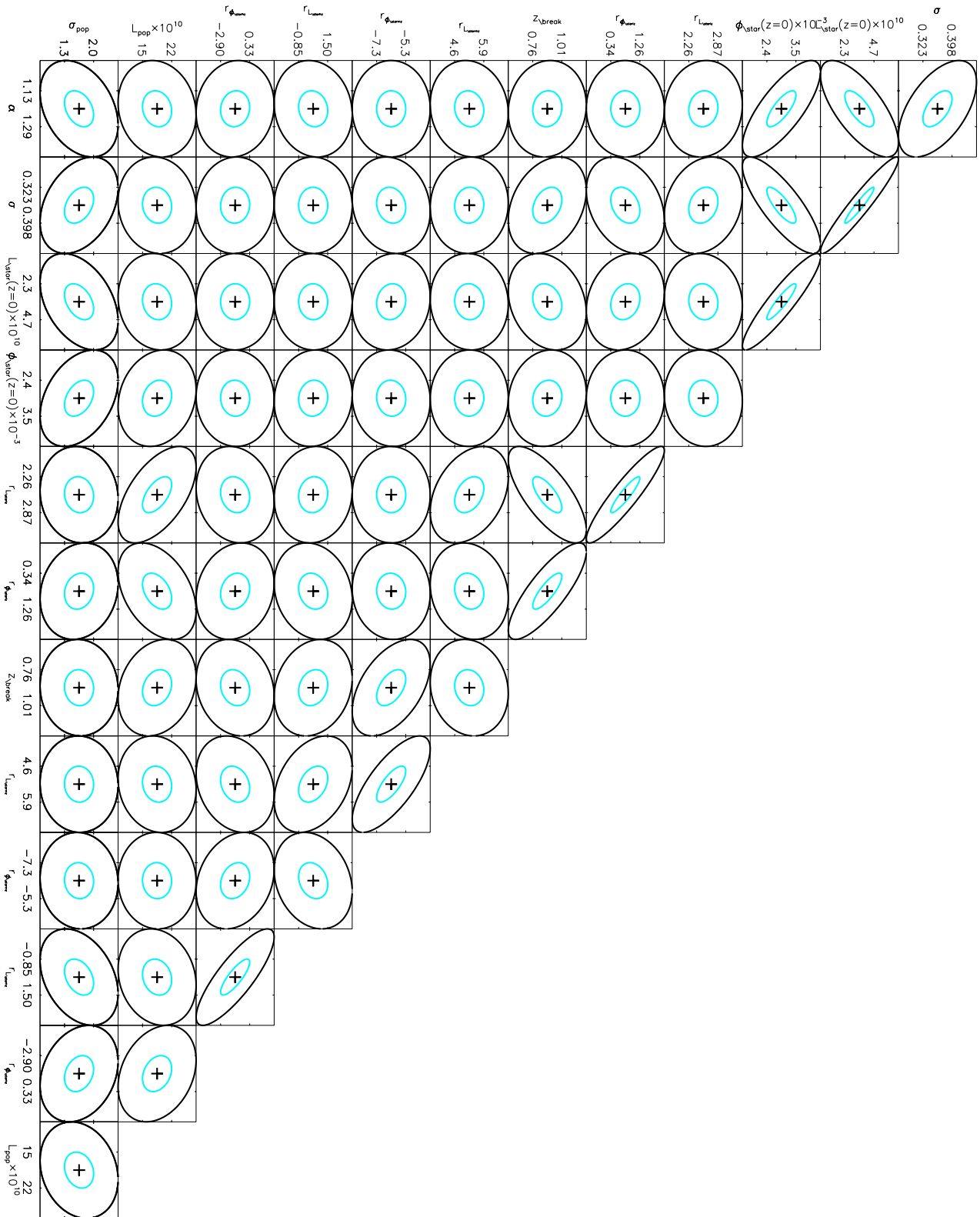


FIGURE 4.6 – Ellipses de confiance des paramètres du modèle de galaxies calculées uniquement à partir des C_ℓ . Le contour à 1σ est représenté par la ligne bleue clair et la ligne noire est le contour à 2σ .

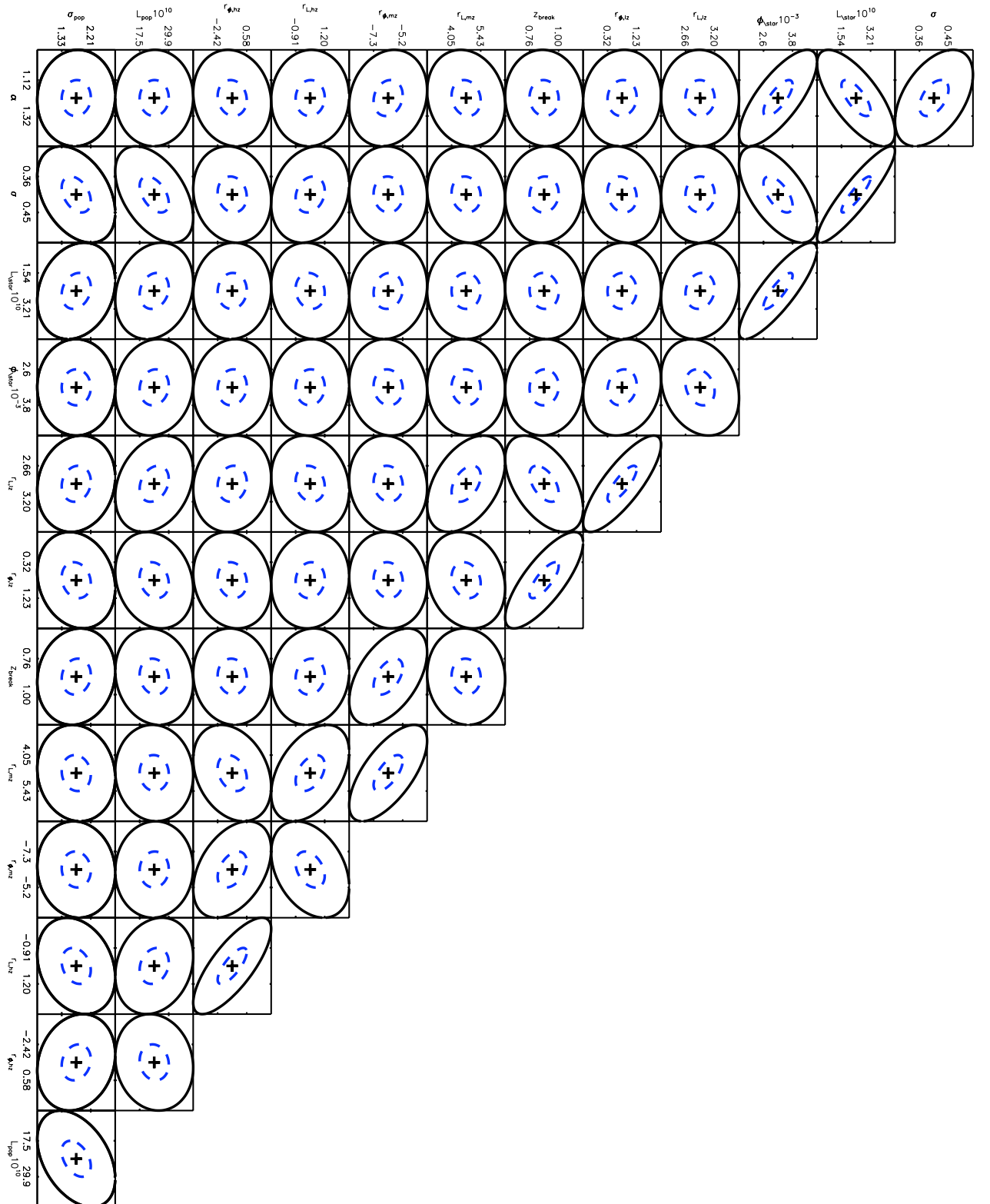


FIGURE 4.7 – Ellipses de confiance des paramètres du modèle de galaxies calculées uniquement à partir des LF, comptages et niveaux du FDI à plusieurs longueurs d’onde. Le contour à 1σ est représenté par la ligne en tirets bleus et la ligne noire est le contour à 2σ .

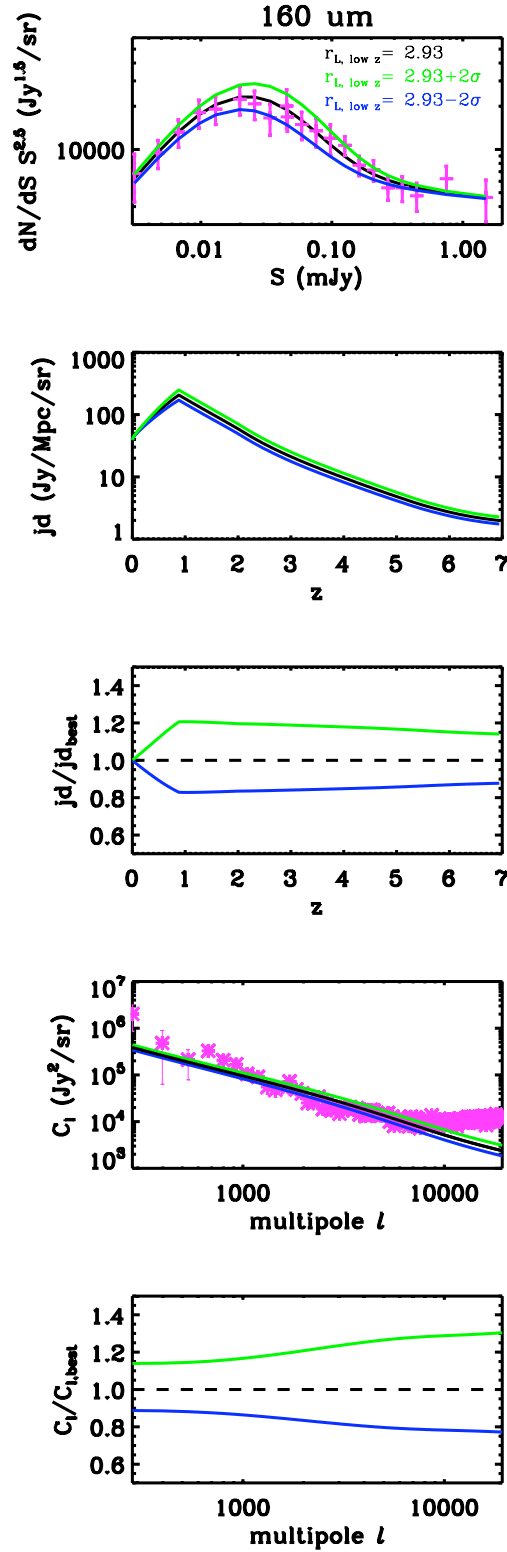


FIGURE 4.8 – Comptages à $160 \mu\text{m}$, émissivités et spectres de puissance du regroupement pour trois valeurs de $r_{L^*,lz}$. **Croix roses** : données de Béthermin *et al.* (2010a) pour les comptages. Données de Lagache *et al.* (2007) à $160 \mu\text{m}$ pour le spectre de puissance. **Panneau du haut** : comptages différentiels. **2nd panneau** : émissivités moyennes. **3e panneau** : rapport des émissivités modifiées avec celle du modèle moyen. **4e panneau** : spectres de puissance du regroupement. **Panneau du bas** : rapport des spectres de puissance du regroupement comparé à celui issu du modèle moyen.

sont très peu contraints. Par exemple, $r_{L^*,hz} = 0.145 \pm 12.65$ ou $r_{L^*,lz} = 2.93 \pm 13$. Pour référence, les contraintes obtenues avec les comptages, les fonctions de luminosité et les niveaux du FDI sont $r_{L^*,hz} = 0.145 \pm 1.05$ et $r_{L^*,lz} = 2.93 \pm 0.27$. Ces deux paramètres gouvernent l'évolution de la LF ce qui est difficilement mesurable sur des mesures de regroupement seules. Il en est de même avec les autres paramètres. Ils ne sont pas contraints avec les mesures de regroupement. On peut donc en conclure que les C_ℓ ne peuvent pas contraindre l'évolution de la LF. Cela vient du fait que ces paramètres n'interviennent dans l'expression des C_ℓ qu'au travers des émissivités qui sont ensuite intégrées sur z .

On peut tout de même remarquer sur la figure 4.6 que ces paramètres ne sont pas très dégénérés à part quelques uns tels que $r_{L^*,hz}$ et $r_{\phi^*,hz}$ qui sont respectivement les pentes de $L^*(z)$ and $\phi^*(z)$ à haut z . Ces dégénérescences sont dû à la paramétrisation de la LF et au manque d'information contenu dans les C_ℓ à propos de la LF.

Afin d'investiguer un peu plus ce manque d'information dans les C_ℓ , j'ai regardé comment ces derniers variaient avec un des paramètres du modèle de galaxies, $r_{L^*,lz}$. On le fait varier de $\pm 2\sigma$ autour de sa valeur moyenne (σ venant de Béthermin *et al.* (2011)). Ce paramètre gouverne l'évolution de la LF pour $0 < z < z_{break}$. Une plus grande valeur de $r_{L^*,lz}$ implique une augmentation plus rapide de la luminosité, et donc de $L^*(z = z_{break})$. Le panneau du haut de la figure 4.8 montre l'influence de ce paramètre sur les comptages différentiels à $160 \mu\text{m}$. Un $r_{L^*,lz}$ plus grand (petit) implique un plus grand (petit) nombre de galaxies à des flux moyens. Cela implique une émissivité plus grande (faible) comme le montrent les 2e et 3e panneaux de la figure 4.8. Il en résulte une émissivité modifiée de 20 % et un spectre de puissance modifié entre 15 et 35 % en fonction de l'échelle. En effet, le rapport des émissivités n'est pas constant à tous les redshifts et cette quantité est ensuite intégrée sur z pour avoir les C_ℓ . Cependant les trois spectres de puissance sont compatibles dans les barres d'erreur et on peut difficilement les différencier. En conclusion, on ne peut pas trouver de meilleur ajustement des paramètres libres du modèle d'évolution de galaxies en utilisant uniquement des spectres de puissance du regroupement des galaxies IR.

Il faut donc utiliser des données plus pertinentes telles que des comptages différentiels, des LF à plusieurs z et le niveau du FDI à plusieurs longueurs d'onde. C'est ce qui a été fait par Béthermin *et al.* (2011) et j'ai utilisé leur matrice de covariance. Les ellipses de confiance issues de cette matrice sont montrées sur la figure 4.7. Les barres d'erreurs sont beaucoup plus petites et il n'y a que peu de dégénérescences. De plus, on y voit, par exemple, que $r_{L^*,hz}$ et $r_{\phi^*,hz}$ sont fortement dégénérés mais beaucoup mieux contraints que précédemment.

Les comptages différentiels ainsi que les LF permettent de mieux contraindre l'évolution des galaxies que les C_ℓ seuls. Même si l'utilisation des deux en même temps pourrait soulever certaines dégénérescences, les barres d'erreur venant des C_ℓ sont beaucoup trop grandes pour être d'une quelconque utilité. Cependant, les C_ℓ peuvent tout de même contraindre faiblement l'évolution globale des galaxies au travers de leurs émissivités moyennes. Amblard *et al.* (2011) ont fait une première tentative en utilisant aucun modèle de galaxies pour les émissivités. Ils ont séparé leur gamme de redshift en quatre bins dans lesquels ils ont considéré les émissivités moyennes comme des paramètres libres qu'ils ont ajusté sur les données. Ils ont aussi imposé la contrainte que la densité de sources intégrée doit être dans l'erreur à 1σ du FDI obtenu par FIRAS (Sect. ??).

4.2.4 Paramètres de la HOD et leurs dégénérescences

La forme du spectre de puissance du regroupement dépend très fortement des valeurs des paramètres de la HOD comme le montre la figure 4.9. Sur chaque panneau on fait varier un des paramètres de la HOD (α_{sat} , M_{min} et M_{sat}) pour chaque spectre de puissance à $160 \mu\text{m}$, les autres restent fixés à leur valeur fiduciaire. On les compare à la mesure de Lagache *et al.* (2007). Il est clair que à la fois la forme et l'amplitude changent fortement. Les variations observées suggèrent de fortes dégénérescences entre ces paramètres ce que révèle l'analyse en matrice de Fisher. Les ellipses de confiance sont représentées sur la figure 4.10 avec des contours à 1 et 2σ . Tous les paramètres sont plus ou moins dégénérés. Il apparait une forte dégénérescence entre M_{min} et M_{sat} dans la direction $M_{sat} = 3.3M_{min}$ ce qui implique que ce n'est pas idéal de prendre $M_{sat} = 10M_{min}$ pour faire les ajustements aux données (Planck Collaboration *et al.*, 2011b). Les barres d'erreur sur $\sigma_{\log M}$ sont grandes, c'est pourquoi on fixe sa valeur à 0.65 en accord avec Tinker and Wetzel (2010) et donc en accord avec des études de regroupement des galaxies optiques.

Dans les études utilisant des galaxies optiques, α est en général fixé à 1. Les simulations de DM à haute résolution ont permis de montrer que la fonction de masse des sous-halos est presque auto-similaire (Gao *et al.*, 2004; De Lucia *et al.*, 2004; Kravtsov *et al.*, 2004). Il en résulte que si la luminosité des galaxies satellites est fortement corrélée à la masse des sous-halos alors le nombre de galaxies satellites au-delà d'une certaine masse doit augmenter linéairement. Cette augmentation linéaire ne disparaît pas lorsque la matière baryonique est incluse dans les simulations hydrodynamiques ni dans les modèles semi-analytiques (Croton *et al.*, 2006; Zheng *et al.*, 2005). Lorsqu'il s'agit d'ajuster des données M_{min} et M_{sat} sont les deux seuls paramètres libres. En effet α est mal contraint. Par exemple, Tinker and Wetzel (2010) ont appliqué la même HOD que la nôtre afin d'ajuster la fonction de corrélation d'un échantillon de galaxies rouges et bleues à $0.4 < z < 2$. Ils ont correctement ajusté leur fonction de corrélation en fixant $\alpha = 1$ et en ne laissant libres que M_{min} et M_{sat} alors que quand α était ajusté en même temps que les deux autres paramètres, les valeurs obtenues pour ce dernier étaient non réalistes (Tinker and Wetzel, 2010). Cependant, $\alpha = 1$ n'est peut-être pas approprié pour les anisotropies du FDI. En effet, le modèle de halo est souvent appliqué à des galaxies dont les redshifts sont rarement au-delà de 2 or les anisotropies du FDI sondent de plus hauts redshifts surtout à grande longueur d'onde. De plus les échantillons de galaxies sélectionnées dans l'optique ne contiennent que peu de galaxies IR et il n'y a aucune raison pour que ces dernières se comportent comme des galaxies optiques.

Magliocchetti *et al.* (2008) ont utilisé une forme similaire de HOD pour analyser la fonction de corrélation angulaire de galaxies sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ à $0.6 < z < 1.2$ et $z \geq 1.6$. Ils ont utilisé deux profils de halo (NFW et un plus raide en $\rho \sim r^{-3}$). Ils ont mesuré $\alpha \sim 0.7$ pour le profil le plus raide et $\alpha \sim 0.8$ pour celui de NFW pour les deux gammes de redshift. Par contre, Cooray *et al.* (2010) ont calculé la fonction de corrélation des sources détectées à 250, 350 et $500 \mu\text{m}$ par Herschel/SPIRE. Ils ont appliqué la même HOD que la nôtre et ont trouvé $\alpha = 1.3 \pm 0.4$, $\alpha < 1.8$ et $\alpha < 1.6$ à 250, 350 et $500 \mu\text{m}$ respectivement. Amblard *et al.* (2011) ont mesuré les spectres de puissance des anisotropies du FDI à 250, 350 et $500 \mu\text{m}$ qu'ils ont analysé avec une HOD simulatoire à la nôtre et ont trouvé des valeurs de α entre 1.6 et 1.8. Finalement, Planck Collaboration *et al.* (2011b) ont aussi mesuré les spectres de puissance des anisotropies du FDI à 350, 550, $850 \mu\text{m}$ et 1.3 mm qu'ils ont analysés avec notre modèle. Ils ont trouvés $1.02 < \alpha < 1.3$. Tous ces résultats sont cohérents avec $\alpha \geq 1$ pour les galaxies IR. La différence avec Magliocchetti *et al.* (2008) est due au fait que les galaxies sélectionnées à $24 \mu\text{m}$ sont les plus

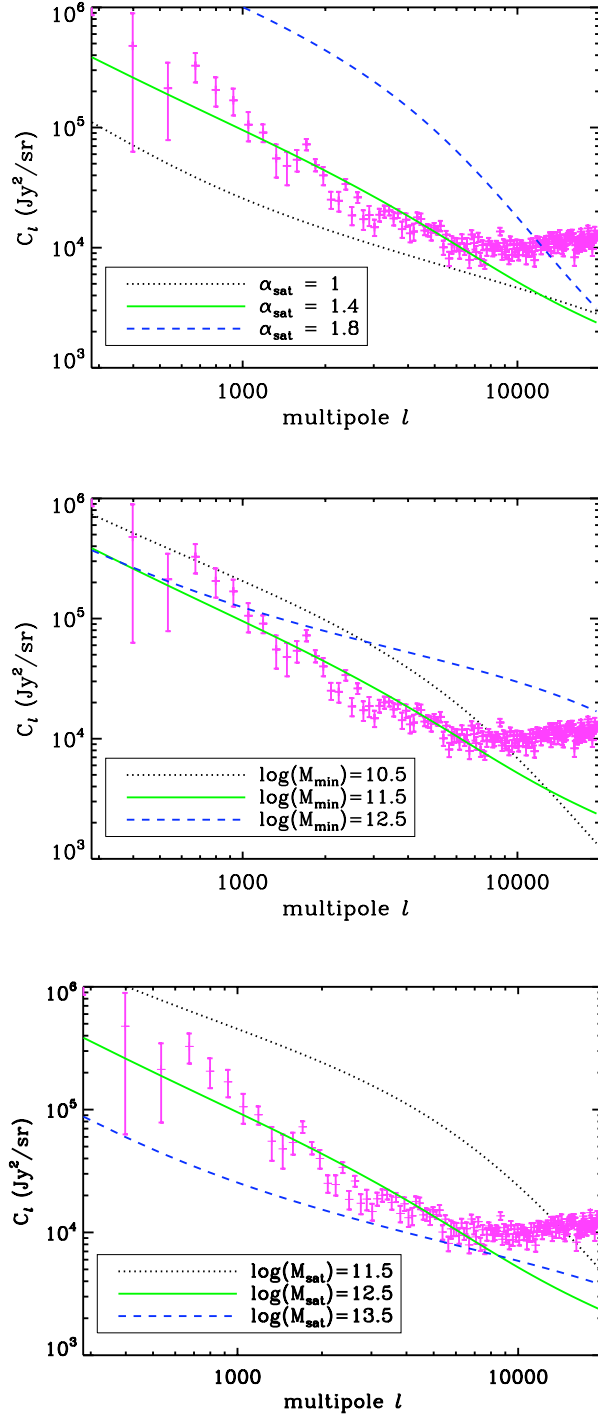
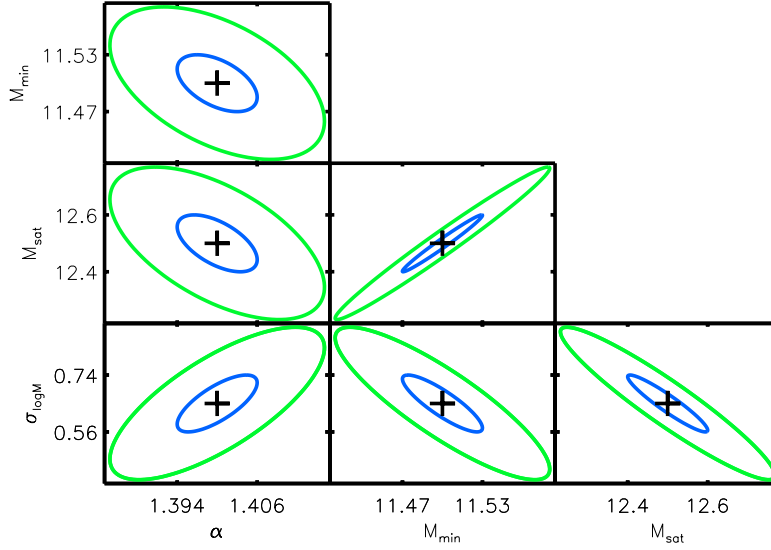


FIGURE 4.9 – Spectres de puissance à $160 \mu\text{m}$ avec plusieurs valeurs de α_{sat} , M_{min} and M_{sat} . **Croix roses** : données à $160 \mu\text{m}$. **Panneau de gauche** : la ligne bleue correspond à $\alpha_{sat} = 1.4$, la verte est pour $\alpha_{sat} = 1.2$ et la noire pour $\alpha_{sat} = 1$. **Panneau du milieu** : la ligne bleue est pour $M_{min} = 10^{13}M$, la verte pour $M_{min} = 10^{12}M$ et la noire pour $M_{min} = 10^{11}M$. **Panneau de droite** : la ligne bleue est pour $M_{sat} = 10^{13}M$, la verte pour $M_{sat} = 10^{12}M$ et la noire pour $M_{sat} = 10^{11}M$.


 FIGURE 4.10 – Contours de confiance des paramètres de la HOD à 1σ (bleu) et 2σ (noir)

brillantes or les galaxies formant le FDI à grandes longueur d'onde sont beaucoup plus faibles. Dans notre cas, α est plutôt bien contraint et est peu dégénéré avec les autres paramètres, il peut donc être mesuré à chaque longueur d'onde. Les résultats de Cooray *et al.* (2010), Amblard *et al.* (2011) et Planck Collaboration *et al.* (2011b) suggèrent que $\alpha > 1$ pour les galaxies IR ce qui implique que les halos de grande masse contribuent relativement plus que les halos de petite masse comparé aux halos dans lesquels résident les galaxies sélectionnées en optiques telles que celles de Tinker and Wetzel (2010). Dans un halo de masse donnée, il y a en moyenne, plus de galaxies IR que de galaxies optiques.

Dans le cadre de ce modèle les émissivités sont données par le modèle d'évolution de galaxies. Cependant on peut s'interroger sur le comportement des dégénérescences si on considère les émissivités comme des paramètres libres sur plusieurs tranches de redshift à la Amblard *et al.* (2011). Pour cela, la gamme totale de redshift a été coupée en quatre tranches. Pour chaque tranche i où $i = \{1, 2, 3, 4\}$ on prend l'émissivité moyenne que l'on appelle $b_{j,i}$ puis on calcule les C_ℓ à 350 μm . On fait l'hypothèse d'un spectre combiné Planck/Herschel⁴. Les ellipses de confiance sont présentées sur la figure 4.11. Dans un premier temps on remarque que les dégénérescences des paramètres de halos ne changent pas. On retrouve la forte dégénérescence entre M_{min} et M_{sat} avec une direction telle que $M_{sat} = 2.7M_{min}$. Par contre les barres d'erreur des paramètres de halos ont augmenté. De plus, les directions de dégénérescences des autres paramètres de la HOD sont les mêmes que précédemment. On peut donc en conclure que les directions de dégénérescences sont similaires que les émissivités soient fixées ou considérées comme des paramètres libres.

Les dégénérescences des b_j avec les paramètres de halos dépendent du redshift. En effet α_{sat} est fortement dégénéré avec b_{j1} ($0 < z < 0.9$) et b_{j2} ($0.9 < z < 2$) mais pas du tout avec b_{j3} ($2 < z < 3.5$) et b_{j4} ($3.5 < z < 7$). Cela suggère que α_{sat} est contraint par les galaxies ayant $z < 2$ et donc α_{sat} pourrait changer avec le redshift. Les autres paramètres de halo ne sont pas

4. On utilise les spectres de puissance ainsi que le bruit de Planck pour $200 < \ell < 2000$ et pour $\ell < 2000$ on utilise les spectres de puissance ainsi que le bruit Herschel

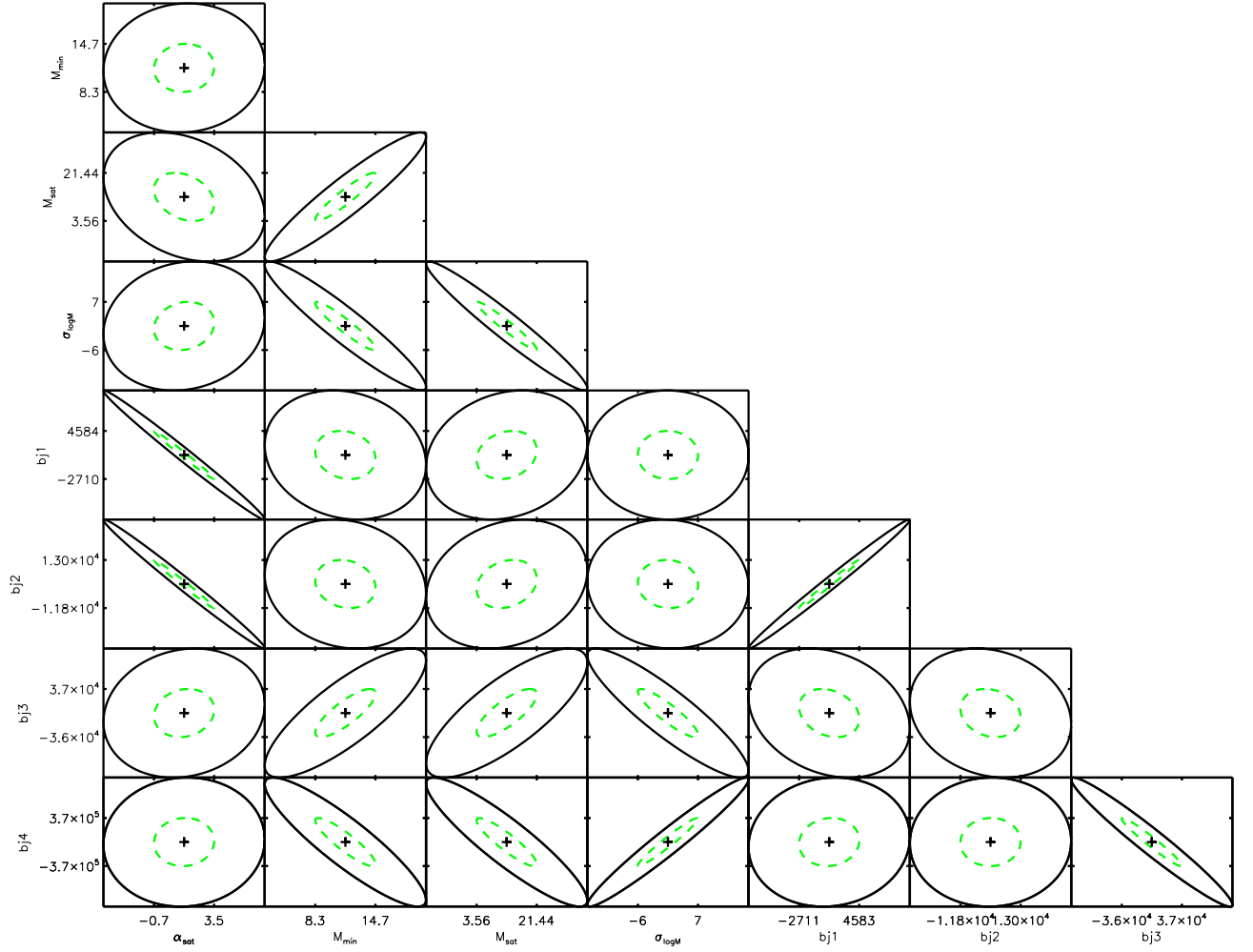


FIGURE 4.11 – Contours de confiance des paramètres de la HOD et des émissivités à 1σ (vert) et 2σ (noir) à $350 \mu\text{m}$. Au lieu d'utiliser les émissivités venant du modèle de galaxies, on sépare la gamme de redshift en quatre tranches pour lesquelles on calcule une émissivité moyenne $b_{j,i}$ que l'on considère comme paramètre libre.

dégénérés avec b_{j1} et b_{j2} mais avec b_{j3} et b_{j4} . Cette dépendance en redshift est accentuée par les dégénérescences entre les $b_{j,i}$: b_{j1} et b_{j2} sont fortement corrélés, il en est de même pour b_{j3} et b_{j4} . Aux autres longueurs d'onde les dégénérescences sont un peu différentes, on observe des tendances similaires, par exemple, la dégénérescence de b_{j1} avec b_{j2} et b_{j3} avec b_{j4} . Les $b_{j,i}$ sont toujours dégénérés avec les paramètres de halo mais l'intensité de la dégénérescence dépend de la longueur d'onde. En ce qui concerne les paramètres de halo seuls on retrouve, quelque soit la longueur d'onde, une forte dégénérescence entre M_{min} et M_{sat} . On peut donc en conclure qu'une approche de ce genre n'apporte rien à la compréhension du regroupement des galaxies IR. La figure 4.12 montre leurs zones de confiance. Tous leurs paramètres sont fortement dégénérés et les barres d'erreurs sont gigantesques.

La comparaison avec Amblard *et al.* (2011) est explicitée dans la section 4.3 de l'article en

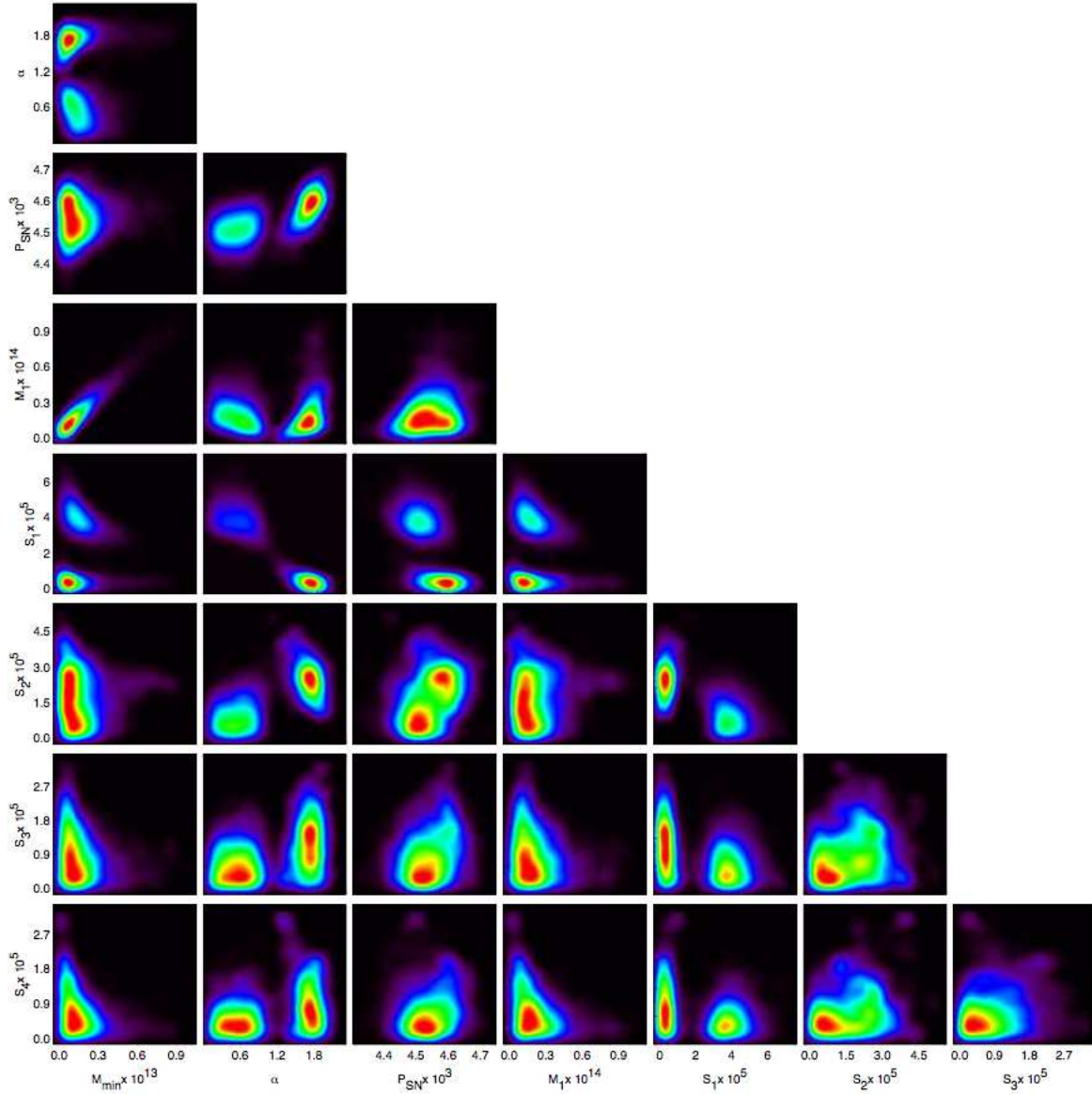


FIGURE 4.12 – Contours de confiance des paramètres de la HOD à $350 \mu\text{m}$ des données *Herschel*/SPIRE. Au lieu d'utiliser les émissivités venant du modèle de galaxies, ils ont séparé la gamme de redshift en quatre tranches pour lesquelles ils ont calculé une émissivité moyenne S_i qu'ils ont considéré comme paramètre libre. Les tranches en redshifts sont $0 < z < 1$ (S_1), $1 < z < 2$ (S_2), $2 < z < 3$ (S_3), $3 < z < 4$ (S_4), P_{SN} est le niveau du bruit de Poisson. Tiré de Amblard *et al.* (2011)

annexe.

Considérer les émissivités comme des paramètres libres permet d'éviter de se reposer sur un modèle de galaxies et donc évite un certain nombre d'hypothèse. Cependant, l'ajustement aux données ne permet pas de contraindre les modèles d'évolution de galaxies car les barres d'erreur sont beaucoup trop grandes. De plus les dégénérescences entre les paramètres ($b_{j,i}$ et paramètres

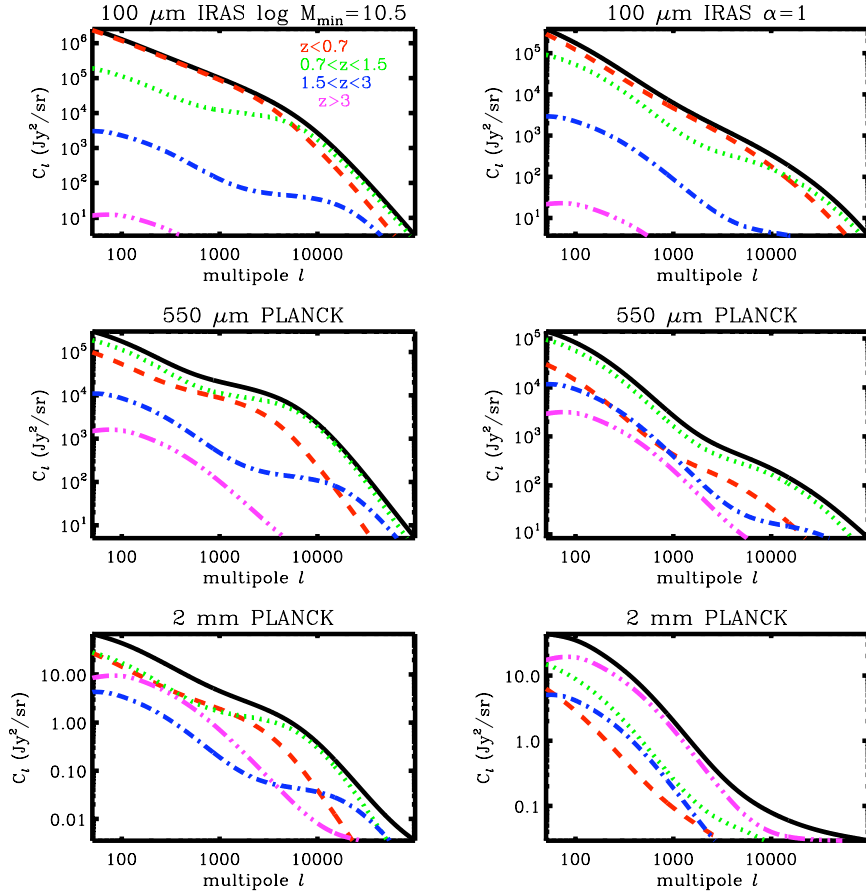


FIGURE 4.13 – Distribution en redshift à plusieurs longueurs d’onde pour des paramètres de halo différents du modèle fiduciaire. Les panneaux de gauche sont pour $\log M_{min} = 10.5$ et ceux de droite pour $\alpha = 1$. La distribution en redshift varie fortement en fonction du jeu de paramètres de halo. Cependant la même tendance est observée : les bas redshifts dominent à courte longueur d’onde alors que les grands redshifts dominent à grandes longueur d’onde.

de halos) dépendent fortement de la paramétrisation de la HOD.

4.3 Interprétation des mesures

4.3.1 Contribution en redshift et en masse au spectre de puissance

Comme cela a été dit auparavant, plus la longueur d’onde est grande, plus la contribution relative des hauts redshifts augmente. C’est bien ce que l’on observe sur le panneau de gauche de la figure 4.18. Par exemple, la tranche $z < 0.7$ domine le spectre à $160 \mu\text{m}$ mais sa contribution diminue franchement dans le domaine submm. A l’inverse, la tranche à haut redshift ($z > 3$) est négligeable à courte longueur d’onde mais sa contribution augmente avec la longueur d’onde. Cependant la distribution en redshift dépend du jeu de paramètres de halo comme le montre la figure 4.13. J’ai pris des valeurs différentes du modèle fiduciaire pour α_{sat} et M_{min} . Ces changements restent similaires aux valeurs trouvés dans la littérature. Les distributions en redshift sont modifiées mais on observe tout de même la même tendance, la contribution des hauts redshifts

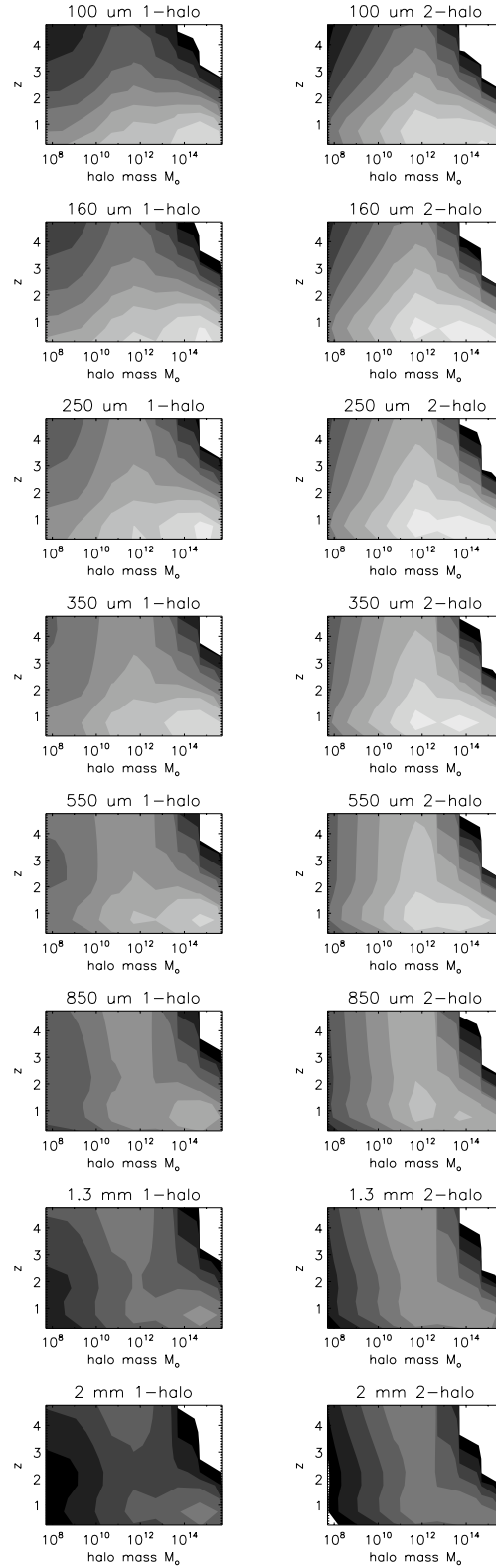


FIGURE 4.14 – Contribution de la masse des halos en fonction du redshift aux C_ℓ de $100 \mu\text{m}$ à 2 mm . La première colonne est leur contribution aux terme 1-halo ($\ell = 2002$) et la seconde colonne au terme 2-halo ($\ell = 100$). La gamme de gris est logarithmique. Le gris le plus clair représente les plus fortes contributions. Le terme 1-halo est dominé par les grandes masses à bas z à toutes les longueurs d'onde alors que le terme 2-halo est dominé par une large gamme de masse à bas z et par des masses intermédiaires à haut z . Ces deux termes ne sont donc pas sensibles au même régime de masse.

augmente avec la longueur d'onde alors que parallèlement celle des bas redshift diminue. Seulement la 'vitesse' de cette évolution change.

La contribution en masse des halos au spectre de puissance est aussi intéressante à regarder. Cependant, cette masse dépend aussi de redshift. C'est pourquoi il est difficile de ne pas les considérer en même temps. La figure 4.14 montre la contribution en redshift et en masse des halos dans lesquels résident les galaxies au terme 1-halo à $\ell = 2002$ et au terme 2-halo à $\ell = 100$ de $100 \mu\text{m}$ à 2 mm . Les halos de grande masse ($M > 10^{13}M_{\odot}$) contribuent le plus au terme 1-halo à bas z et ce pour toutes les longueurs d'onde. A toutes les longueurs d'onde, au fur et à mesure que le redshift augmente, la masse dominante décroît à $10^{11-13}M_{\odot}$. On peut interpréter qualitativement cette contribution en faisant appel à la fonction de masse. D'après cette dernière, par exemple, à $z = 0.5$, il y a mille fois plus de halos de masse $10^{14}M_{\odot}/h$ que de halos de masse $10^{11}M_{\odot}/h$. D'après la HOD, un halo sur cent de masse $10^{11}M_{\odot}/h$ contient une galaxie alors qu'un halo de $10^{14}M_{\odot}/h$ contient en moyenne 10 galaxies. La contribution au terme 1-halo évolue en N_{gal}^2 , ce dernier contribue relativement moins au terme 1-halo. En ce qui concerne le terme 2-halo, il ne présente pas le même comportement : à courte longueur d'onde, les halos sur une large gamme de masse $\sim 10^{11-15}M_{\odot}$ à bas z contribuent fortement au spectre de puissance. En parallèle, les halos uniquement de masse intermédiaire ($M \sim 10^{12}M_{\odot}$) contribuent aussi fortement à plus haut redshift. Quand la longueur d'onde augmente, la contribution relative entre les grandes masses à bas z et les masses intermédiaires à haut z devient proche de 1. Il en advient que leurs contributions deviennent du même ordre à 2 mm . Les halos de masse intermédiaire sont plus abondants ce qui explique leur forte contribution. On peut donc en conclure que les termes 1 et 2-halo sont sensibles à des régimes de masse différents qui évoluent avec le redshift et donc changent avec la longueur d'onde.

Magliocchetti *et al.* (2008) ont sélectionné des sources à $24 \mu\text{m}$ entre $1.5 < z < 3$ et ils ont déduit de la fonction de corrélation que ces galaxies résident dans des halos de l'ordre de $10^{13}M_{\odot}$. Viero *et al.* (2009) ont trouvé $M_{eff} \sim 10^{13.2}M_{\odot}$ ⁵ pour des galaxies non résolues à $z > 1$ de 250 à $500 \mu\text{m}$. Brodwin *et al.* (2008) ont calculé la fonction de corrélation angulaire de 'dust-obscured galaxies' sélectionnées avec un critère de couleur. Ils ont mesuré une masse moyenne de $10^{12.2}M_{\odot}$. Gilli *et al.* (2007) ont calculé la fonction de corrélation projetée de galaxies IR à $24 \mu\text{m}$ dont ils ont déduit une masse de halos $M > 3 \times 10^{13}M_{\odot}$. Tous ces résultats sont en accord avec les nôtres. On peut donc en conclure que les galaxies résidant dans des halos ayant des masses de l'ordre de $10^{12-13}M_{\odot}$ contribuent le plus au spectre de puissance.

4.3.2 Biais linéaire & biais effectif

Un des paramètres permettant de mesurer l'intensité de la corrélation des galaxies est le biais linéaire. Dans le cadre du modèle de halo on peut calculer le biais effectif. Ils peuvent être un peu différents. On est obligé d'utiliser ces deux biais car, dans les études précédentes, en général, seul l'un des deux est calculé.

On calcule le biais linéaire $b_{lin}(k, z)$ en fonction du redshift de la façon suivante :

$$b_{lin}(k, z) = \sqrt{\frac{P_{gg}(k, z)}{P_{lin}(k, z)}} \quad (4.14)$$

5. La masse effective d'un halo est la moyenne pondérée de la fonction de masse.

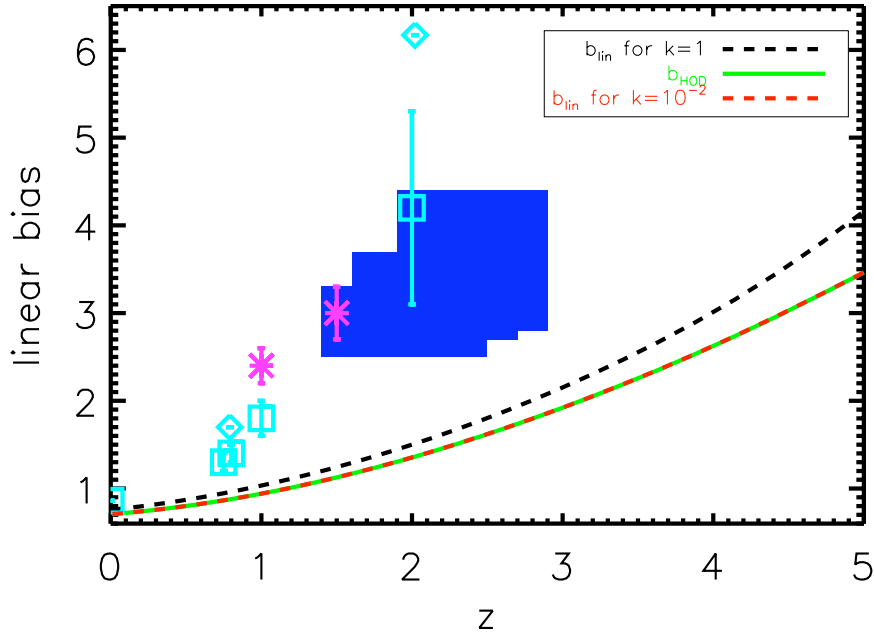


FIGURE 4.15 – Biais linéaire et biais effectif en fonction du redshift pour plusieurs valeurs de k comparé aux mesures précédentes. Les carrés bleus clairs représentent les mesures de biais linéaire issus de mesures de fonction de corrélation (Brodwin *et al.*, 2008; Saunders *et al.*, 1992; Lagache *et al.*, 2007; Gilli *et al.*, 2007; Viero *et al.*, 2009). Les losanges bleus clairs ainsi que les rectangles pleins bleus montrent les mesures de biais effectif (Magliocchetti *et al.*, 2008; Viero *et al.*, 2009; Cooray *et al.*, 2010). Les croix roses sont les mesures de biais linéaires issus d’analyse des anisotropies du FDI (Lagache *et al.*, 2007; Viero *et al.*, 2009)

où $P_{gg}(k, z)$ est le spectre de puissance 3D des galaxies et $P_{lin}(k, z)$ est le spectre linéaire de la DM. On appellera le biais effectif b_{HOD} dans la suite. Aux grandes échelles, $u(k \rightarrow 0, M) \sim 1$ donc on peut écrire :

$$b_{HOD}(z) = \int dM \frac{dN}{dM} b(M) \frac{\langle N_{gal} \rangle}{\bar{n}_{gal}} \quad (4.15)$$

La figure 4.15 montre les biais pour notre modèle fiduciaire en fonction du redshift pour $k = 10^{-2}$ et $k = 1$ comparé aux précédentes mesures, elles sont détaillées dans la table 4.4. Dans un premier temps on peut remarquer que le biais effectif et le biais linéaire sont fortement similaires à $k = 10^{-2}$. Cependant, le biais HOD est valide uniquement dans le régime linéaire. Aux petites échelles spatiales, l’approximation $u(k \rightarrow 0, M) \sim 1$ n’est plus vraie ce qui explique la différence entre le biais HOD et le biais linéaire pour $k = 1$.

Ils n’ont pas la même tendance que les points de données. Ces derniers tendent vers de hautes valeurs du biais beaucoup plus vite que les biais du modèle. Il y a un accord du modèle aux données uniquement à $z \sim 1$.

Le biais effectif n’est pas en accord avec les mesures, cependant, les mesures sont issues de différentes HOD. Par exemple, Cooray *et al.* (2010) ont utilisé la même HOD mais pas le même jeu de paramètres. On a mis en entrée leurs paramètres et on retrouve bien leurs résultats. Le

wavelength	kind of galaxies	reference	$\langle z \rangle$	b_{HOD}	b_{lin}
24	resolved	Magliocchetti <i>et al.</i> (2008)	0.79	1.70	
24	resolved	Magliocchetti <i>et al.</i> (2008)	2.02	6.17	
24	resolved	Brodwin <i>et al.</i> (2008)	2		3.1-5.3
24	resolved	Gilli <i>et al.</i> (2007)	0.75		1.3±0.1
24	resolved	Gilli <i>et al.</i> (2007)	0.8		1.4±0.1
24	resolved	Gilli <i>et al.</i> (2007)	1		1.8±0.2
100	resolved	Saunders <i>et al.</i> (1992)	0		0.86
160	background	Lagache <i>et al.</i> (2007)	1		2.4±0.2
250-350-500	background	Viero <i>et al.</i> (2009)	1.5	2.2±0.2	3±0.2
250	resolved	Cooray <i>et al.</i> (2010)	2.1 ^{+0.4} _{-0.7}	2.9±0.4	
350	resolved	Cooray <i>et al.</i> (2010)	2.3 ^{+0.4} _{-0.7}	3.2±0.5	
250	resolved	Cooray <i>et al.</i> (2010)	2.6 ^{+0.3} _{-0.7}	3.6±0.8	

TABLE 4.4 – Mesures des biais linéaires et effectifs. La troisième colonne donne les redshifts moyens des galaxies, l’avant dernière liste les biais effectifs et la dernière les biais linéaires.

biais effectif dépend donc du jeu de paramètres et de la HOD. De plus ces mesures sont pour la plupart issues de fonction de corrélation, or ce n’est pas la population que l’on étudie ici.

Le biais linéaire n’est pas non plus en accord avec les mesures déterminées avec des galaxies non résolues. Néanmoins, le calcul du biais linéaire nécessite l’utilisation des émissivités qui dépendent fortement du modèle de galaxies utilisé (cf Sect. 4.3.3). De plus, en fonction des échelles, le biais linéaire peut être ajusté au terme 1-halo ce qui n’est pas valide. Cela peut donc influencer les valeurs du biais.

4.3.3 Influence des émissivités

Plusieurs des modèles de regroupement des galaxies IR ont utilisé le modèle d’évolution de galaxies de Lagache *et al.* (2004) (LDP pour Lagache, Dole, Puget) pour calculer les émissivités (Lagache *et al.*, 2007; Viero *et al.*, 2009). La figure 4.16 montre la comparaison de leurs émissivités avec les nôtres. Dans le cas de ces dernières, le pic à $z \sim 0.9$ est due à la paramétrisation de la LF. Leurs forme est clairement différente, cependant on observe tout de même une tendance similaire. La contribution relative de hauts redshifts augmente avec la longueur d’onde alors que, parallèlement, celle des bas redshifts diminue. Jauzac *et al.* (2011) a montré que le modèle LDP prédit trop de puissance à haut z , c’est à dire trop de galaxies à haut z et pas assez à bas z . Afin de comprendre comment cela influence les spectres de puissance, la figure 4.17 montre le rapport des spectres de puissance calculés à partir de nos émissivités et ceux calculés à partir des émissivités de LDP. Le même jeu de paramètres de halo a été utilisé pour faire ce rapport de spectres ce qui implique que lors de l’ajustement aux données, les valeurs obtenues des paramètres de halos dépendront du choix des émissivités.

Comme il a été dit précédemment, le modèle de LDP prédit trop de puissance à haut z , il nous faut donc comparer les contributions en redshift au C_ℓ . Elles sont représentées sur la figure 4.18. Dans les deux cas on observe la même tendance, la contribution des hauts z augmente avec la longueur d’onde alors que celle des bas z diminue. On peut toutefois remarquer que cette évolution est plus rapide avec les émissivités de LDP. Par exemple, à 250 μm , pour nos émissivités, la contribution de la tranche $1.5 < z < 3$ est du même ordre que celle de la tranche

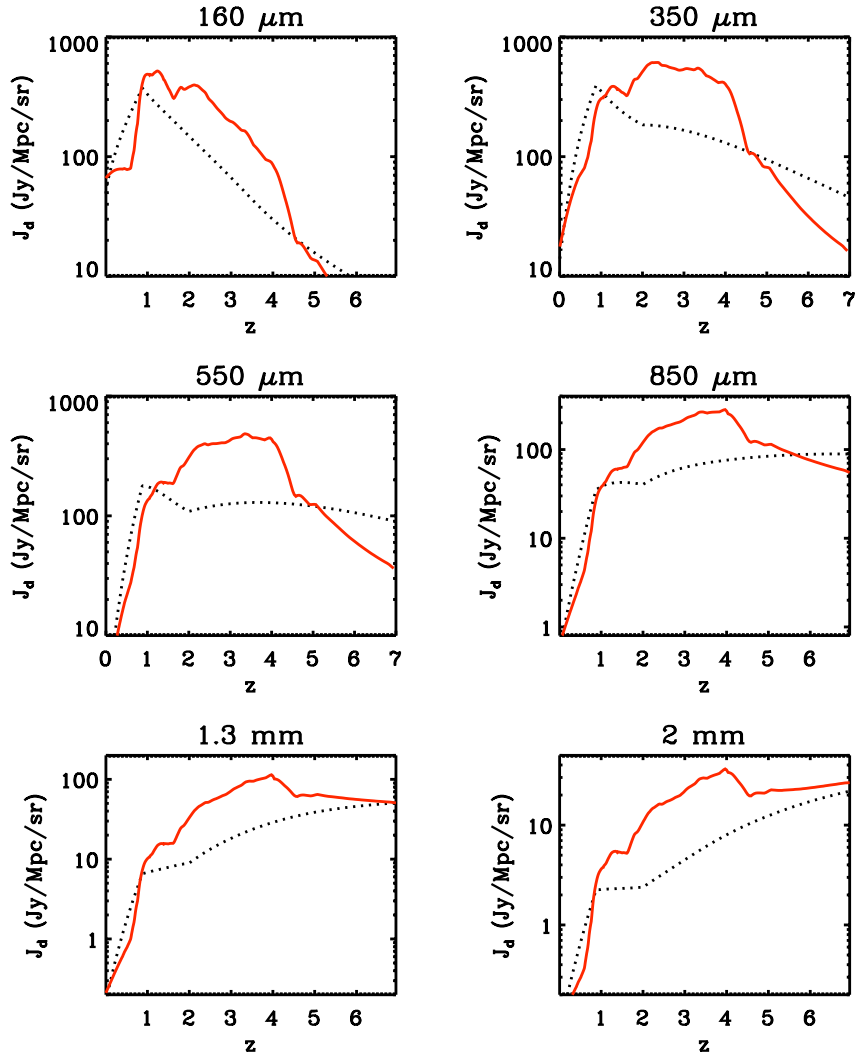


FIGURE 4.16 – Emissivités utilisées par Lagache *et al.* (2007) et Viero *et al.* (2009) venant de Lagache *et al.* (2004) (ligne continue rouge) et celle de notre modèle (ligne en pointillés noirs) à plusieurs longueurs d’onde.

$0.7 < z < 1.5$ alors que dans l’autre cas, ces deux tranches ont près d’un ordre de grandeur de différence. A plus grande longueur d’onde, les deux tranches à plus haut z ($1.5 < z < 3$ et $z > 3$) ont une contribution croissante et toutes les deux dominent le spectre de puissance à 850 μm dans le cas LDP. Par contre, dans notre cas, la tranche $0.7 < z < 1.5$ contribue encore fortement. A 1.3 et 2 mm, dans le cas LDP, les deux tranches à haut z dominent alors que dans notre cas, seule la dernière tranche a une contribution importante, l’avant-dernière tranche a une contribution quasiment négligeable. Ces différences impliquent que le choix des émissivités influence grandement les contributions en redshift ce qui met en exergue l’importance d’un modèle de galaxies fiable.

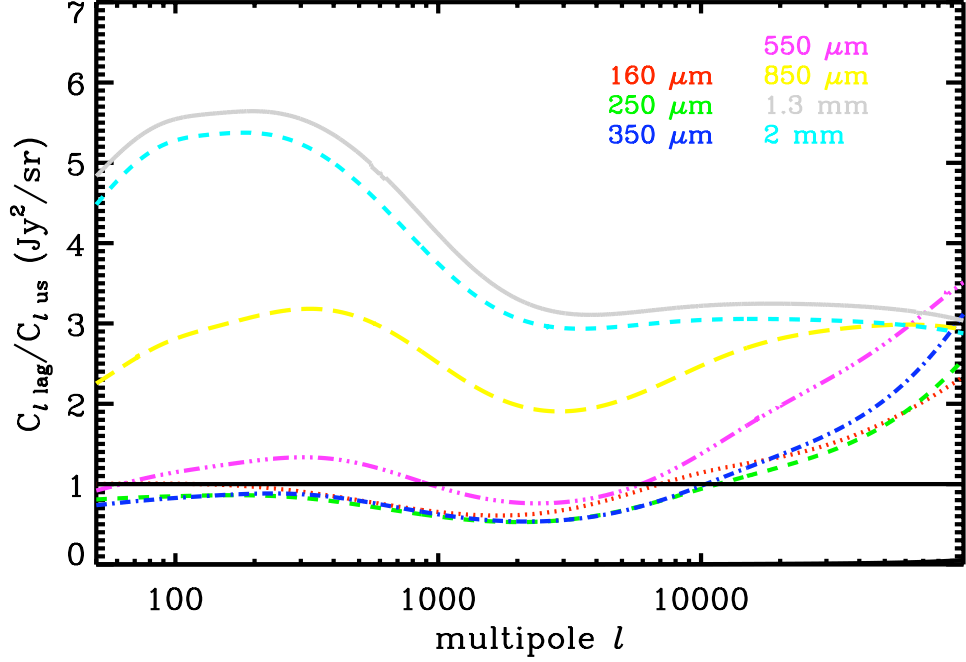


FIGURE 4.17 – Rapport des spectres de puissance calculés avec nos émissivités ($C_{\ell,us}$) et ceux calculés avec les émissivités de Lagache *et al.* (2004) ($C_{\ell,lag}$) à plusieurs longueurs d’onde.

4.3.4 Contribution des LIRGs et des ULIRGs

Les LIRGs dominent la densité de luminosité IR à $z \sim 1$ et les ULIRGs à $z \sim 2$ (Caputi *et al.*, 2007). On regarde donc comment elles contribuent aux C_ℓ et l’évolution de ces contributions avec la longueur d’onde. Par la suite, on appellera galaxies normales les galaxies avec $L_{IR} < 10^{11}L_\odot$. Pour ce faire, on sépare les émissivités :

$$\bar{j}_\lambda = \bar{j}_\lambda^{normal} + \bar{j}_\lambda^{LIRG} + \bar{j}_\lambda^{ULIRG} \quad (4.16)$$

Cette contribution est ensuite mise au carré dans les C_ℓ , il apparait donc des termes croisés :

$$C_{\ell,total} = C_{\ell,Normal} + C_{\ell,LIRG} + C_{\ell,ULIRG} + 2(C_{\ell,Normal/LIRG} \quad (4.17)$$

$$+ C_{\ell,Normal/ULIRG} + C_{\ell,LIRG/ULIRG}) \quad (4.18)$$

Ces contributions sont représentées sur la figure 4.19. Les contributions des termes croisés ne sont pas représentées, la somme des trois composantes n’est donc pas égale au spectre de puissance total. Les galaxies normales et les LIRGs dominent le spectre de puissance jusqu’à $550 \mu\text{m}$. Les galaxies normales dominent à bas ℓ alors qu’à haut ℓ ce sont les LIRGs. L’échelle de l’intersection se décale vers les hauts ℓ avec la longueur d’onde et donc avec le redshift, de $\ell \sim 2000$ à $\ell \sim 10000$. La contribution des LIRGs croit doucement et fini par dominer de $850 \mu\text{m}$ à 2 mm . Les ULIRGs ne dominent jamais complètement le spectre de puissance, cependant, leur contribution relative par rapport aux LIRGs et normales augmente avec la longueur d’onde, de $850 \mu\text{m}$ à 2 mm . On retrouve donc ce à quoi on s’attendait avec les études précédentes, les galaxies normales contribuent très fortement au spectre de puissance à bas z , puis les LIRGs autour de $z \sim 1$ et finalement les ULIRGs contribuent autant que les deux précédentes au delà.

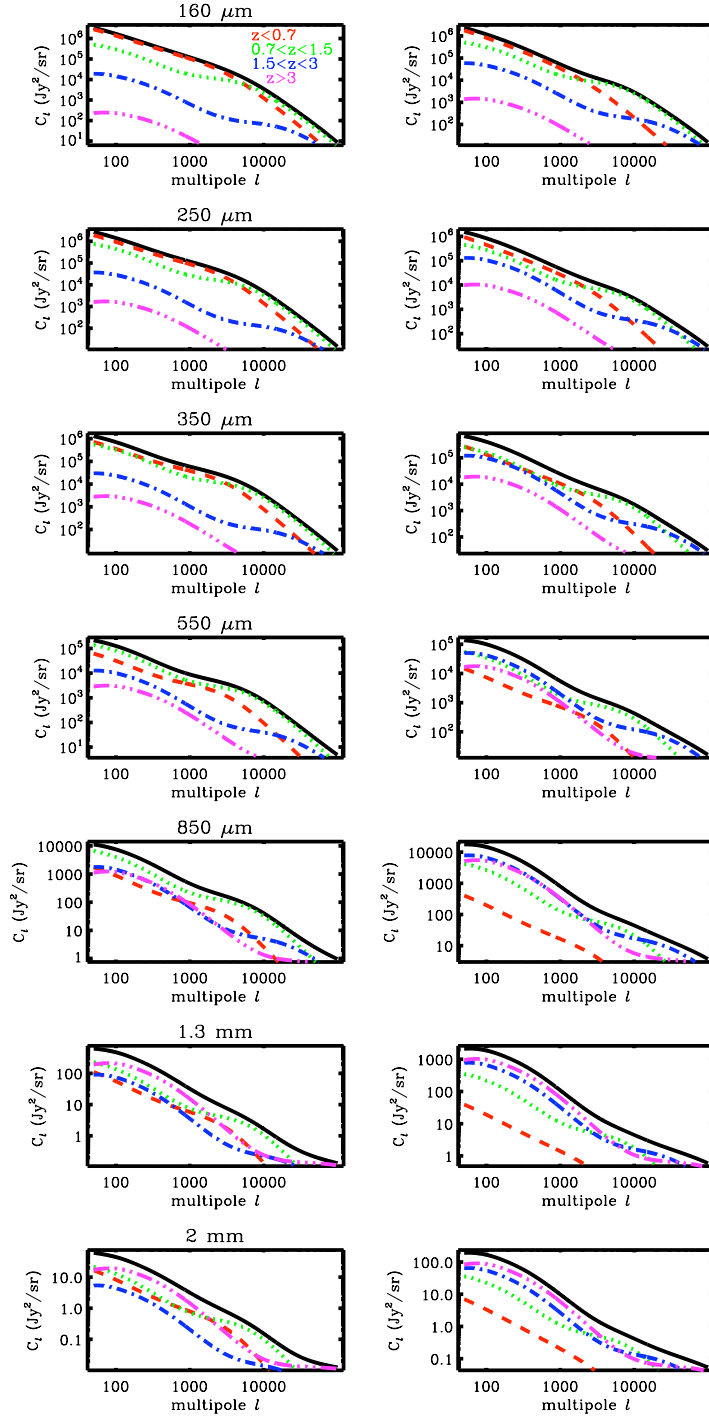


FIGURE 4.18 – Contributions en redshift aux C_l à plusieurs longueurs d’onde avec nos émissivités dans la colonne de gauche et avec les émissivités de Lagache *et al.* (2004) dans la colonne de droite. Dans les deux cas la contribution des hauts redshifts augmentent avec la longueur d’onde et celle des bas redshifts diminue. Cependant cette évolution est plus rapide avec les émissivités de Lagache *et al.* (2004).

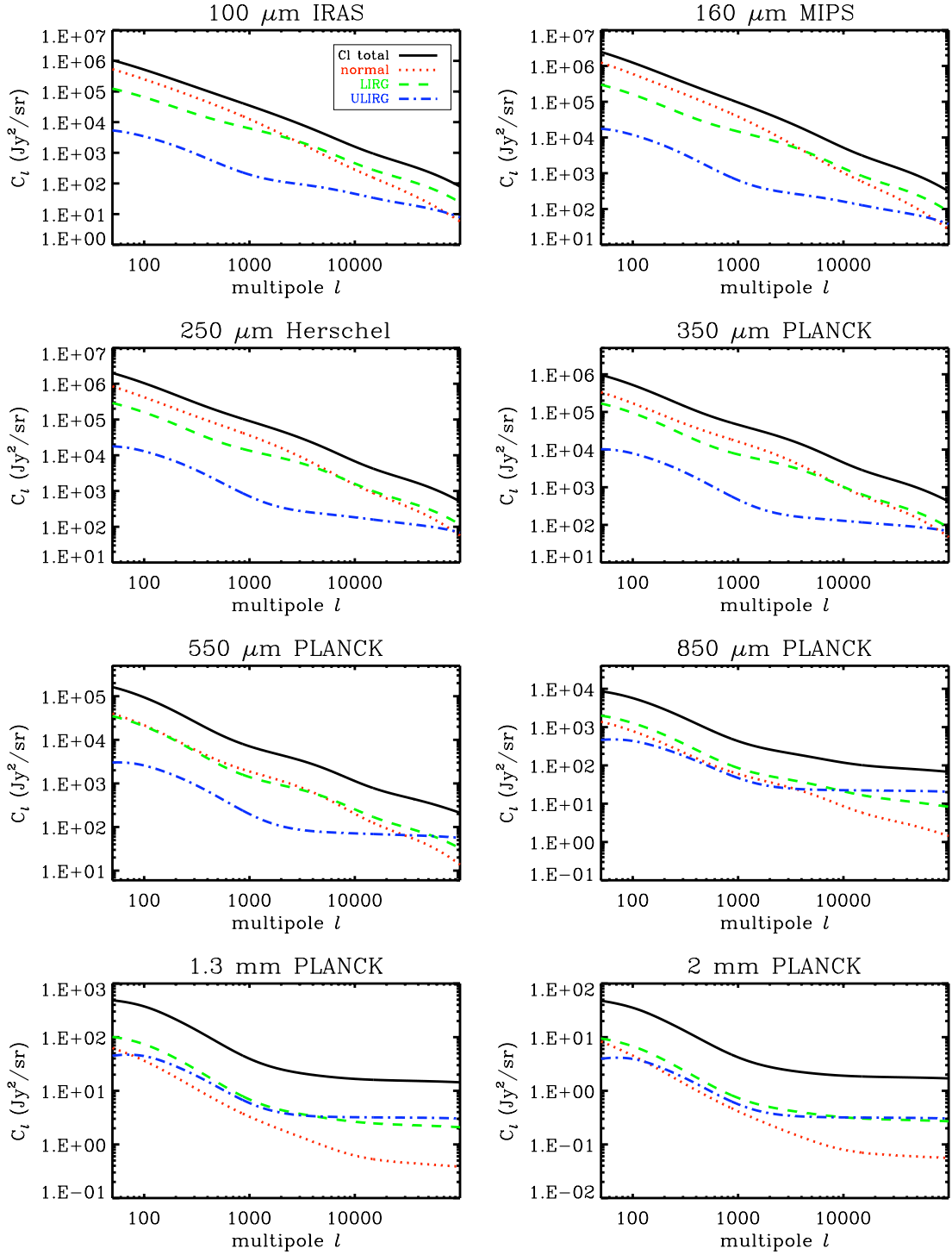


FIGURE 4.19 – Contribution des galaxies normales, des LIRGs et des ULIRGs aux C_ℓ à plusieurs longueurs d’onde. Lorsque l’on sépare les contributions de chacune dans les émissivités, des termes croisés apparaissent dans le spectre de puissance. Ils ne sont pas représentés ici, il en découle que la somme des trois composantes ne fait pas le total. On retrouve bien les résultats auxquels on s’attend : les galaxies normales et les LIRGs dominent à courte longueur d’onde, donc à bas z . Au fur et à mesure que la longueur d’onde augmente, et donc le redshift, la contribution relative des ULIRGs croît.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté un nouveau modèle de regroupement des galaxies IR dans les anisotropies du FDI. J'ai interfacé un modèle d'évolution des galaxies IR au modèle de halo qui décrit la distribution spatiale de DM. Ce modèle est complètement paramétré ce qui permet d'étudier les dégénérescences de ces paramètres ainsi que les contraintes que les données peuvent leur imposer. Il s'avère que les spectres de puissance des anisotropies du FDI seuls ne peuvent contraindre les paramètres du modèle de galaxies, c'est à dire l'évolution de la LF. Ces paramètres ont été fixés aux valeurs du modèle moyen trouvé par Béthermin *et al.* (2011). Puis l'espace des paramètres de la HOD a été exploré, certains sont fortement dégénérés, surtout M_{min} et M_{sat} ce qui nous permettra d'en fixer un des deux tel que $M_{sat} = kM_{min}$ avec $k \sim 3$ où k est la direction de dégénérescence (cg chapitre 5). Puis j'ai calculé les spectres de puissance de 100 μm à 2 mm pour les bandes IRAS, Spitzer/MIPS, Herschel/SPIRE et Planck/HFI. Les galaxies à haut z résident dans des halos plus petits que à bas z . Le niveau du bruit de Poisson n'est pas mesurable avec certains instruments comme Planck à cause de leur résolution angulaire. Par contre, cela ne s'applique pas à SPT et Herschel car ils ont de meilleures résolutions.

Avec un jeu de paramètres fiduciaires, j'ai calculé les contributions en masse et en redshift au spectre de puissance. Les termes 1 et 2-halo ne sont pas sensibles au même régime de masse, les grandes masses contribuent plus au terme 1-halo alors que le terme 2-halo est dominé par des masses intermédiaires. Ce modèle dépend fortement des émissivités données par le modèle d'évolution de galaxies. En effet, j'ai comparé les spectres de puissance obtenus avec les émissivités venant du modèle LDP et Béthermin *et al.* (2011). Ils ont des formes très différentes ce qui implique que les valeurs des paramètres ajustées aux données vont dépendre des émissivités.

Afin d'éviter l'utilisation d'un modèle de galaxies j'ai considéré les émissivités moyennes dans quatre tranches de redshift comme des paramètres libres. Ces derniers sont tellement mal contraints qu'ils ne peuvent donner aucune contrainte sur les modèles de galaxies.

Les contributions des galaxies normales, des LIRGs et des ULIRGs dominent le spectre de puissance chacune sur une gamme de redshift et donc de longueur d'onde. Les normales à courtes longueur d'onde, puis les LIRGs à plus grande longueur d'onde. Les ULIRGs ne dominent jamais le spectre de puissance mais leur contribution croît avec la longueur d'onde. On retrouve donc des résultats similaires aux études du FDI et des LF.

Je vais utiliser ensuite ce modèle pour ajuster les données existantes dont les spectres du FDI à 100 et 160 μm calculés dans le chapitre précédent.

Chapitre 5

Contraindre le modèle de regroupement

Sommaire

5.1	Biais linéaire	95
5.2	Ajustement avec le modèle de halo	96
5.3	Contribution en redshift et en masse	100
5.4	Contribution des LIRGs et des ULIRGs	103
5.5	Conclusion	103

Dans ce chapitre, je vais ajuster tous les spectres de puissance des anisotropies du FDI disponibles avec le modèle de regroupement des galaxies IR afin d'étudier l'évolution du regroupement, ici, l'évolution de la masse des halos dans lesquels évoluent les galaxies IR avec la longueur d'onde. Je vais utiliser les spectres à 100 et 160 μm que j'ai calculés dans le chapitre 3, les spectres à 250, 350 et 500 μm d'Herschel, ceux de Planck à 350, 550, 850 et 1380 μm et ceux de SPT à 1.3 et 2 mm (Hall *et al.*, 2010). Je comparerai ensuite ces résultats aux résultats obtenus avec Planck puisque ce modèle a été utilisé pour l'analyse des résultats.

Dans un premier temps, je vais ajuster les données avec un modèle simple de regroupement faisant l'hypothèse d'un spectre linéaire biaisé de la matière noire puis j'appliquerai le modèle de halo du chapitre 4.

5.1 Biais linéaire

Avant de déterminer les paramètres de halos pour chaque jeu de données, on applique un modèle simple de spectre linéaire biaisé de la matière noire ce qui permet de déterminer le biais linéaire à chaque longueur d'onde. On laisse deux paramètres libres, le biais et le niveau du bruit de Poisson. La table 5.1 liste les valeurs du biais ainsi que les χ^2 réduits à plusieurs longueurs d'onde. On s'attendrait à ce que le biais augmente avec la longueur d'onde puisque le biais augmente avec le redshift et les grandes longueurs d'onde sondent les grands redshifts. Cependant ce n'est pas ce que l'on observe. A courte longueur d'onde, le biais est étonnamment haut. A 100 μm , on trouve $b \sim 2.8$. Les galaxies sondées sont à bas redshift et Saunders *et al.* (1992) ont trouvé un biais de 0.82 à partir de la fonction de corrélation des galaxies résolues dans les données IRAS à 100 μm . Le χ^2 réduit est assez élevé car certains points des données sont aberrants. Le modèle est bien ajusté aux données comme le montre la figure 5.1. A 160 μm , le biais est anormalement haut, il est de l'ordre de 6. Cela peut-être expliqué par le fait que le terme 1-halo domine complètement les échelles considérées comme le montre la figure 4.5 à ces

Wavelength (μm)	Instrument	Biais linéaire	Bruit de Poisson	χ^2/DDL
100	IRIS	2.80 ± 0.12	8484 ± 211	4.54
160	Spitzer/MIPS	6.67 ± 0.14	8776 ± 220	0.95
250	Herschel/SPIRE	3.7 ± 0.08	14738 ± 74	25.23
350	Herschel/SPIRE	3.2 ± 0.07	6549 ± 39	13.47
350	Planck/HFI	2.56 ± 0.11	N/A	3.49
500	Herschel/SPIRE	3.04 ± 0.09	3057 ± 35	10.27
550	Planck/HFI	2.99 ± 0.12	N/A	5.47
850	Planck/HFI	3.72 ± 0.09	N/A	12.29
1363	SPT	6.00 ± 0.60	18.34 ± 0.81	1.18
1380	Planck/HFI	3.28 ± 0.18	N/A	1.52
2000	SPT	4.80 ± 0.88	1.21 ± 0.09	1.05

TABLE 5.1 – Biais linéaires et niveaux de bruit de Poisson en fonction de la longueur d’onde. La dernière colonne donne le χ^2 réduit ($DDL = \text{degrés de liberté}$).

longueurs d’onde. Pour qu’un ajustement avec un biais linéaire soit valide il faut que le terme 2-halo, qui sonde les échelles du régime linéaire, domine. On peut toutefois noter que Lagache *et al.* (2007) trouvent un biais de ~ 2.4 mais il y avait une erreur dans leur calcul du spectre de puissance. Nous avons implémenté la même erreur et on retrouve bien leur valeur du biais. La valeur du biais est aussi anormalement haute à 1.3 et 2 mm dans les données SPT, le ℓ minimum est 2100, ce qui tombe complètement dans le terme 1-halo d’après la figure 4.5. La comparaison des spectres Planck et SPT à 1.3 mm suggère aussi cela. Planck Collaboration *et al.* (2011b) ont montré que le modèle linéaire utilisé par Hall *et al.* (2010) pour les données SPT surestime d’un facteur 2.4 la puissance à $\ell = 800$ des données Planck. L’hypothèse d’un spectre linéaire de la DM est donc fautive à ces échelles. En ce qui concerne les données Planck, l’ajustement du bruit de Poisson se fait difficilement. La résolution de l’instrument ne permet pas d’atteindre la composante horizontale. En ajustant les données avec un biais linéaire on obtient des valeurs irréalistes du bruit de Poisson, il est fortement surestimé par rapport aux valeurs attendues (et mesurées par ailleurs par Herschel) (Planck Collaboration *et al.*, 2011b). Dans ce cas, on fixe donc le niveau du bruit de Poisson. Aux autres longueurs d’onde, la composante horizontale du bruit de Poisson est atteinte, on peut donc ajuster son niveau. Cependant si on ne considère que les points à l’échelle où la composante poissonnienne n’est pas atteinte et qu’on ajuste le bruit de Poisson on obtient aussi des valeurs aberrantes de bruit de Poisson.

Il est clair qu’un spectre biaisé de la matière noire n’est pas adapté aux données disponibles, je vais donc ajuster ces données avec le modèle de halo présenté dans le chapitre 4.

5.2 Ajustement avec le modèle de halo

Pour ajuster les données, j’ai utilisé l’algorithme de Levenberg-Marquardt pour faire une minimisation du χ^2_λ par longueur d’onde :

$$\chi^2_\lambda = \sum_b \frac{(P_\lambda^{\text{model}}(b) - P_\lambda^{\text{data}}(b))^2}{\sigma_\lambda(b)^2} \quad (5.1)$$

Tous les paramètres de la HOD ne sont pas ajustés tel que $\sigma_{\log M}$ que l’on fixe à 0.65 en accord avec les études de regroupement des galaxies optiques de Tinker and Wetzel (2010). On a vu

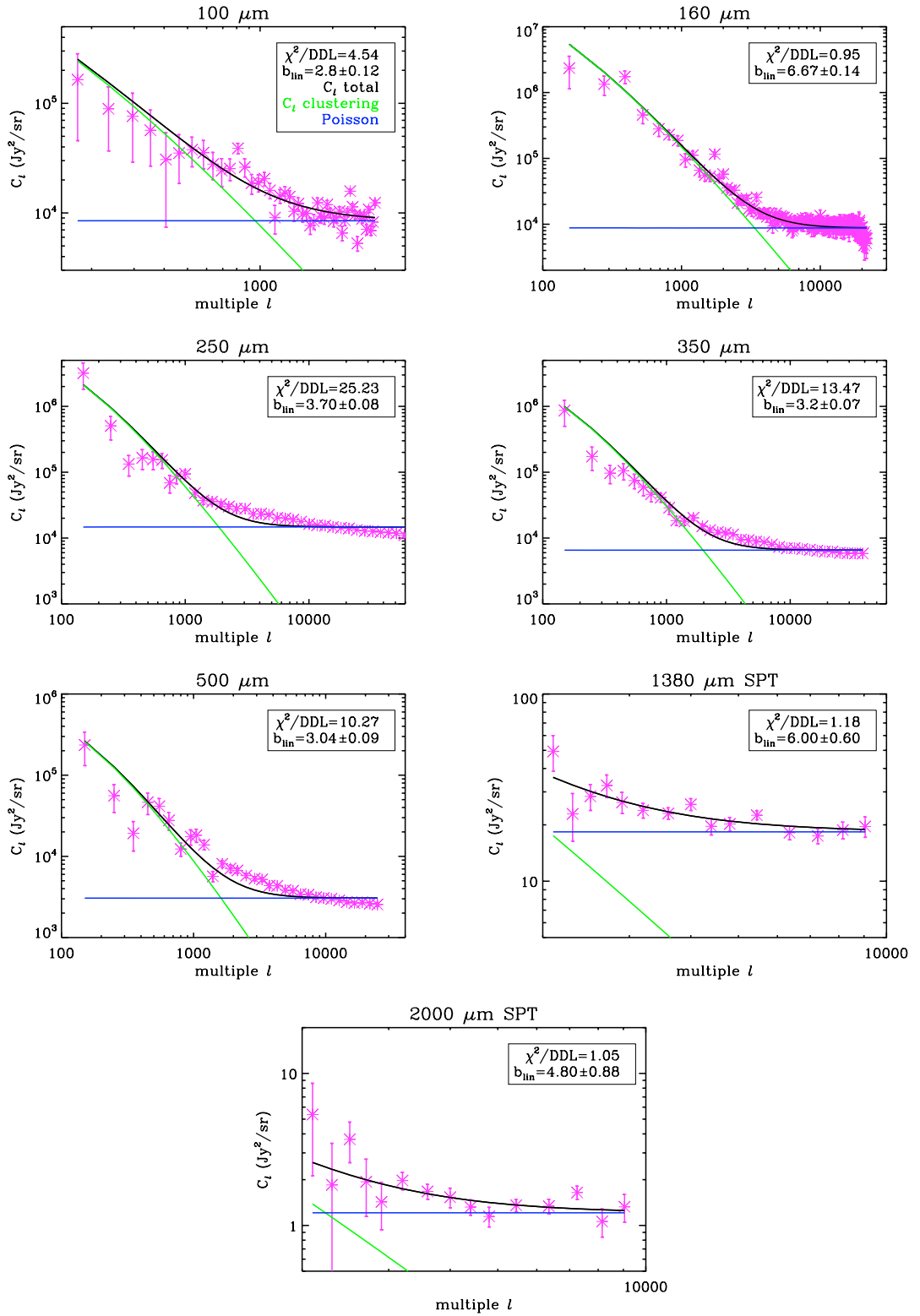


FIGURE 5.1 – Ajustements des spectres linéaires biaisés à plusieurs longueurs d’onde. Le modèle est souvent en bon accord avec les données malgré des valeurs du biais très élevées.

dans le chapitre précédent que M_{min} et M_{sat} sont fortement dégénérés, dans un premier temps, on ajuste donc uniquement M_{min} et on fixe $M_{sat} = 3.3M_{min}$, la direction de dégénérescence de M_{min} et M_{sat} . Le $P_{\lambda}^{model}(b)$ contient le bruit de Poisson qui sera soit fixé, soit ajusté aux données lorsque c'est possible. Les seuls paramètres ajustés aux données sont donc α_{sat} et M_{min} .

On a vu précédemment que les C_{ℓ} dépendent des émissivités or le modèle de galaxies de Béthermin *et al.* (2011) n'est bien contraint que jusqu'à un redshift de 3.5 grâce aux comptages différentiels et aux fonctions de luminosité. Au delà, les émissivités sont extrapolées à partir des plus bas redshifts, elles sont contraintes uniquement par les valeurs du FDI. Afin d'être le plus conservatif possible on considère l'émissivité constante sur la gamme $z = [3.5, 7]$ et on l'ajuste avec les données à chaque longueur d'onde en même temps que α_{sat} et M_{min} . On réécrit alors l'équation 2.13 :

$$C_{\ell}^{\lambda\lambda'} = \int_0^{3.5} dz \frac{dd_A}{dz} \frac{a^2(z)}{d_A^2} \bar{j}_{\lambda}(z) \bar{j}_{\lambda'}(z) P_{gg}(k = \ell/d_A, z) \quad (5.2)$$

$$+ (j_{e_{jj}}^{\lambda\lambda'})^2 \int_{3.5}^7 dz \frac{dd_A}{dz} P_{gg}(k = \ell/d_A, z) \quad (5.3)$$

Les spectres de puissance du FDI d'*Herschel* de Amblard *et al.* (2011) ne sont pas en accord avec les résultats de Planck Collaboration *et al.* (2011b) à cause de deux effets. La contribution des cirrus dans *Herschel* a été déterminée à partir de données existantes dans le même champ à partir des données IRIS (cf Sect. 3.4) puis extrapolées aux longueurs d'onde de *Herschel*/SPIRE. Or j'ai montré dans la section 3.5 que cette méthode surestime la contribution des cirrus. Planck Collaboration *et al.* (2011b) ont en fait montré que la contribution des cirrus dans ce champ est négligeable. Le spectre de puissance des cirrus soustrait a donc été rajouté aux données. Le second effet est dû à l'étalonnage de *Herschel*/SPIRE. En effet, il a été calibré sur des sources ponctuelles brillantes et non sur l'émission diffuse. La conversion entre les deux n'est pas encore totalement connue aujourd'hui. Planck/HFI est calibré sur l'émission diffuse, la corrélation croisée de ces deux instruments permet la correction de celle d'*Herschel*/SPIRE de 10 et 20 % à 350 et 500 μm respectivement. Ces corrections rendent les spectres de puissance *Herschel*/SPIRE et Planck/HFI en très bon accord.

Les spectres de puissance de Planck/HFI sont pour $200 < \ell < 2000$. La plus grande résolution d'*Herschel*/SPIRE permet d'atteindre de plus hauts multipoles (jusqu'à $\ell \sim 50000$). Afin d'augmenter la statistique et la précision sur la détermination des paramètres du modèle de halo, je vais ajuster un seul modèle aux données Planck/HFI et *Herschel*/SPIRE corrigées à 350 et 500 et 550 μm . Je vais faire de même pour Planck/HFI et SPT à 1380 μm .

En considérant $M_{sat} = 3.3M_{min}$ il a été difficile voire impossible d'ajuster toutes les données tout en ayant des valeurs des paramètres réalistes. Les valeurs de j_{eff} pouvaient être plus de dix fois supérieures au modèle. On obtenait alors des contributions en redshifts aberrantes telles que une contribution dominante des galaxies à $z > 3.5$ à 100 ou 160 μm alors que les galaxies dominantes en réalité à ces longueurs d'onde sont plutôt vers $z \sim 1$. J'ai donc fixé les valeurs de j_{eff} à toutes les longueurs d'onde. Seules quelques longueurs d'ondes pouvaient être ajustées. Je n'ai pas trouvé de modèle ajustant les spectres de puissance d'*Herschel*. En séparant les échelles $\ell < 1000$ et $\ell > 1000$ je trouve des α_{sat} similaires mais des M_{min} différentes de deux ordres de grandeurs ce qui explique pourquoi un seul modèle n'ajuste pas l'ensemble des données. J'ai donc relaxé la contrainte $M_{sat} = 3.3M_{min}$ et laissé M_{sat} libre. Cela a permis d'ajuster toutes les

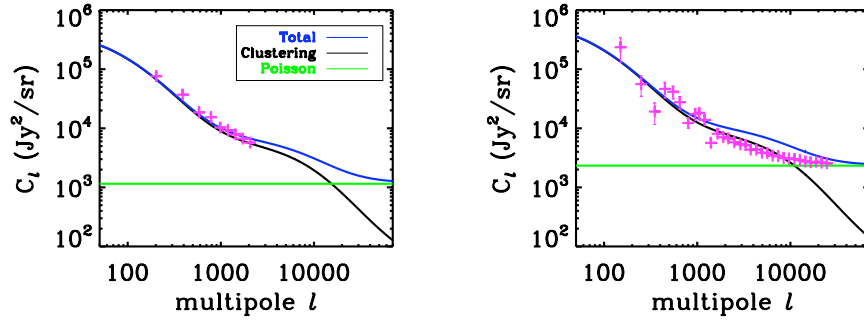


FIGURE 5.2 – Meilleur modèle avec $\alpha = 1$ pour Planck à $550 \mu\text{m}$. Le panneau de gauche montre l’ajustement des données Planck $550 \mu\text{m}$. Le panneau de droite montre le même modèle comparé aux données Herschel. On voit clairement que ce modèle n’est pas en accord avec les données aux petites échelles. Les croix roses sont les points de données.

données ainsi que de faire des ajustements joints de Planck et Herschel. Les paramètres sont listés dans le tableau 5.2.

On a vu dans la section 4.2.4 que α_{sat} est généralement fixé à 1 comme le suggèrent les simulations numériques ainsi que la théorie. Dans les études de regroupement des galaxies optiques utilisant une HOD, α_{sat} est souvent fixé à 1. Cependant, les mesures faites à partir d’observations d’amas ne sont pas toutes égales à 1. Par exemple, Kochanek *et al.* (2003) ont trouvé $\alpha = 1.10 \pm 0.09$ alors que Lin *et al.* (2004) ont mesuré $\alpha < 1$. Zehavi *et al.* (2011) ont utilisé une HOD similaire à la nôtre et ont ajusté leur modèle à des fonctions de corrélation des galaxies du SDSS en fonction de la luminosité. Ils ont obtenu des valeurs de α allant de 0.99 à 1.35. Il semble donc que fixé $\alpha = 1$ ne soit pas toujours idéal lorsque l’on ajuste les données. J’ai tout de même ajusté un modèle en fixant $\alpha = 1$ aux données Planck à $550 \mu\text{m}$ mais ce modèle ne s’ajuste pas aux données Herschel à $500 \mu\text{m}$ comme le montre la figure 5.2. Il n’est pas en accord avec les données aux petites échelles. Les quelques études de regroupement des galaxies IR utilisant le modèle de halo tendent vers des valeurs de $\alpha_{sat} > 1$. Les points de données Herschel ajustés par Amblard *et al.* (2011) sont faux, je ne comparerai donc pas mes résultats à leurs valeurs des paramètres. En ce qui concerne Planck seul, Planck Collaboration *et al.* (2011b) ont imposé la contrainte $M_{sat} = 3.3M_{min}$ ce qui explique pourquoi on trouve des α_{sat} différents mais ils restent dans les barres d’erreur. Il semble que α_{sat} augmente avec la longueur d’onde. Planck Collaboration *et al.* (2011b) ont obtenu des valeurs allant de 1.02 à 1.39 de $350 \mu\text{m}$ à $850 \mu\text{m}$. On retrouve aussi cette tendance ici si on ignore les résultats à $100, 160 \mu\text{m}$ et $1380 \mu\text{m}$. Le nombre de galaxies satellites augmente plus vite avec la masse du halo à haut redshift ce qui implique qu’à une masse de halo donnée, il y a plus de galaxies satellites à haut redshift que à bas z . Cela est cohérent avec le modèle hiérarchique de formation des structures qui prédit de nombreuses petites galaxies à haut z et des massives à bas z . Il n’y a pas d’évolution à proprement parlé des valeurs de M_{min} et de M_{sat} avec la longueur d’onde, elles sont respectivement autour de 10^{12} et $10^{13}M_{\odot}$. On peut toutefois remarquer qu’il y a près d’un ordre de grandeur entre les valeurs de M_{min} et de M_{sat} ce qui est en accord avec la théorie.

La figure 5.3 montre les meilleurs modèles pour chaque longueur d’onde ainsi que la composante poissonnienne et les termes 1 et 2 halo. On retrouve bien ce que l’on voyait sur la figure 4.5.

A 100 et 160 μm , le terme 1-halo domine à grandes échelles, les données tracent uniquement ce terme et pas du tout le terme 2-halo. Cela est donc cohérent avec les valeurs de biais linéaire trop élevées de la section précédente. On ne peut, en fait, pas le mesurer avec ces données. Il en est de même avec les données SPT à 1380 μm . On a vu dans la section 4.2.1 que l'intersection des termes 1 et 2-halo se décalait vers les hauts ℓ or cette évolution n'est pas aussi flagrante ici. A part à 100 et 160 μm , cette intersection est toujours à $\ell \sim 1000$ ce qui implique que la taille et donc la masse des halos contribuant aux termes 1-halo ne varie pas trop avec le redshift or d'après le modèle de formation hiérarchique des structures ce n'est pas le cas. On peut expliquer ce manque d'évolution par le fait que les cartes sont des mélanges de plusieurs redshifts. A courte longueur d'onde, les bas redshifts dominent la brillance et la contribution des hauts z est négligeable alors qu'à plus haute longueur d'onde, la contribution des hauts redshifts est significative comme celle des bas redshifts (cf Sect. suivante). La taille des halos est alors moyennée sur tous les redshifts.

5.3 Contribution en redshift et en masse

La figure 5.4 montre les contributions en redshift pour chaque longueur d'onde. Les courtes longueurs d'onde sont dominées par les bas redshifts et la contribution relative des hauts z augmente avec le longueur d'onde. On retrouve bien cette évolution malgré les différences des valeurs des paramètres (on a vu dans la section 4.3.1 que les contributions en redshift dépendaient fortement des paramètres du modèle de halo). Cependant il n'y a pas de franche domination des hauts redshifts à 850 et 1380 μm . Les bas redshifts ($0.7 < z < 1.5$) contribuent toujours notablement. Alors que à 100 et 160 μm les bas redshifts dominent clairement le spectre de puissance, la tranche $1.5 < z < 3.5$ est deux ordres de grandeur inférieure à la tranche $0 < z < 0.7$. A 100 et 160 μm , $\sim 70\%$ de la puissance contenue dans le spectre de puissance vient des galaxies à $z < 0.7$ et les 30 % restant proviennent de celles à $0.7 < z < 1.5$. La table 5.3 liste les contributions de chaque tranche de redshift à chaque longueur d'onde. La contribution des tranches $z < 0.7$ et $0.7 < z < 1.5$ diminue avec la longueur d'onde et celle des tranches $1.5 < z < 3.5$ et $z > 3.5$ augmente. Par contre les deux tranches à haut redshift ne dominent jamais le spectre de puissance. Il est clair que les cartes à grande longueur d'onde contiennent une contribution non négligeable des bas redshifts alors que les cartes à courtes longueur d'onde ne contiennent que les bas redshift.

Le spectre de puissance angulaire dépend aussi de la masse des halos dans lesquels sont les galaxies qui dépend elle-même du redshift. La figure 5.5 représente ces contributions aux terme 1 et 2-halo. De 250 à 1380 μm , les très grandes masses ($M > 10^{14}M_{\odot}$) à petit z dominant le terme 1-halo. Au fur et à mesure que le redshift augmente, les masses dominantes se décalent vers des masses intermédiaires ($M \sim 10^{12}M_{\odot}$). Le terme 2-halo est dominé à bas et haut redshift par des masses intermédiaires. de 250 à 500 μm . A 850 μm , la gamme de masse dominante à bas redshift est très large, de $M \sim 10^{12}M_{\odot}$ à $10^{15}M_{\odot}$. Il en est de même à 1380 μm mais la contribution dominante provient des halos à haut redshift de masse intermédiaire. A 100 et 160 μm , on peut s'étonner des contributions au terme 2-halos. D'après la fonction de masse à $z = 0.5$, il y a 100 fois plus de halos de masse $M \sim 10^{10}M_{\odot}$ que de halos ayant $M \sim 10^{12}M_{\odot}$ or, d'après la HOD, il y a une seule galaxie centrale dans ces deux types de halos. Il en découle que les halos avec $M \sim 10^{10}M_{\odot}$ contribuent plus au spectre de puissance que ceux avec $M \sim 10^{12}M_{\odot}$. Les valeurs de M_{min} et M_{sat} sont séparées de près de deux ordres de grandeur ce qui explique que des halos sur une large gamme de masse n'ont qu'une galaxie centrale. La contribution importante des halos de masse $M \sim 10^{14}M_{\odot}$ est due aux nombreuses galaxies satellites de ces halos très massifs car la

Longueur d'onde (μm)	Instrument	α_{sat}	$\log_{10} M_{min}$ $M_{\odot} h^{-1}$	$\log_{10} M_{sat}$ $M_{\odot} h^{-1}$	Bruit de Poisson Jy^2/sr	j_{eff} $\text{Jy}/\text{Mpc}/\text{sr}$	χ^2/dll
100	IRIS	1.38 ± 1.63	10.38 ± 16.25	12.05 ± 9.64	modèle	modèle	4.89
160	MIPS	1.70 ± 0.07	9.73 ± 0.37	11.97 ± 0.10	modèle	modèle	1.47
250	Herschel	1.00 ± 0.11	12.52 ± 0.03	13.29 ± 0.26	12075 ± 2702	modèle	1.36
350	Planck & Herschel	1.28 ± 0.03	12.00 ± 0.03	13.00 ± 0.08	modèle	modèle	1.48
500/550	Planck & Herschel	1.53 ± 0.08	12.50 ± 0.01	13.50 ± 0.01	modèle	modèle	1.67
850	Planck	1.75 ± 0.18	11.97 ± 0.33	12.97 ± 0.85	modèle	modèle	2.5
1380	Planck & SPT	1.56 ± 0.18	12.01 ± 0.04	12.89 ± 0.35	modèle	modèle	1.84
250	Herschel	0.98 ± 0.11	12.50 ± 0.01	13.27 ± 0.03	12285 ± 9528	608 ± 311	1.24
350	Planck & Herschel	1.23 ± 0.06	11.99 ± 0.02	13.01 ± 0.02	modèle	942 ± 126	0.84
500/550	Planck & Herschel	1.53 ± 0.08	12.50 ± 0.01	13.50 ± 0.01	modèle	modèle	1.67
850	Planck	1.61 ± 0.39	12.02 ± 0.30	12.93 ± 1.67	modèle	172 ± 117	0.79
1380	Planck & SPT	1.57 ± 0.20	12.01 ± 0.05	12.89 ± 0.41	modèle	31 ± 8	1.79

TABLE 5.2 – Ajustements à plusieurs longueurs d'onde. Le modèle du bruit de Poisson ainsi que celui des j_{eff} est notre modèle d'évolution de galaxies.

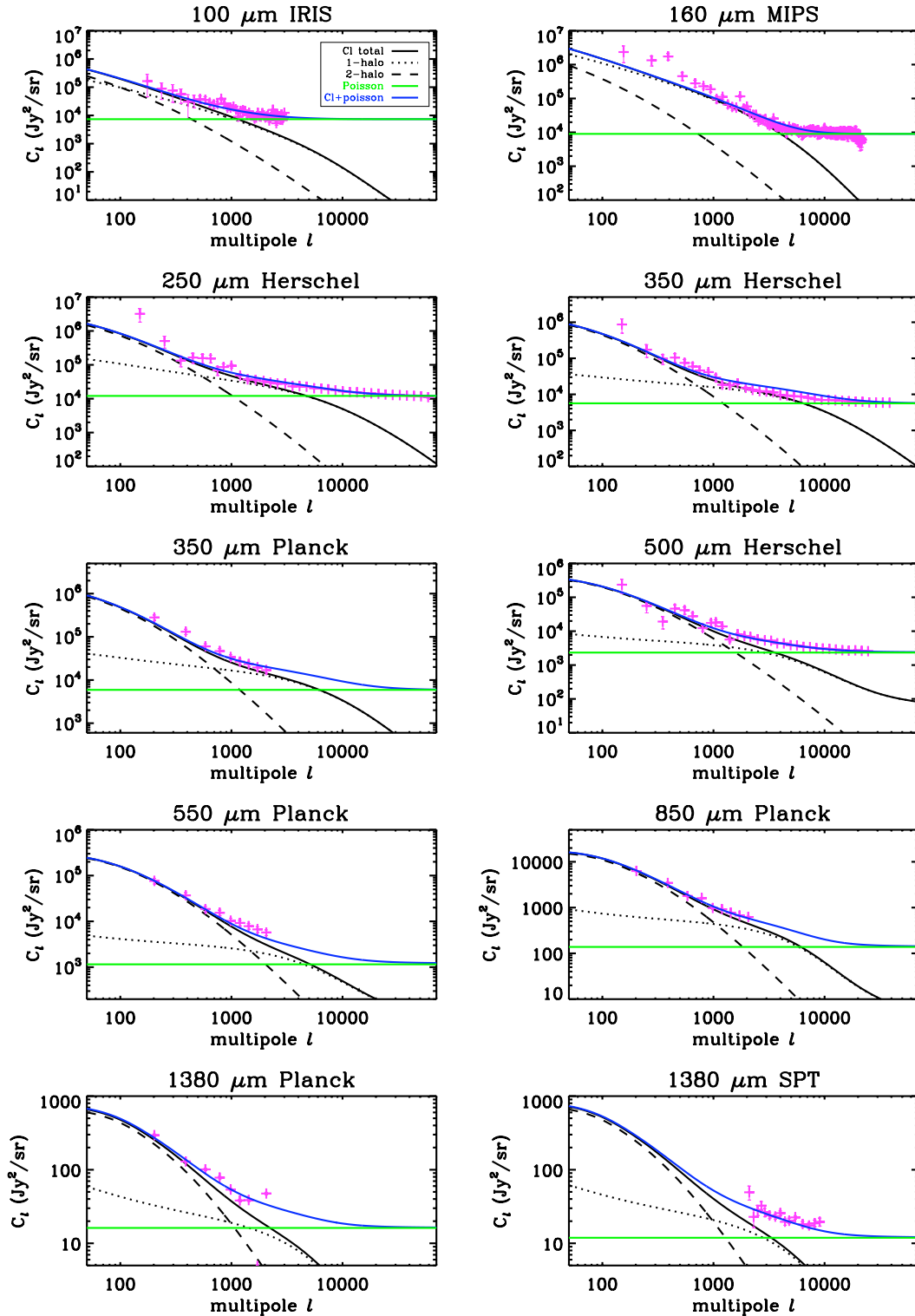


FIGURE 5.3 – Meilleurs modèles pour différentes longueurs d’onde. Les croix roses sont les points de données.

Longueur d'onde μm	$z < 0.7$ %	$0.7 < z < 1.5$ %	$1.5 < z < 3.5$ %	$z > 3.5$ %
100	68	31	1	0
160	70	29	1	0
250	42	50	7	1
350	31	58	10	1
500/550	15	46	9	30
850	10	42	15	33
1380	14	36	24	26

TABLE 5.3 – Contributions des différentes tranches de redshifts aux spectres de puissance à plusieurs longueurs d'onde.

penne du nombre de galaxie satellite est très grande ($\alpha = 1.7$). On retrouve donc bien que les termes 1 et 2 halos ne sont pas sensibles à la même gamme de masse.

5.4 Contribution des LIRGs et des ULIRGs

On a calculé la contribution des LIRGs, ULIRGs et galaxies normales au spectres de puissance angulaire. La figure 5.6 montre les contributions de chaque type de galaxies aux émissivités pour chaque longueur d'onde. Les galaxies normales dominent l'émissivité à bas z , puis ce sont les LIRGs autour de $z = 1$, puis les ULIRGs au-delà de $z \sim 2$. On a vu dans la section 4.3.4 que lorsque l'on calculait les contributions de chaque type de galaxies des termes croisés apparaissaient dans l'équation du spectre de puissance (cf Eq. 4.18). Ces termes croisés représentent la contribution combinée de deux types de galaxies en même temps et il est impossible de savoir comment contribue chacune. On va donc, là encore, ignorer ces termes. La figure 5.7 représente ces contributions en fonction de la longueur d'onde. Il est aussi important de noter que ces contributions sont pour une gamme de redshift entre 0 et 3.5 puisque au-delà de $z = 3.5$ on a considéré une émissivité moyenne j_{eff} . Cette composante est donc un mélange des contributions des trois types de galaxies. On remarque sur la figure 5.7 que cette composante est quasiment inexistante à courte longueur d'onde (puisque la contribution des hauts z est négligeable) mais sa contribution augmente avec la longueur d'onde puis domine le spectre de puissance à 850 et 1380 μm . Afin d'investiguer quelle proportion du j_{eff} est dû à chaque type de galaxies on a calculé leur contribution relative en utilisant le j_{eff} du modèle. Par exemple, à 550, 850 et 1380 μm , respectivement, 50, 30 et 20 % du j_{eff} sont dû aux ULIRGs, 6, 11 et 15 % aux LIRGs. La contribution des galaxies normales n'est que de quelques pourcents à ces longueurs d'onde. Le reste des contributions est dû aux termes croisés. On retrouve bien ce à quoi on s'attend, une contribution importante des ULIRGs à haut redshift à grande longueur d'onde.

5.5 Conclusion

Dans un premier temps, j'ai ajusté un spectre de puissance linéaire de la matière noire biaisé aux données existantes de 100 à 1380 μm . A certaines longueurs d'onde on obtient des valeurs aberrantes du biais linéaire. Dans ces cas, les données tracent le terme 1-halo et non le terme 2-halo (régime linéaire). Une telle modélisation n'est pas valide à ces échelles non-linéaires. Dans un second temps j'ai utilisé le modèle de regroupement des galaxies IR explicité dans le chapitre 4.

La pente du nombre de galaxies satellites est souvent fixée à 1 dans les études de regroupement des galaxies optiques, or les galaxies IR semblent avoir des $\alpha_{sat} > 1$. Mes résultats sont cohérents avec les études précédentes. Il faut ajuster un modèle par longueur d'onde, un seul modèle n'ajuste pas toutes les données en même temps. On retrouve aussi que les termes 1 et 2-halo ne sont pas sensibles à la même gamme de masse. Le terme 1-halo est sensible aux grandes masses alors que le terme 2-halo est sensible aux masses intermédiaires. Les spectres de puissance aux courtes longueurs d'onde contiennent une contribution des bas redshifts et aucune des hauts redshifts alors que les spectres de puissance à grande longueur d'onde contiennent une contribution équivalente de tous les redshifts. Cela montre toute la difficulté d'obtenir des cartes par tranches de redshift des anisotropies du FDI. Pour obtenir des cartes à hauts redshifts il va falloir s'affranchir des contributions des galaxies à bas redshifts.

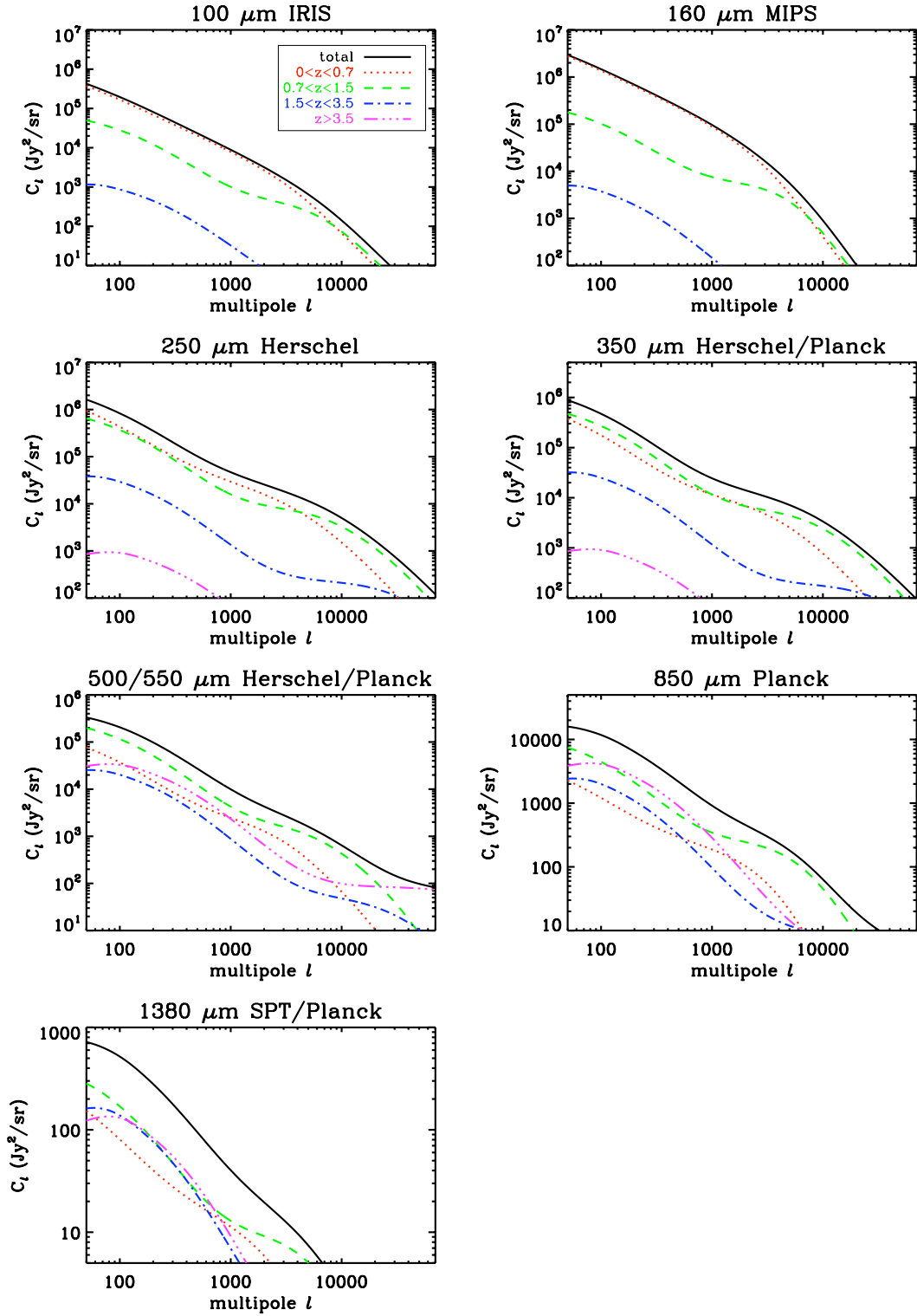


FIGURE 5.4 – Contributions en redshifts pour les meilleurs modèles des différentes longueurs d'onde. On retrouve bien une augmentation de la contribution des grands z au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente.

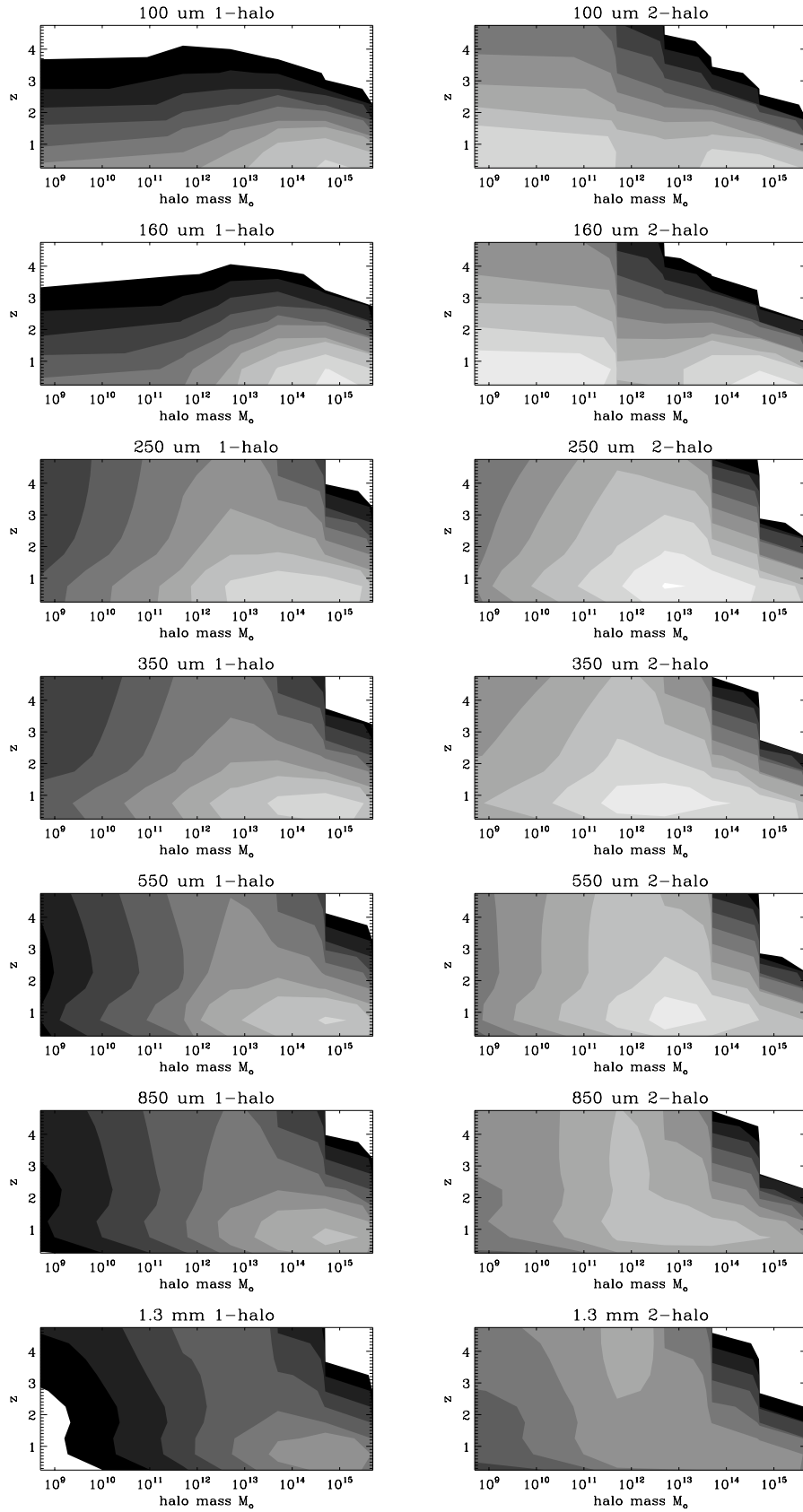


FIGURE 5.5 – Contributions aux termes 1 et 2-halos en redshifts et en masse des halos pour les meilleurs modèles des différentes longueurs d'onde pour $\ell = 100$ pour le terme 2-halo et $\ell = 2002$ pour le terme 1-halo.

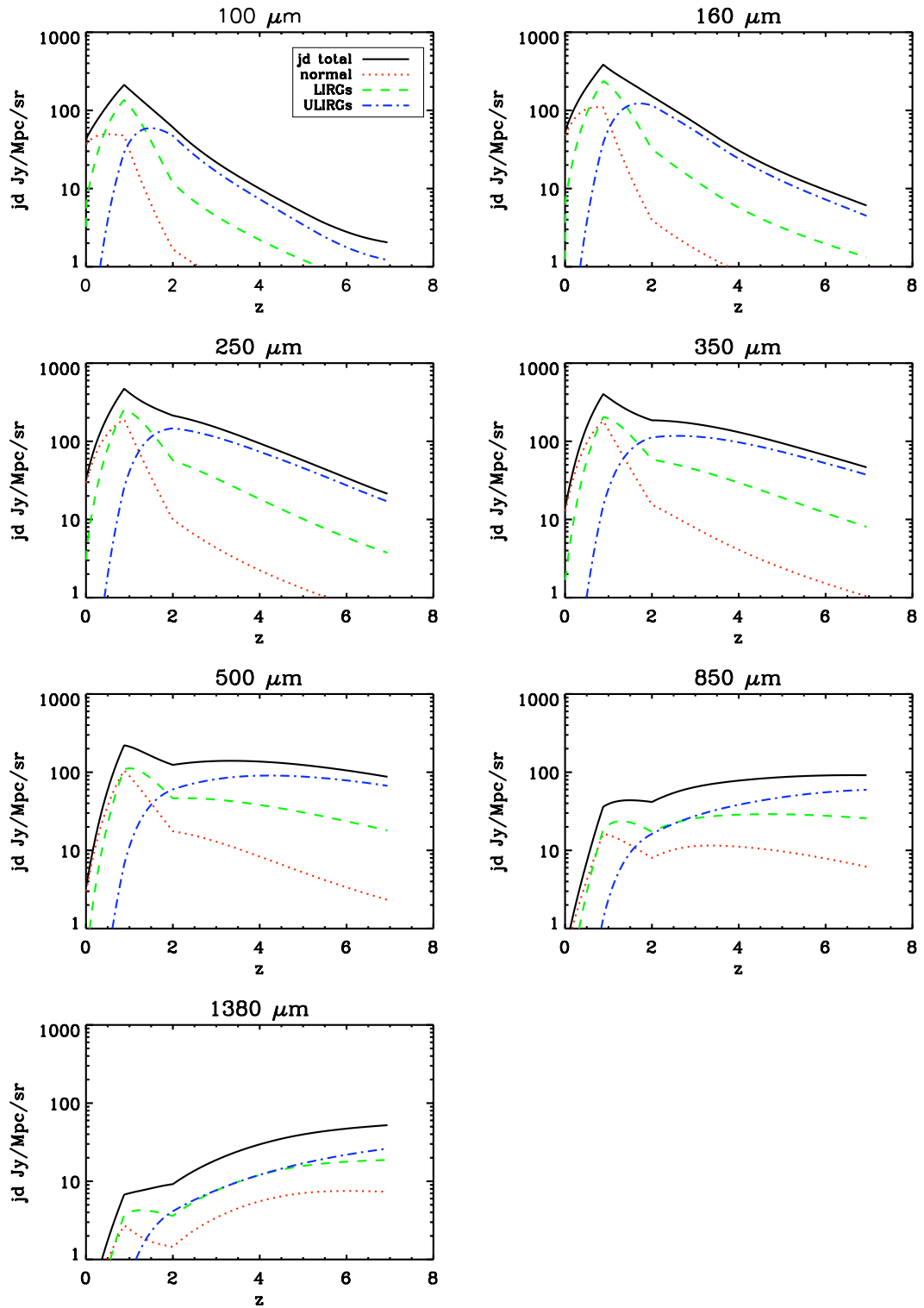


FIGURE 5.6 – Contributions des galaxies normales, des LIRGs et ULIRGs aux émissivités à plusieurs longueur d’onde. Les galaxies normales dominent à $z < 1$, les LIRGs à $z \sim 1$, puis les ULIRGs au-delà de $z \sim 2$.

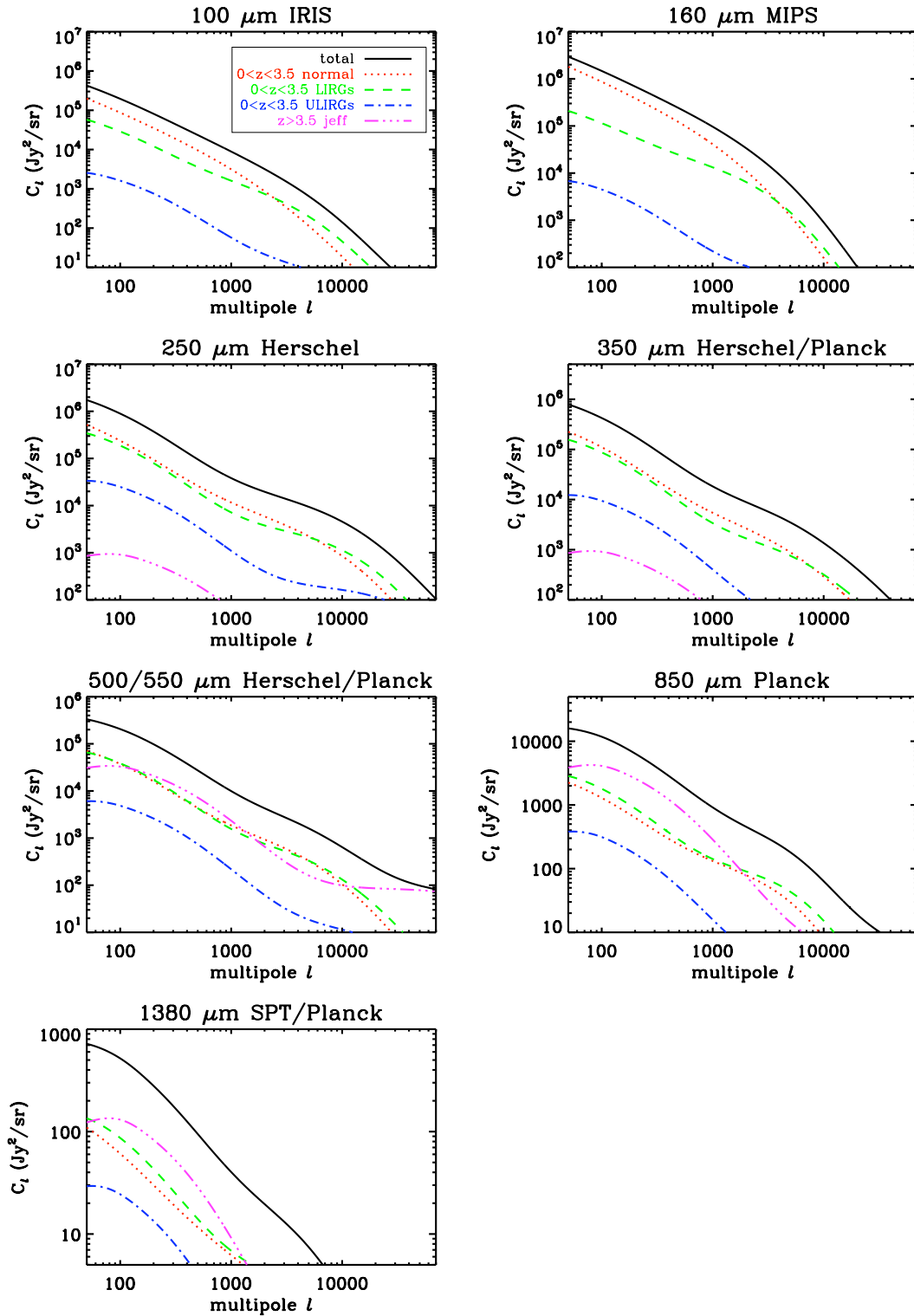


FIGURE 5.7 – Contributions des LIRGs et ULIRGs pour les meilleurs modèles des différentes longueurs d’onde.

Chapitre 6

Tomographie des fluctuations du FDI

Sommaire

6.1	Position du problème	109
6.2	Méthodologie	112
6.3	Une inversion simple	113
6.3.1	La matrice de mélange	113
6.3.2	L'indépendance des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$	114
6.4	Une première solution	116
6.5	Un plan pour une nouvelle solution	117

L'étude des galaxies IR permet de comprendre la formation d'étoiles dans l'Univers ainsi que son évolution. Nous avons vu précédemment que les grandes longueurs d'onde sondent des hauts redshifts, ce qui nous intéresse particulièrement. En effet, les nombreuses études dans l'IR proche et moyen ont permis d'étudier extensivement les galaxies IR jusqu'à $z \sim 2$. L'avènement de nombreux instruments à grande longueur d'onde tels que **Planck**, **Herschel**, **SPT**, **ACT** et **BLAST** permet l'étude des hauts redshifts (au-delà de $z \sim 2$). Cependant, ces données à hautes longueurs d'onde contiennent la contribution des bas redshifts. Dans ce chapitre je vais expliciter une méthode de séparation de composantes dédiée à l'inversion des cartes IR afin d'obtenir des cartes par tranches de redshift des anisotropies du FDI. Dans la continuité des mes travaux précédents, le but premier est de déterminer l'évolution du regroupement des galaxies IR avec le redshift. Nous verrons ensuite que de nombreuses applications pourront suivre.

6.1 Position du problème

Dans cette partie je vais expliciter le problème que je souhaite résoudre. J'ai utilisé des simulations de cartes de brillance (**Planck** et **IRAS**) des anisotropies du FDI issues du modèle de galaxies de Lagache *et al.* (2004) et non du modèle de Béthermin *et al.* (2011) car j'ai commencé cette étude pendant mon stage de Master 2. Une description du modèle Lagache *et al.* (2004) est explicité dans l'annexe A.1 et la méthode de simulation des cartes l'est dans l'annexe A.2. J'ai utilisé les cartes de **Planck** à 350, 550, 850 et 1380 μm ainsi que celle d'**IRIS** à 100 μm .

Nous avons des cartes sommées sur tous les redshifts, I_{λ} à la longueur d'onde λ (les simulations des cartes IR) et nous voulons obtenir des cartes par tranches de décalages vers le rouge Δz ,

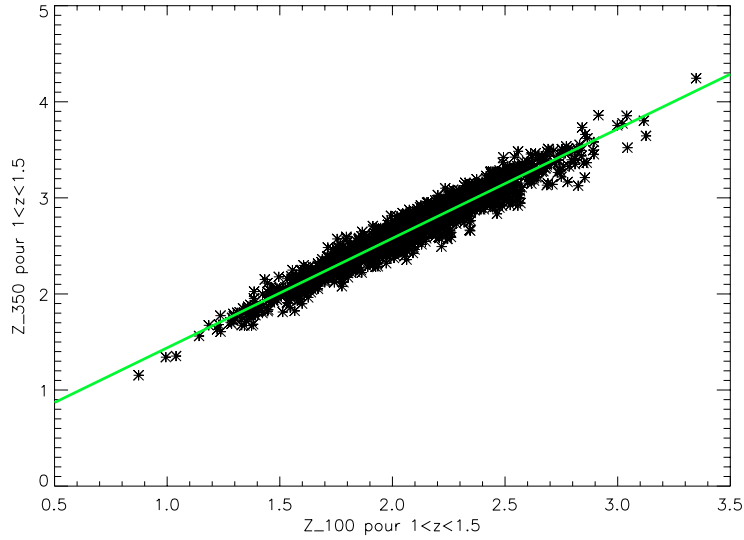


FIGURE 6.1 – Régression linéaire entre les cartes $Z_{100}^{1 < z < 1.5}$ et $Z_{350}^{1 < z < 1.5}$. La couleur entre ces deux cartes correspond à la pente de la droite (trait vert).

$Z_{\lambda}^{\Delta z}$ à la longueur d'onde λ . Ces cartes sont définies de la façon suivante :

$$I_{\lambda} = \sum_{\Delta z} Z_{\lambda}^{\Delta z} \quad (6.1)$$

Obtenir des cartes par tranches de redshift revient à résoudre l'équation suivante :

$$I = AZ \quad (6.2)$$

où I est un vecteur de cartes I_{λ} à des longueurs d'onde différentes, A la matrice de mélange que j'expliciterai par la suite et Z le vecteur de cartes des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$, chacune à une longueur d'onde et une tranche de redshift Δz différente. On choisira les longueurs d'onde et les tranches de décalage vers le rouge de telle sorte que Δz soit dominée par la longueur d'onde en question. On peut réécrire l'équation (6.2) sous la forme

$$\begin{pmatrix} I_{\lambda_0} \\ I_{\lambda_1} \\ I_{\lambda_2} \\ I_{\lambda_3} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} Z_{\lambda_0}^{\Delta z_0} \\ Z_{\lambda_0}^{\Delta z_1} \\ Z_{\lambda_1}^{\Delta z_2} \\ Z_{\lambda_2}^{\Delta z_3} \\ Z_{\lambda_3}^{\Delta z_3} \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

où A est une matrice de couleurs. Pour calculer ses coefficients on fait l'hypothèse que tous les $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ à une même tranche de décalage spectral mais à différentes longueurs d'onde sont proportionnels à une seule et même carte, celle dont la longueur d'onde trace la tranche de redshift considérée. On peut écrire les coefficients a_{ij} :

$$a_{ij} = \frac{Z_{\lambda_i}^{\Delta z_j}}{Z_{\lambda_j}^{\Delta z_j}} \quad (6.4)$$

Ces coefficients sont calculés en faisant une régression linéaire entre les deux cartes considérées : la pente de la régression linéaire nous donne la couleur moyenne entre deux cartes. La figure (6.1) représente la régression linéaire entre deux cartes. Les cartes sont effectivement corrélées ce qui

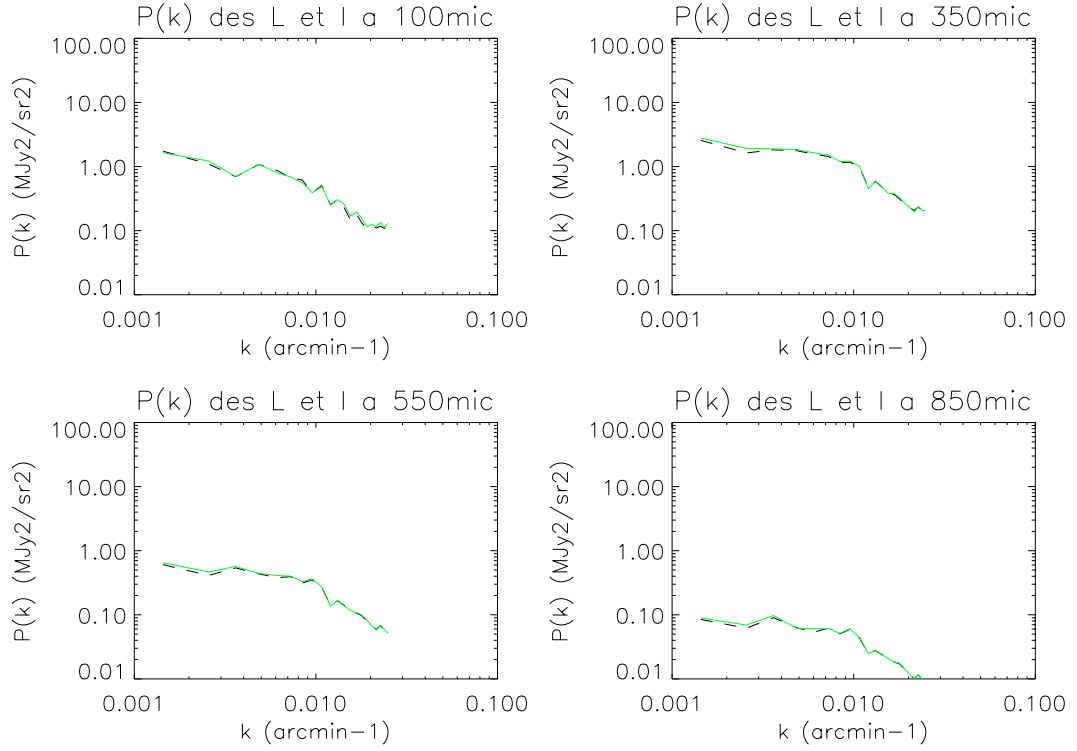


FIGURE 6.2 – Spectres de puissance des I_λ en vert et des L_λ en noir, à $100 \mu m$, $350 \mu m$, $550 \mu m$ et $850 \mu m$. Ils sont parfaitement superposés.

implique que l'hypothèse faite pour le calcul des coefficients est valide. On fait donc l'approximation que les cartes à une même tranche de redshift mais à des longueurs d'onde différentes sont proportionnelles à une couleur moyenne près.

Le système à résoudre n'est pas forcément symétrique, il peut être sur ou sous-dimensionné. Les nombres de I_λ et de tranches de Δz sont à optimiser. De plus la matrice A est singulière, on ne peut donc pas l'inverser directement. On utilise alors la méthode des moindres carrés :

$$Z = (A^\top A)^{-1} A^\top I \quad (6.5)$$

En réalité, on ne connaît que les I_λ , nous ne connaissons ni la matrice A , ni les $Z_\lambda^{\Delta z}$. C'est pourquoi j'ai étudié l'inversion avec des simulations (cf annexe) grâce auxquelles on a des cartes du FDI par tranche de redshift. On peut donc calculer les coefficients de la matrice A et comparer les $Z_\lambda^{\Delta z}$ obtenus avec ceux attendus $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$ (issus des simulations). La seule contrainte que l'on peut imposer aux $Z_\lambda^{\Delta z}$ de sortie est leur indépendance. Les tranches de redshift doivent être suffisamment grandes pour être décorrélées.

6.2 Méthodologie

Dans un premier temps, nous avons testé l'inversion en construisant des cartes L_λ à partir de la matrice A et des cartes en redshift $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$. Les L_λ sont construits de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} L_{\lambda_0} \\ L_{\lambda_1} \\ L_{\lambda_2} \\ L_{\lambda_3} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} Z_{sim,\lambda_0}^{\Delta z_0} \\ Z_{sim,\lambda_1}^{\Delta z_1} \\ Z_{sim,\lambda_2}^{\Delta z_2} \\ Z_{sim,\lambda_3}^{\Delta z_3} \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

c'est à dire

$$L_{\lambda_0} = a_{00} Z_{sim,\lambda_0}^{\Delta z_0} + a_{01} Z_{sim,\lambda_1}^{\Delta z_1} + a_{02} Z_{sim,\lambda_2}^{\Delta z_2} + a_{03} Z_{sim,\lambda_3}^{\Delta z_3} \quad (6.7)$$

où $\lambda_i = 100, 350, 550, 850, 1380 \mu m$ et Δz_j le nombre de tranches de redshift. Les L_λ sont donc des approximations des I_λ . Cependant, les coefficients de corrélation entre les L_λ et les I_λ sont de l'ordre de 0.9 dans tous les cas et leurs spectres de puissance sont superposés comme le montre la figure 6.2.

Pour tester l'inversion, j'ai utilisé la représentation la plus complète, les 5 I_λ disponibles et 5 tranches en redshift :

$$\begin{pmatrix} L_{100} \\ L_{350} \\ L_{550} \\ L_{850} \\ L_{1380} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} Z_{100}^{z < 0.5} \\ Z_{350}^{0.5 < z < 1.5} \\ Z_{550}^{1.5 < z < 2.5} \\ Z_{850}^{2.5 < z < 4} \\ Z_{1380}^{z > 4} \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

Nous avons ensuite inversé le système :

$$Z = ({}^t A A)^{-1} {}^t A L_\lambda \quad (6.9)$$

Et on retrouve effectivement les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$: les coefficients de corrélation des $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$ et des $Z_\lambda^{\Delta z}$ que l'on obtient après l'inversion sont égaux à 1. La méthode d'inversion utilisée est donc efficace.

Dans un second temps, nous avons remplacé les L_λ par les I_λ :

$$\begin{pmatrix} Z_{100}^{z < 0.5} \\ Z_{350}^{0.5 < z < 1.5} \\ Z_{550}^{1.5 < z < 2.5} \\ Z_{850}^{2.5 < z < 4} \\ Z_{1380}^{z > 4} \end{pmatrix} = ({}^t A A)^{-1} {}^t A \begin{pmatrix} I_{100} \\ I_{350} \\ I_{550} \\ I_{850} \\ I_{1380} \end{pmatrix} \quad (6.10)$$

Les $Z_\lambda^{\Delta z}$ obtenus ne ressemblent pas aux $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$. Les coefficients de corrélation entre les cartes obtenues et celles que l'on devrait obtenir ne sont que de l'ordre de 0.2-0.3 et leur spectres de puissance peuvent être séparés de près d'un ordre de grandeur. Cela provient du fait qu'il n'y a pas assez d'information dans les I_λ pour décrire cinq tranches en redshift. Par exemple, les cartes I_{850} et I_{1380} ne sont pas assez différentes. Il faut donc sur-dimensionner le système.

Il a donc fallu trouver un modèle adéquat en changeant les tranches de redshifts Δz et le nombre de I_λ . Une première solution est d'enlever la contribution de l'univers local ($z < 0.5$ voire $z < 1$) où la présence de sources brillantes ainsi que le mélange des deux populations du modèle

LDP (starburst et normales, Thèse de N. Fernández-Conde) rend l'inversion plus difficile. On peut également enlever les grands décalages vers le rouge tels que $z > 4$ car leur contribution est très faible.

Afin de trouver le meilleur modèle à inverser j'ai cherché quel I_λ traçait le mieux une tranche de redshift. Pour ce faire, j'ai décorrélé les I_λ consécutifs puis regardé quelle tranche de redshift traçait le mieux chaque I'_λ :

$$\begin{pmatrix} I'_{100} \\ I'_{350} \\ I'_{550} \\ I'_{850} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{100} \\ I_{350} - \alpha I_{100} \\ I_{550} - \beta I'_{350} \\ I_{850} - \gamma I'_{550} \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

où α , β , γ sont respectivement les pentes des regressions linéaires entre les cartes I_{100} et I_{350} , I'_{350} et I_{550} , I'_{550} et I_{850} . Finalement, je suis arrivée à la conclusion que le meilleur modèle d'inversion est :

$$\begin{pmatrix} I_{100} \\ I_{350} \\ I_{550} \\ I_{850} \\ I_{1380} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} Z_{100}^{1 < z < 1.5} \\ Z_{350}^{1.5 < z < 2.5} \\ Z_{850}^{2.5 < z < 4} \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

Les coefficients de corrélation des $Z_\lambda^{\Delta z}$ et des $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$ sont donnés dans le tableau 6.1 et ils sont excellents. On peut toutefois remarquer que ce modèle amène une difficulté supplémentaire. La première tranche de décalage vers le rouge est $1 < z < 1.5$, il faudra donc enlever des cartes de données l'émission des sources de décalage vers le rouge inférieur à 1.

6.3 Une inversion simple

Dans cette section je vais résumer les résultats importants de cette inversion simple avant d'appliquer à ce problème des méthodes d'inversion plus robustes et aux données.

6.3.1 La matrice de mélange

Dans la section précédente, on a déterminé un modèle donnant des résultats acceptables. La matrice de mélange a la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} Z_{100}^{1 < z < 1.5} / Z_{100}^{1 < z < 1.5} & Z_{100}^{1.5 < z < 2.5} / Z_{350}^{1.5 < z < 2.5} & Z_{100}^{2.5 < z < 4} / Z_{850}^{2.5 < z < 4} \\ Z_{350}^{1 < z < 1.5} / Z_{100}^{1 < z < 1.5} & Z_{350}^{1.5 < z < 2.5} / Z_{350}^{1.5 < z < 2.5} & Z_{350}^{2.5 < z < 4} / Z_{850}^{2.5 < z < 4} \\ Z_{550}^{1 < z < 1.5} / Z_{100}^{1 < z < 1.5} & Z_{550}^{1.5 < z < 2.5} / Z_{350}^{1.5 < z < 2.5} & Z_{550}^{2.5 < z < 5} / Z_{850}^{2.5 < z < 4} \\ Z_{850}^{1 < z < 1.5} / Z_{100}^{1 < z < 1.5} & Z_{850}^{1.5 < z < 2.5} / Z_{350}^{1.5 < z < 2.5} & Z_{850}^{2.5 < z < 5} / Z_{850}^{2.5 < z < 4} \\ Z_{1380}^{1 < z < 1.5} / Z_{100}^{1 < z < 1.5} & Z_{1380}^{1.5 < z < 2.5} / Z_{350}^{1.5 < z < 2.5} & Z_{1380}^{2.5 < z < 5} / Z_{850}^{2.5 < z < 4} \end{pmatrix} \quad (6.13)$$

c'est à dire :

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0.33 & 0.35 \\ 1.14 & 1 & 2.85 \\ 0.52 & 0.57 & 2.03 \\ 0.17 & 0.24 & 1 \\ 0.05 & 0.06 & 0.32 \end{pmatrix} \quad (6.14)$$

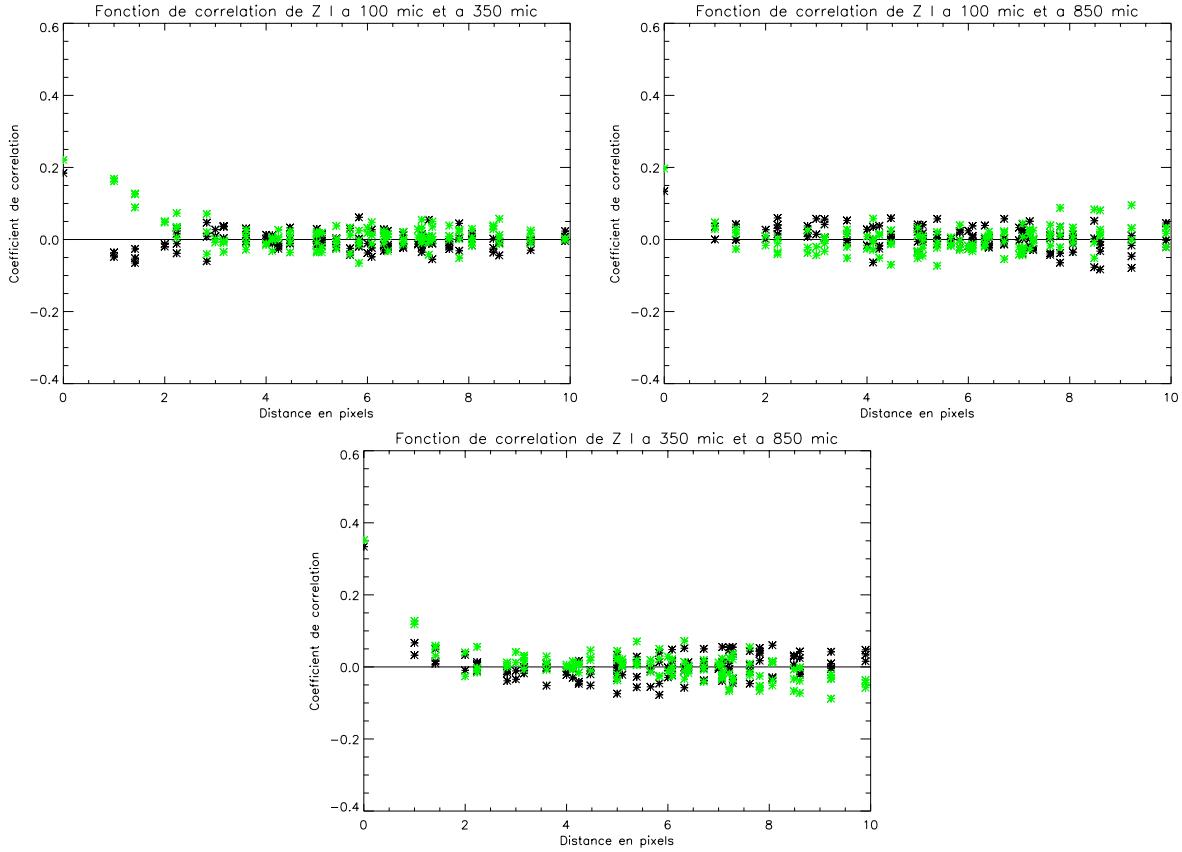


FIGURE 6.3 – Fonctions de corrélation croisée des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ pour le modèle optimisé en vert. Les points noirs représentent les fonctions de corrélation du modèle initial.

Les coefficients n'ont pas tous le même ordre de grandeur ce qui implique qu'ils n'ont certainement pas tous la même importance dans l'inversion. J'ai donc fait varier chaque coefficient un par un autour de sa valeur nominale, puis j'ai inversé le nouveau système et calculé les coefficients de corrélation des Z_{sim} et des Z_I . Il en résulte que la couleur calculée à partir du modèle n'est pas au maximum de corrélation, même si elle en est proche. En se plaçant à ce maximum de corrélation, on obtient les coefficients de corrélation du tableau 6.3.1. On a ensuite amélioré encore ces coefficients de corrélation en faisant varier l'écart au modèle sur lequel on minimise le produit des valeurs absolues des coefficients de corrélation. Il apparaît un maximum à 4 %. Les nouveaux coefficients de corrélation sont résumés dans le tableau 6.3. Nous avons donc trouvé un système pour lequel l'inversion donnait des résultats acceptables, puis nous avons optimisé la matrice de mélange afin d'améliorer la corrélation entre les $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ obtenus et les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$ attendus. Cependant, il reste à regarder l'indépendance des cartes de sortie. En effet, on veut qu'elles soient décorrélatées sinon elles ne traceraient pas des tranches de décalage vers le rouge différentes.

6.3.2 L'indépendance des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$

L'indépendance des cartes de sortie est la contrainte majeure que l'on veut imposer aux cartes. Dans le paragraphe précédent, on a uniquement considéré les coefficients de corrélations entre les $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ obtenus et les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$, on va maintenant regarder les coefficients de corrélation

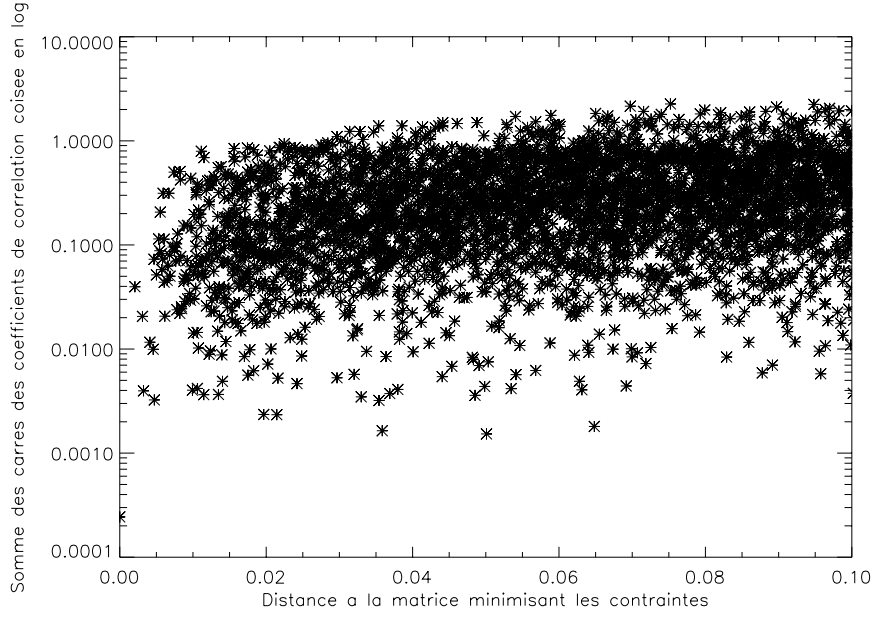


FIGURE 6.4 – Distance à la matrice minimisant la somme des coefficients de corrélation croisée en fonction de la somme des coefficients de corrélation croisée.

croisés entre les $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ obtenus. Dans un premier temps, il convient de vérifier si l'indépendance est due au fait que les cartes sont effectivement par tranches de redshift ou si c'est le cas quelque soit le modèle d'inversion utilisé. On a donc utilisé un modèle décrit par l'équation 6.8 qui ne donnait pas des cartes par tranches de redshift satisfaisantes. Il s'avère que les cartes de sortie ne sont pas indépendantes. En effet, les coefficients de corrélations entre les $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ obtenus et les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$ sont tous de l'ordre de 0.7. Il semble donc que la décorrélation des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ dépende du modèle d'inversion, s'il n'est pas valide, les cartes de sortie ne sont pas indépendantes.

Dans le paragraphe précédent, la matrice de mélange a été optimisée mais quant est-il de l'indépendance des cartes ? Est-elle améliorée ? La figure 6.3 montre les fonctions de corrélation des cartes du modèle original (noir) et optimisé (vert). On constate que les différences sont trop petites pour être significatives. On peut donc en conclure que l'optimisation de la matrice de mélange n'a pas amélioré l'indépendance des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$.

Afin d'affiner l'étude de l'indépendance, j'ai utilisé la méthode de Monte-Carlo sur les coefficients de la matrice de mélange. On a ajouté à tous les coefficients un nombre aléatoire d'une distribution normale de sorte que la variation maximale d'un coefficient soit de $\pm 10\%$. De plus, les coefficients égaux à 1 ne sont pas autorisés à varier ni les coefficients n'ayant que peu d'importance. Nous avons ensuite imposé deux contraintes :

1. Les coefficients de corrélation croisée doivent être compris entre -0.1 et 0.1, ce qui correspond à peu près à la dispersion de la fonction de corrélation croisée à grande distance.
2. On minimise la somme des carrés des coefficients de corrélation croisée.

On peut noter que ces contraintes n'impliquent pas d'a-priori sur les corrélations entre les $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ obtenus et les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$, ce sont des contraintes utilisables sur les données réelles puisqu'on ne maximise pas la corrélation entre les $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ obtenus et les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$.

On trouve des réalisations où les coefficients de corrélation croisée sont très faibles (de l'ordre de 10^{-2}). De plus, les coefficients de corrélation entre les $Z_\lambda^{\Delta z}$ obtenus et les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$ sont très bons (entre 0.80 et 0.96). Il en résulte que nous avons trouvé un modèle donnant de bons résultats avec comme unique contrainte l'indépendance des $Z_\lambda^{\Delta z}$ de sortie. Mais n'existe-t-il pas plusieurs modèles satisfaisant ces contraintes ? Pour investiguer dans cette direction, nous avons considéré la somme des coefficients de corrélation croisée en fonction de la distance D à la matrice. On définit cette dernière comme :

$$D = \sum_{i,j} (a_{ij} - b_{ij})^2 \quad (6.15)$$

où les a_{ij} sont les coefficients de la matrice qui minimisent la somme des carrés des coefficients de corrélation croisée (le meilleur modèle d'une réalisation) et les b_{ij} les coefficients des autres matrices de la réalisation. On voit clairement sur la figure 6.4 que la matrice de la meilleure réalisation est bien dans un minimum de distance. Cela semble indiquer qu'il n'existe pas plusieurs minima locaux ayant chacun une solution. Cependant, on constate tout de même que plusieurs points ont de petites valeurs de la somme des carrés des coefficients de corrélation croisée malgré une distance importante à la meilleure matrice (de l'ordre de 0.04 et 0.06). Nous avons vérifié que ces points sont en effet des solutions potentielles.

Il semble que l'indépendance des $Z_\lambda^{\Delta z}$ entre elles implique une forte corrélation de ces dernières avec les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$. Cependant, on peut se demander si l'indépendance des cartes est une condition suffisante à la solution du problème. J'ai donc utilisé des chaînes de Markov Monte-Carlo afin de trouver les meilleurs coefficients minimisant les coefficients de cross-corrélation. Seuls cinq des coefficients de la matrice sont autorisés à varier, on fixe ceux égaux à 1 et les coefficients secondaires. Après un million de réalisations, on obtient des valeurs aberrantes des paramètres, près de 15 fois leur valeur initiale ! Ces valeurs n'ont alors plus rien de physique mais l'indépendance des cartes est conservée et les $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$ sont fortement corrélés entre eux. Ce sont en fait des mélanges de tranches de redshifts non consécutives. Il apparaît donc que l'indépendance des cartes de sortie ne soit pas un critère suffisant pour résoudre le système.

6.4 Une première solution

Nous avons étudié le système dans la section précédente mais il en ressort que l'on ne peut pas appliquer cette inversion simple aux vraies données. De plus nous avons appliqué des méthodes de séparation usuelles telles que SMICA et GMCA mais sans succès (cf annexe B). Une méthode robuste de séparation de composantes est nécessaire. Dans un premier temps, nous avons imposé, en plus de la contrainte de l'indépendance des cartes par tranche de redshift, que la matrice de mélange A reste dans un certain volume. C'est à dire, ses coefficients ne varient que dans une certaine gamme de valeurs pas trop éloignées de celles issues du modèle.

On fait deux itérations successives : une première sur les $Z_\lambda^{\Delta z}$ à A constant, puis une autre sur A à $Z_\lambda^{\Delta z}$ constants puis on recommence. On impose que la matrice A soit limitée à un certain volume V_A , chaque coefficient de A est contenu dans un certain intervalle, on impose également l'indépendance des cartes de sortie. Pour la première itération on donne la matrice A obtenue à partir du modèle en entrée ainsi que les I_λ puis

- On minimise la distance entre I et AZ sous la contrainte que $Z^t Z$ soit diagonale, pour que

les $Z_\lambda^{\Delta z}$ soient indépendants les uns des autres. On cherche Z tel que :

$$\min_Z \|I - AZ\|_2^2 + \kappa \text{Tr}(Z^t Z) \quad (6.16)$$

où κ est une constante. On itère jusqu'à avoir estimé les meilleurs $Z_\lambda^{\Delta z}$.

- On minimise la distance entre I et AZ sous la contrainte que $A \in V_A$. Dans un premier temps, on calcule A à partir des $Z_\lambda^{\Delta z}$ obtenus précédemment tel que $A = IZ^+$ où le $+$ est le pseudo-inverse (moindres carrés). Puis on modifie les coefficients a_{ij} de la matrice de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{ij} &= a_{ij} \text{ si } a_{ij} \in V_A \\ &M_{ij} \text{ si } a_{ij} > V_A \\ &m_{ij} \text{ si } a_{ij} < V_A \end{aligned} \quad (6.17)$$

où m_{ij} et M_{ij} sont respectivement la borne inférieure et la borne supérieure de chaque coefficient de la matrice A . Puis on prend A telle que $\|I - AZ\|_2^2$ soit minimum et on recommence le point 6.4 avec cette nouvelle matrice.

J'ai testé cette méthode sur les simulations du modèle LDP et les résultats n'étaient pas probants. Nous avons du faire face à deux difficultés principales. La chaîne devenait rapidement périodique quelque soit le volume limite de la matrice (entre 10 et 100 %) en quelques dizaines d'itérations. La première étape se fait dans le domaine de Fourier et tout ce qui est fait dans l'espace de Fourier n'est pas stable. De plus, on ne peut pas parler de convergence à proprement parler car la matrice A trouvée à l'itération $n + 1$ ne dépend pas de celle trouvée à n .

Nous avons donc relaxé les contraintes, notamment, au lieu d'utiliser l'inversion des moindres carrés, on applique la méthode des gradients. Cependant, la convergence restait périodique et on a fini par abandonné une telle méthode.

6.5 Un plan pour une nouvelle solution

Nous venons de constater que l'indépendance des cartes de sortie est une contrainte nécessaire mais pas suffisante pour résoudre le système. Il nous faut donc trouver un autre critère. On pourrait penser différencier les cartes par tranches de redshift par leurs spectres de puissance par exemple. Cependant ils sont beaucoup trop similaires comme le montre la figure 6.5. On y voit les quatre spectres de puissance des anisotropies du FDI de **Planck** de 350 à 1380 μm . Outre leurs amplitudes, rien ne les distingue. On ne peut donc pas utiliser les propriétés statistiques des cartes. Par contre, on peut contraindre la distribution de matière en utilisant des catalogues de sources infrarouges. Pour ce faire on va utiliser le catalogue de sources détectées à 24 μm dans le champ **COSMOS** observé par **Spitzer/MIPS**. Ce catalogue contient près de 20000 sources ayant des redshifts photométriques ou spectroscopiques. La bande à 24 μm est idéale car elle trace les galaxies IR. De plus les galaxies détectées jusqu'à 60 μJy contribuent à près de 80 % du FDI à son pic, à 160 μm . De plus, ces données permettent d'accéder à des sources jusqu'à $z \sim 3$. On va construire des cartes de galaxies par tranches de redshift $M^{\Delta z}$ afin d'imposer une ressemblance entre ces cartes et les $Z_\lambda^{\Delta z}$ de sortie. De plus on va imposer la décorrélation entre les $Z_\lambda^{\Delta z_1}$ et les $M^{\Delta z_2}$ à deux tranches de redshift différentes. Le catalogue à 24 μm contient le flux des galaxies à 24 μm or on a besoin du flux des galaxies aux longueurs d'onde de **Planck**. On ne peut pas accéder au flux des sources individuelles car aux longueurs d'onde de **Planck**, ces sources

sont perdues dans le bruit de confusion. Par contre, en utilisant la technique d'empilement on a accès au flux moyen de ces sources si toutes les sources empilées font partie d'une population de galaxies homogène. Il a été montré qu'empiler des sources uniquement par échantillon de flux n'était pas suffisant (Thèse de Nestor Fernandez-Conde). En effet, les erreurs sur le flux peuvent aller jusqu'à 100 %. Il faut donc un second critère de sélection. Les sources empilées doivent avoir des luminosités similaires et être à des distances similaires pour être considérées comme des sources d'une même population. Les galaxies à un même redshift sont à la même distance. Il en advient que les sources ayant les mêmes flux et les mêmes redshifts sont des galaxies de nature similaire au même âge de l'Univers. On va donc empiler les sources par échantillon de flux et de redshift. On obtient alors un flux moyen à une longueur d'onde λ pour chaque échantillon. Ce dernier va permettre de construire une carte à la longueur d'onde λ , pour chaque échantillon, connaissant la position de chaque source et lui attribuant ce flux moyen. On obtient alors un jeu de cartes par échantillon de flux et de redshift que l'on va additionner afin d'obtenir une carte totale. Dans notre cas, on veut des cartes par tranches de redshift assez larges. On va donc sommer les cartes en conséquences. Il est important de noter que la PSF de *Planck* est grande devant la densité de sources (~ 400 sources par PSF) le résultat de l'empilement va être biaisé par le regroupement des galaxies. En effet, chaque fois que l'on empile une source, on ajoute le signal des sources voisines au centre. Si les galaxies sont réparties aléatoirement, on ajoute aussi du signal sur les bords. Statistiquement, ce signal est égal à celui compté plusieurs fois au centre. Cependant, si les sources ne sont pas réparties uniformément, on ajoute plus de signal au centre que sur les bords. Le résultat du flux moyen est alors biaisé. La figure 6.6 montre la contribution du regroupement au flux mesuré. Il faut donc corriger de ce biais.

Dans un premier temps, ces cartes par tranches de redshift et à différentes longueurs d'onde vont permettre de calculer la matrice de mélange A . Dans un second temps, on pourra mettre en place une méthode robuste de séparation de composantes où on imposera une ressemblance entre les cartes des galaxies issues de l'empilement et les cartes des anisotropies du FDI aux mêmes tranches de redshift tout en imposant une non ressemblance aux cartes à des redshifts différents. Ces cartes auront de nombreuses applications par la suite.

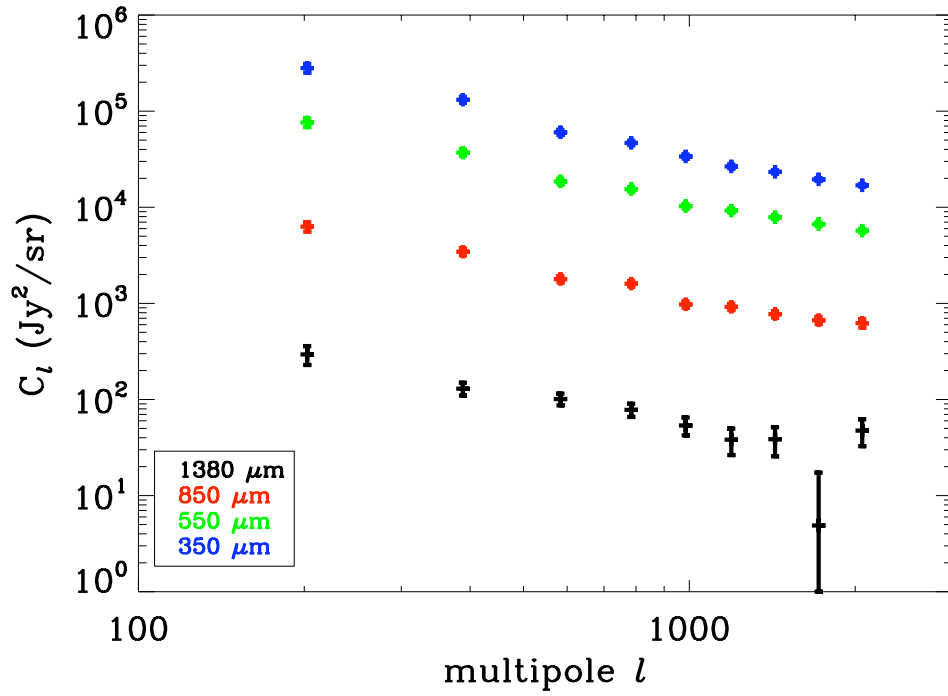


FIGURE 6.5 – Spectres de puissances des anisotropies du FDI mesurés dans les données de Planck à plusieurs longueurs d’onde. Tiré de Planck Collaboration *et al.* (2011b)

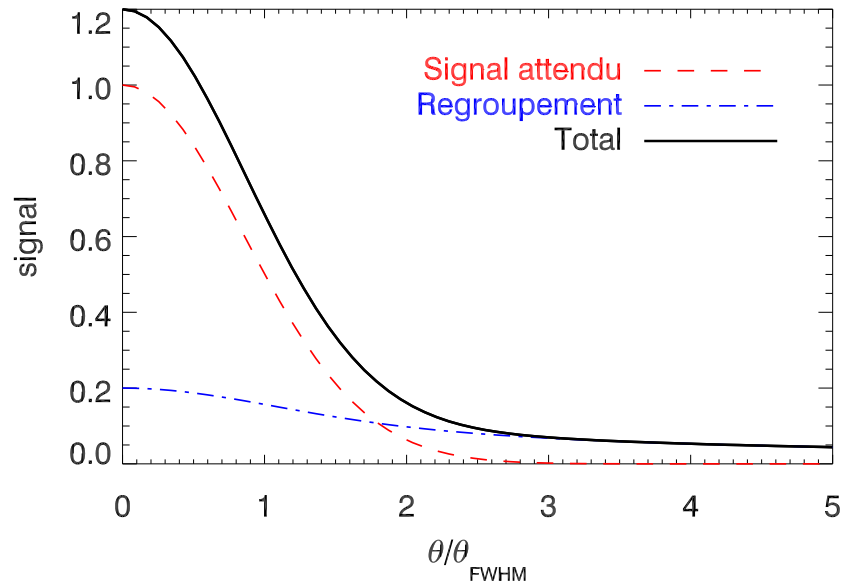


FIGURE 6.6 – Profil d’une image empilée affectée par le regroupement des sources en unité arbitraire. Tiré de la thèse de Matthieu Béthermin.

Carte considérée	Coefficient de corrélation
$Z_{100}^{1 < z < 1.5}$	0.94
$Z_{350}^{1.5 < z < 2.5}$	0.75
$Z_{850}^{2.5 < z < 4}$	0.82

TABLE 6.1 – Coefficients de corrélation des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ et des $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$.

Cartes considérées	Coefficients de corrélation	
	améliorés	initiaux
$Z_{100}^{1 < z < 1.5}$	0.96	0.94
$Z_{350}^{1.5 < z < 2.5}$	0.80	0.75
$Z_{850}^{2.5 < z < 4}$	0.82	0.82

TABLE 6.2 – Coefficients de corrélation des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ et des $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$. La deuxième colonne contient les coefficients obtenus à partir de la matrice améliorée et la troisième, ceux obtenus à partir de la matrice initiale. On a gagné quelques pourcents.

Cartes considérées	Coefficients de corrélation optimisés
$Z_{100}^{1 < z < 1.5}$	0.96
$Z_{350}^{1.5 < z < 2.5}$	0.80
$Z_{850}^{2.5 < z < 4}$	0.84

TABLE 6.3 – Coefficients de corrélation des $Z_{\lambda}^{\Delta z}$ et des $Z_{sim,\lambda}^{\Delta z}$. La deuxième colonne contient les coefficients obtenus à partir de la matrice optimisée quand on cherche le maximum du produit des valeurs absolues de coefficients de corrélation dans un intervalle de $\pm 4\%$ autour du modèle.

Chapitre 7

Conclusions & Perspectives

La phase infrarouge des galaxies est une période de l'évolution des galaxies encore mal comprise. Afin de contribuer à sa compréhension on étudie les propriétés physiques des galaxies traversant cette phase, les galaxies infrarouges. Au cours de ma thèse je me suis focalisée sur une de leurs propriétés, leur distribution spatiale ou regroupement. Cela permet de contraindre leurs processus de formation ainsi que le lien matière visible/matière noire. Dans l'infrarouge lointain, à cause de la mauvaise résolution angulaire des instruments on ne résout pas ponctuellement ces galaxies (seules les plus brillantes le sont). Il faut donc avoir recours à des méthodes statistiques pour les étudier. La mesure du spectre de puissance des anisotropies du fond diffus infrarouge permet de mesurer le regroupement et donc le lien entre la distribution spatiale des galaxies infrarouges et celle de la matière noire.

La mesure du spectre de puissance des anisotropies du fond diffus infrarouge doit être la plus précise possible. Le spectre de puissance est contaminé à grandes échelles par l'émission des cirrus Galactiques. Ces nuages d'hydrogène contiennent des poussières qui émettent dans l'infrarouge ce qui en fait un avant-plan gênant pour toute mesure. Dans des champs de faible densité de colonne tel que ELAIS N1, l'hydrogène est essentiellement sous forme atomique. Son meilleur traceur est la raie à 21 cm qui est directement proportionnelle à la densité de colonne. J'ai utilisé des données à 21 cm qui m'ont permises de déterminer l'émission de la poussière que j'ai ensuite soustrait à des cartes à 100 et 160 μm . J'ai donc mesuré précisément le regroupement dans les anisotropies du fond diffus infrarouge. De plus cela m'a permis de mesurer avec une précision inégalée les niveaux du fond diffus infrarouge à 100 et 160 μm . Grâce à des mesures absolues, les total power modes, j'ai obtenu $B_{160} = 0.77 \pm 0.04 \pm 0.12$. En combinant cette mesure avec la couleur des anisotropies du FDI, j'ai trouvé $B_{100} = 0.22 \pm 0.06 \pm 0.07$ où les premières erreurs sont statistiques et les secondes sont systématiques. Les mesures de spectres de puissance nécessitent un modèle pour l'analyser.

Il existe plusieurs modèles de regroupement des galaxies infrarouges mais aucun ne prend en compte les dernières avancées. J'ai lié un modèle d'évolution de galaxies qui reproduit les données pré et post-Herschel au modèle de halo qui décrit la distribution de matière noire. Le tout est paramétrique. Avant d'appliquer ce modèle aux données disponibles, j'ai étudié l'espace des paramètres afin de déterminer leurs dégénérescences et comment les données permettront de contraindre les différents paramètres. J'ai déterminé quelques paramètres physiques telles que la masse des halos qui contribuent au spectre de puissance en fonction du redshift et le biais linéaire. Cette étude a permis de déterminer les limitations d'un tel modèle.

Frequency (GHz)	857	545	353	217
Wavelength (μm)	350	550	850	1380
Perfect Single SNR	6.26	6.83	6.98	6.95
Joint SNR	7.12			
Realistic Single SNR 1 ($f_{\text{sky}} = 0.75$, $f_{\text{CMB}} = 0.01$, $\mathcal{A}_{\text{fore.}} = 0.01$)	5.36	5.73	5.39	3.56
Joint SNR	5.88			
Realistic Single SNR 2 ($f_{\text{sky}} = 0.15$, $f_{\text{CMB}} = 0.01$, $\mathcal{A}_{\text{fore.}} = 0.01$)	2.40	2.56	2.41	1.59
Joint SNR	2.63			

FIGURE 7.1 – Niveau de signal sur bruit de la détection de l’effet Sachs-Wolfe intégré en combinant des cartes de CMB et de FDI de Planck pour un cas idéal et deux cas réalistes. Tiré de Ilic *et al.* (2011).

J’ai ensuite appliqué ce modèle aux spectres de puissance des anisotropies du fond diffus infrarouge disponibles de 100 à 1380 μm . On ne peut pas ajuster un seul modèle à tous les spectres de puissance, il faut les ajuster longueur d’onde par longueur d’onde. J’ai montré qu’un modèle simple de spectre de puissance de matière noire biaisé ne peut pas reproduire les données, un modèle séparant les contributions à l’intérieur d’un halo et entre deux halos est nécessaire. Grâce à la forme de la distribution spectrale d’énergie des galaxies infrarouges, les grandes longueurs d’onde tracent les hauts redshifts. Cependant ces grandes longueurs d’onde contiennent une contribution non négligeable des bas redshifts. On ne peut donc pas mesurer l’évolution du regroupement uniquement avec des cartes à différentes longueurs d’onde car le signal y est moyenné. Il faut des cartes des anisotropies du fond diffus infrarouge par tranches de redshift. Ces dernières nous permettraient de contraindre, entre autre, directement l’évolution du regroupement.

Il existe de nombreuses utilisations aux cartes des anisotropies du fond diffus infrarouge par tranches de redshift notamment pour les études des grandes structures. On peut les utiliser pour détecter l’effet Sachs-Wolfe intégré (Integrated Sachs-Wolfe effect, ISW) en faisant des corrélations croisés entre les cartes du FDI et les cartes du fond diffus cosmologique. Limiter la gamme de redshift permet d’accroître le niveau de signal sur bruit (Giannantonio *et al.*, 2008). Le modèle permet de faire des prédictions de niveau de signal sur bruit comme le montre la figure 7.1. Ilic *et al.* (2011) ont fait des prédictions du niveau de détection de l’ISW pour chaque longueur d’onde de Planck séparément et combinées. Dans le second cas réaliste, c’est à dire le plus proche de ce que l’on sera capable de faire, le niveau de signal sur bruit n’est que de 2.63 ce qui n’est

pas très optimiste. Les cartes à haut redshift pourront aussi permettre de déterminer le taux de formation d'étoiles des galaxies à grand redshift et donc d'apporter de nouvelles contraintes aux modèles d'évolution de galaxies qui ne sont plus contraint au-delà de $z = 3$. Les mesures de spectres de puissance par tranche de redshift pourront permettre de contraindre d'avantage le modèle de regroupement. Les spectres de puissance croisés apporteront également de nouvelles contraintes. Cependant, le modèle de regroupement présenté ici est limité. En effet, on peut difficilement tirer des paramètres des ajustements des conclusions sur la physique des galaxies. Les nouvelles données vont permettre de mettre en place des modèles plus adaptés aux galaxies infrarouges, par exemple, reposant sur le taux de formation d'étoiles. On a vu qu'une grande fraction de ces galaxies subissaient des fusions majeures. On peut donc penser faire un modèle basé sur les fusions de galaxies.

Annexe A

Carte simulées des anisotropies du FDI

Afin de construire des cartes des anisotropies du FDI, j'ai utilisé le modèle d'évolution de galaxies de Lagache *et al.* (2004) appelé aussi modèle LDP pour Lagache Dole Puget. Dans un premier temps je décris les composantes de ce modèle puis j'expliquerai comment les simulations sont construites.

A.1 Le modèle de galaxies Lagache Dole Puget

Le modèle Lagache et al. (2004) (ou modèle Lagache Dole Puget, LDP) permet de modéliser l'évolution des fonctions de luminosité des galaxies infrarouges avec le décalage vers le rouge, tout en étant en accord avec les données pré-Herschel telles que les comptages de sources, l'intensité du FDI, les observations des fluctuations. Il ne reproduit pas exactement les données les plus récentes d'Herschel et les distributions en redshift du FDI. Il est à noter tout de même que au moment où le travail du chapitre 6 a été commencé il était le modèle le plus récent. Il repose sur la fonction de luminosité infrarouge locale et sur des spectres de galaxies 'normales' et starbursts. Il permet de générer des cartes du fond infrarouge à plusieurs longueurs d'ondes, en l'occurrence celles de Planck et Herschel, et à n'importe quel redshift.

Le flux S_ν d'une source à un redshift z , à une longueur d'onde donnée $\lambda = \lambda_0$ peut être écrit comme une fonction de la luminosité dans le référentiel au repos :

$$S_\nu(L, z, \lambda = \lambda_0) = \frac{(1+z)k(L, z)L_\nu(L, \lambda = \lambda_0)}{4\pi D_L^2} \quad (\text{A.1})$$

où D_L est la distance de luminosité et $k(L, z)$ est le facteur de correction défini comme :

$$k(L, z) = \frac{L_{\nu(1+z)}}{L_{\nu(z=0)}} \quad (\text{A.2})$$

Cette correction est spécifique au spectre de la population considérée à un L et un z donnés. Le nombre de sources par angle solide et par tranche de redshift peut être défini comme :

$$\frac{dN}{dz d \log L}(L, z) = N_0(L, z)(1+z)^3 \frac{dV}{dz} \quad (\text{A.3})$$

où dV/dz est l'élément de volume différentiel donné par la cosmologie et N_0 est le nombre de sources par unité de volume et par intervalle de luminosité dépendant du redshift. N_0 est donné

par la fonction de luminosité. On écrit le comptage différentiel à un flux S donné et à une longueur d'onde $\lambda = \lambda_0$ sous la forme :

$$\frac{dN}{dS} = \int_L \int_z \frac{dN}{dz d \log L}(L, z) \frac{dz}{dS}(L, z) d \log L \quad (\text{A.4})$$

On en déduit ensuite les comptages intégraux :

$$N(> S) = \int \frac{dN}{dS} dS \quad (\text{A.5})$$

l'intensité du CIB produit par les sources telles que $S < S_{max}$:

$$I_{CIB} = \int_0^{S_{max}} S \frac{dN}{dS} dS \quad \text{Jy sr}^{-1} \quad (\text{A.6})$$

et l'intensité des fluctuations du CIB due aux sources en dessous du seuil de détection S_0 est mesurée à partir du spectre de puissance du bruit blanc :

$$P_{fluc} = \int_0^{S_0} S^2 \frac{dN}{dS} \quad \text{Jy}^2 \text{ sr}^{-1} \quad (\text{A.7})$$

La cosmologie est fixée à $\Omega_\Lambda=0.73$, $\Omega_0=0.27$ et $h=0.71$. Pour chaque population de galaxies (starbursts et normales) et chaque luminosité, un modèle de spectre est construit. La figure (A.1) représente des spectres pour plusieurs luminosités. Ces spectres n'évoluent pas avec le redshift. La fonction de luminosité des galaxies IR est décomposée en deux parties : la partie

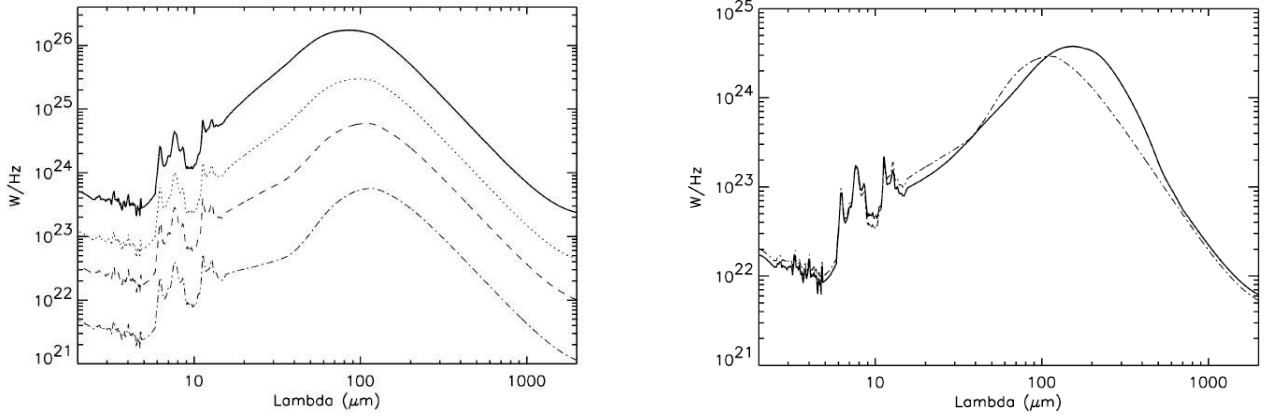


FIGURE A.1 – Gauche : Modèles de spectres de starbursts pour différentes luminosités : $L = 3 \times 10^{12} L_\odot$ (trait plein), $L = 5 \times 10^{11} L_\odot$ (pointillés), $L = 10^{11} L_\odot$ (tirets), $L = 10^{10} L_\odot$ (pointillé tiret). Droite : Exemples de spectres de galaxies normales (trait plein) et de galaxies starbursts (points-tirets) à une luminosité donnée.

à 'faible luminosité' (dominée par les galaxies normales) similaire à la forme de la fonction de luminosité observée en optique, et la partie à haute luminosité dominée par les starbursts (cependant chaque partie couvre toutes les luminosités). La dépendance en redshift des fonctions de luminosités est représentée sur la figure (A.2). Ce modèle nous permet d'avoir des cartes du fond diffus infrarouge à différentes longueurs d'onde et par tranches de redshift. Cependant, ce modèle ne donne pas la distribution spatiale des galaxies. Pour construire des cartes, il faut donc imposer une distribution spatiale aléatoire ou corrélée.

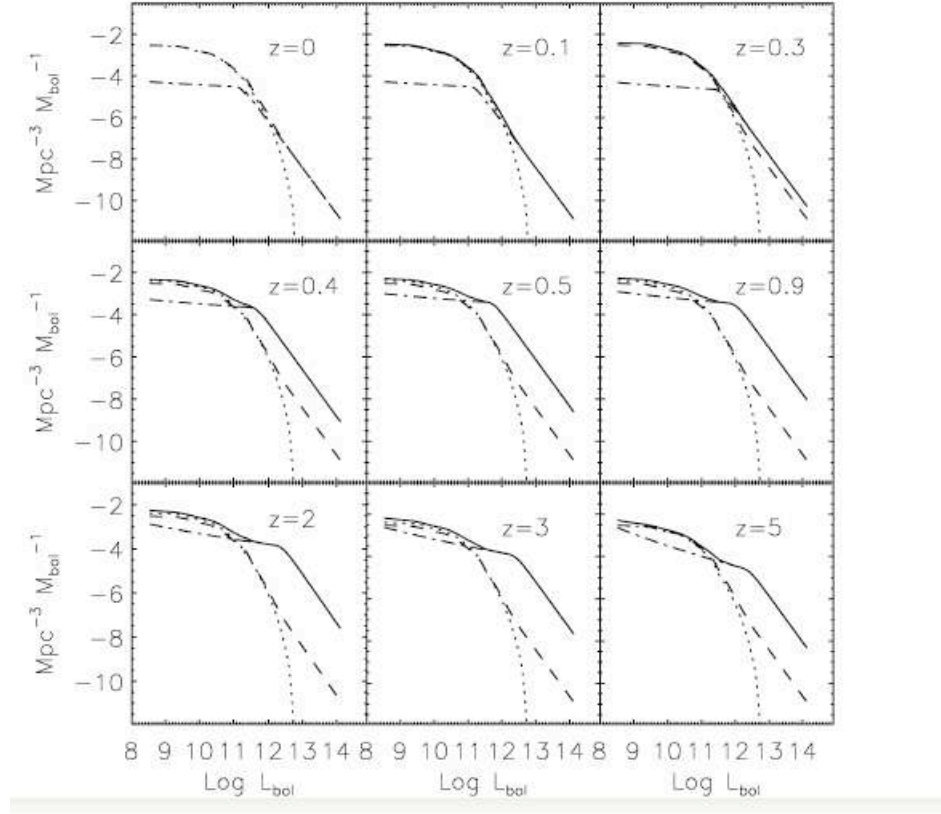


FIGURE A.2 – Evolution comobile de la fonction de luminosité à plusieurs décalages vers le rouge. La ligne en pointillés correspond aux galaxies normales et celle en points/tirets aux galaxies starbursts, le total est représenté par le trait plein. La ligne en tirets correspond à la fonction de luminosité à $z=0$. Tiré de Lagache et al. (2003)

A.2 Les simulations des cartes du FDI

Les simulations que nous avons utilisées dans le cadre de cette étude ont été construites à partir du modèle LDP. Ce dernier permet de générer des catalogues de galaxies IR avec différents niveaux de corrélation entre la distribution des galaxies IR et celle de matière noire. Cette corrélation est introduite à l'aide du biais (suivant l'équation 3.7) : elle peut être soit forte ($b = 1.5$), faible ($b = 0.75$) ou nulle ($b = 0$). Pour chacun de ces catalogues, on peut construire des cartes du ciel à n'importe quelle longueur d'onde IR et simuler comment différents instruments les verront. Pour cela on fait l'hypothèse que toutes les galaxies ont la même distribution spatiale quelle que soit leur luminosité.

Pour une longueur d'onde donnée, on crée une carte comme une superposition de cartes à différentes tranches de redshift de $z = 0$ à $z = 8$, on divise chaque carte en tranches de $dz = 0.1$. Cette façon de procéder permet de décorréliser l'émission provenant de régions très éloignées dans l'univers modélisé. Ensuite on construit une carte de brillance pour chaque tranche de redshift en additionnant une carte à valeur constante égale à la moyenne de la brillance de surface prédite par le modèle LDP pour chaque tranche et une carte des fluctuations (déduite des sources issues du modèle LDP) de moyenne nulle déterminée par la distribution spatiale du modèle pour chaque

tranche de z . Les fluctuations ne sont pas corrélées entre les tranches. La carte de brillance est ensuite convertie en carte de flux. Au cours du processus, les positions, luminosités, types (normal ou starburst) et décalages vers le rouge de toutes les sources sont notés dans un catalogue. A partir de ces quatre paramètres on peut faire des cartes du ciel à toutes les longueurs d'onde. Les cartes sont ensuite convoluées avec la PSF de l'instrument. Finalement on obtient des cartes telles que celles de la figure A.3 (Fernández-Conde et al, 2008).

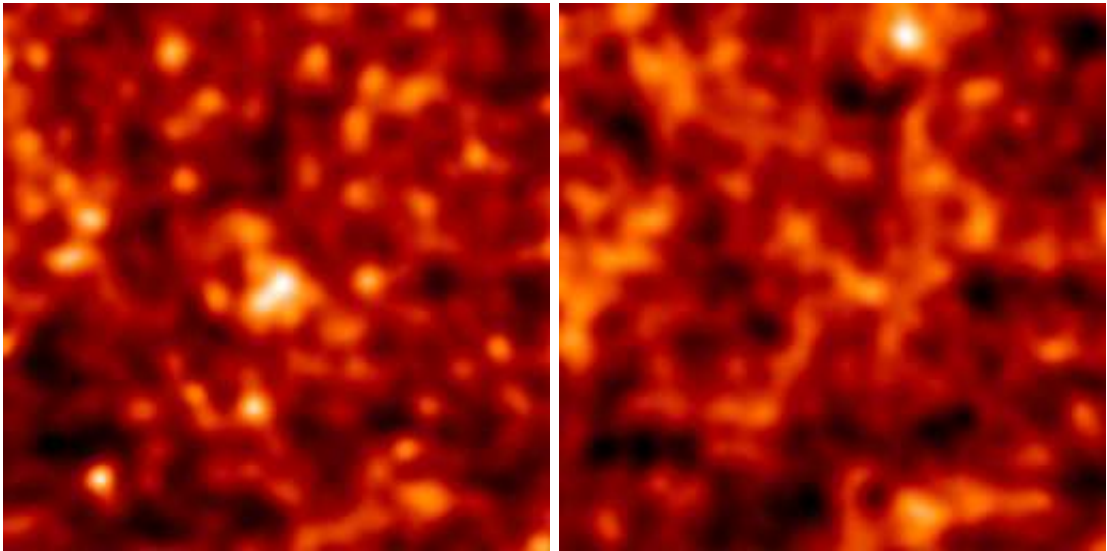


FIGURE A.3 – Cartes simulées des anisotropies du fond diffus infrarouge. **Gauche** : carte à 100 μm . **Droite** : carte à 850 μm .

Annexe B

Applications des méthodes de séparation de composantes usuelles

Plusieurs méthodes de séparation de composantes sont couramment utilisées par la communauté cosmologique, entre autre pour le CMB afin de séparer ses composantes d'avant-plan tels que les rayonnements synchrotron, free-free et la poussière de la Galaxie. Nous avons testé quelques techniques de séparation de sources à l'aveugle, c'est à dire, on suppose un modèle de mélange linéaire que l'on écrit sous la forme :

$$\mathbf{X}=\mathbf{A}\mathbf{S}+\mathbf{N} \tag{B.1}$$

où $X = \{x_1, \dots, x_m\}$ est la matrice d'observations x_i , contenant m vecteurs d'observations, \mathbf{S} la matrice source et \mathbf{A} la matrice de mélange, qui représente la contribution de chaque source à chaque mesure. Le but de cette méthode est de retrouver la matrice de sources \mathbf{S} . On peut aussi ajouter une matrice de bruit instrumental \mathbf{N} .

Dans le cas d'une approche aveugle, on ne connaît ni \mathbf{A} ni \mathbf{S} . Nous avons essayé deux méthodes différentes, GMCA et SMICA, en cours de traitements intensifs pour Planck.

B.1 Generalized Morphological Component Analysis

La Generalized Morphological Component Analysis (GMCA) est basée sur la parcimonie des sources (Bobin et al, 2006), c'est à dire, dans une certaine base, la plupart des coefficients d'une source dans cette base sont nuls ou proches de zéro, ce qui implique que peu de coefficients décrivent ces sources, par opposition aux sources gaussiennes qui sont décrites par un très grand nombre de coefficients dans n'importe quelle base. Dans le cadre de GMCA, chaque source est une combinaison linéaire de composants morphologiques, chacun parcimonieux dans une même base. GMCA cherche un schéma de "démélange", à travers une estimation de A , qui mène aux sources les plus parcimonieuses. Cependant, les cartes sources du FDI ne sont pas parcimonieuses mais gaussiennes, donc chercher les sources les plus parcimonieuses ne peut pas donner de résultats valides. Effectivement, les résultats obtenus avec GMCA n'ont pas été concluants.

B.2 Spectral Matching Independent Component Analysis

La Spectral Matching Independent Component Analysis (SMICA) est une technique de séparation de composantes dédiée à la séparation de champs gaussiens ayant des spectres de puis-

sances différents (Delabrouille et al, 2002). Elle a été appliquée avec succès sur les données de WMAP (Patanchon et al, 2005). Sur des bandes de fréquences spatiales, les différences entre les différents spectres de puissance sont maximisées. Or, dans notre cas, les spectres de puissances que l'on veut séparer ne sont pas très différents, ce qui explique pourquoi les résultats n'ont pas été concluants.

Annexe C

1er article

Cet article a été accepté par A&A.

An accurate measurement of the anisotropies and mean level of the Cosmic Infrared Background at 100 and 160 μm

Aurélie Pénin¹, Guilaine Lagache¹, Alberto Noriega-Crespo², Julien Grain¹, Marc-Antoine Miville-Deschênes¹, Nicolas Ponthieu¹, Peter Martin³, Kevin Blagrave³, and Felix J. Lockman⁴

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, bâtiment 121, Université Paris-XI, 91405 Orsay, France

² Spitzer Science Center, California Institute of Technology, MS 100-22, Pasadena, CA 91125

³ Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, 60 St George Street, Toronto, Ontario, M5S 3H8, Canada

⁴ National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box 2, Green Bank, WV 24944, USA

Preprint online version: May 10, 2011

ABSTRACT

Context. The anisotropies of the cosmic infrared background are a powerful tool to study the evolution of galaxies and large-scale structures. These anisotropies have recently been measured by a number of experiments, from the far-infrared (AKARI 90 μm) to the millimeter (~ 2 mm). One of the main limitations to an accurate measurement is the contamination by Galactic dust emission.

Aims. Our goal is to show that we can remove the Galactic cirrus contamination using HI data, and thus measure accurately the clustering of starburst galaxies in the cosmic infrared background.

Methods. We use observations of the so-called extragalactic N1 field at far-infrared (100 and 160 μm) and radio (21 cm) wavelengths. We compute the correlation between dust emission, as traced by far-infrared observations, and HI gas, and derive dust emissivities which enable us to subtract the cirrus emission from the far-infrared maps. We then derive the power spectrum of the cosmic infrared background anisotropies as well as its mean level.

Results. We compute dust emissivities for each of the HI -velocity components (local, intermediate and high-velocity). Using IRIS/IRAS data at 100 μm , we demonstrate that we can use the measured emissivities to determine and remove the cirrus contribution to the power spectrum of the cosmic infrared background. We then apply this method at 160 μm with Spitzer/MIPS data. We measure correlated anisotropies at 160 μm , and for the first time at 100 μm . We also combine the HI data and Spitzer total power mode absolute measurements to determine the cosmic infrared background mean level at 160 μm . We find $B_{160} = 0.77 \pm 0.04 \pm 0.12$ MJy/sr where the first error is statistical and the second one is systematic. Combining this measurement with the 100/160 color of the correlated anisotropies, we also derive the cosmic infrared background mean at 100 μm , $B_{100} = 0.22 \pm 0.06 \pm 0.07$ MJy/sr where the error are the same as previously. This measurement is in line with values obtained with recent models of infrared galaxy evolution and Herschel/PACS data, but is much smaller than the previous DIRBE measurements.

Conclusions. Using HI data to separate the cirrus and cosmic infrared background components is a powerful method that has also been used at longer wavelengths on Planck data.

Key words. Infrared: galaxies - ISM: clouds - dust - Cosmology: diffuse radiation - large-scale structure of universe

1. Introduction

Starburst (SB) galaxies are known to have had an important role in galaxy formation and evolution throughout the whole history of the Universe. In the far-infrared and sub-millimeter, observations are limited by confusion : small spatial scales are lost in the noise because of the poor angular resolution of the instruments. As a result, unresolved starburst galaxies form the Cosmic Infrared Background (CIB) (Puget et al. 1996; Fixsen et al. 1998) which peaks at around 150 μm . In the mid-infrared, a large fraction of the CIB is resolved: Papovich et al. (2004) resolved 70 % of the 24 μm background. However, in the far infrared, only a small fraction is resolved : Dole et al. (2004) resolved 23% and 7% of the CIB at 70 and 160 μm respectively. Frayer et al. (2006b) managed to resolve 60 % of the CIB at 70 μm using a very deep but small field, thus limited by cosmic variance. At longer wavelength, Oliver et al. (2010) Directly Resolved 15%, 10% and 6% of the CIB at 250, 350, 500 μm using Herschel/SPIRE data. A way of circumventing confusion is the statistical study of CIB anisotropies. Using stacking of 24 μm sources, Dole et al. (2006) were able to resolve a large

fraction of the CIB at 70 and 160 μm . More recently, Berta et al. (2010) integrated counts coming from Herschel/PACS data at 100 and 160 μm and resolved $\sim 45\%$ and $\sim 52\%$ of the CIB, respectively. When stacking 24 μm sources they increased these fractions to 50% and 75% respectively. These results imply that sources detected at 24 μm make up the bulk of the background around its peak. Caputi et al. (2006) showed that galaxies that dominate the emission at 24 μm are becoming more and more luminous and massive as the redshift increases starting from luminous IR galaxies (LIRGs) with $10^{11}L_{\odot} < L_{IR} < 10^{12}L_{\odot}$ at $0.8 < z < 1.2$ with intermediate mass, to ultra-luminous infrared galaxies (ULIRGs) with $10^{12}L_{\odot} < L_{IR} < 10^{14}L_{\odot}$ that dominate at $z > 2$ and with masses $> 10^{11}M_{\odot}$.

The clustering is measurable in the anisotropies of the CIB. It has been detected at several wavelengths in the last few years: at 160 μm by Lagache et al. (2007) and by Grossan & Smoot (2007) in the Spitzer Multiband Imaging Photometer (MIPS) data, and from 250 to 500 μm by Viero et al. (2009) in the Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope (BLAST) data. All three detected an excess of signal at inter-

mediate spatial scales due to the clustering of starburst galaxies which enabled them to derive the linear bias parameter b that relates the density fluctuations of luminous matter to those of dark matter. Lagache et al. (2007) found $b = 2.4 \pm 0.2$ while Viero et al. (2009) obtained $b = 3 \pm 0.3$. The difference may be due to a selection effect. At longer wavelength, higher redshift SB galaxies are probed (Lagache et al. (2005), Fernandez-Conde et al. (2008)) and at these higher redshifts, SB galaxies are a highly biased tracer of the underlying dark matter density field. Indeed they formed in very massive DM halos in the early times of the Universe. Magliocchetti et al. (2008) derived the two-point correlation function of $24 \mu\text{m}$ selected sources split in two redshift bins ($0.6 < z < 1.2$ and $z > 1.6$) finding that these SB galaxies are strongly clustered and that they are embedded in DM halos of $\approx 10^{12.8} M_{\odot}$ for the high z sample and $\approx 10^{11.8} M_{\odot}$ for the low z one. Cooray et al. (2010) computed the angular correlation function with Herschel/SPIRE data. They found that $250 \mu\text{m}$ sources are embedded in DM halos of $\sim 10^{12} M_{\odot}$ with $< z > \sim 2.1$ whereas bright $500 \mu\text{m}$ sources are in more massive halos, $\sim 10^{13} M_{\odot}$, at $< z > \sim 2.6$. CIB anisotropy measurements in the far-IR and submillimeter have been followed by those of Hall et al. (2010) at 1.3 and 2 mm with the South Pole Telescope and by Fowler & Atacama Cosmology Telescope Team (2010) at 1.4 and 2 mm with the Atacama Cosmology Telescope (Dunkley & Atacama Cosmology Telescope Team (2010)). More recently, Planck Collaboration et al. (2011b) derived CIB power spectra from $10'$ to $100'$ simultaneously at 350, 550, 850 and $1380 \mu\text{m}$ in 6 high-galactic latitude fields. Amblard et al. (2011) extended the measurements to smaller angular scales, using Herschel/SPIRE observations of the Lockman-hole field at 250, 350 and $500 \mu\text{m}$. These recent measurements allow us to start to refine the analysis of the clustering properties of galaxies responsible for the cosmic infrared background, and its cosmic evolution up to high redshift ($z \sim 3-4$).

The far-infrared and submillimeter emission of the Galactic cirrus interferes with the detection and measurement of the CIB. This emission dominates the power spectrum of the anisotropies at large spatial scales (the exact scale depends on the wavelength and the selected field). To remove the cirrus contribution, data at other wavelengths are usually used. For instance, IRIS (reprocessed IRAS maps, Miville-Deschênes & Lagache (2005)) at $100 \mu\text{m}$ can be used to determine the power spectrum of the cirrus on large scales. However, these data also contain CIB anisotropy and therefore a clustering signal from SB galaxies. To constrain more accurately the contribution of the Galactic cirrus, external tracers are needed. The best tracer for dust emission in the diffuse sky is neutral hydrogen. In this paper, we show that HI data can be used to remove the cirrus contamination from 100 and $160 \mu\text{m}$ maps in order to measure the CIB intensity and the power spectrum of the CIB anisotropy. This method, based on template removal to separate the cirrus and CIB components, was also successfully applied to the ~ 140 square degrees of very diffuse high-latitude sky observed by both Planck/HFI ($350 \mu\text{m}$ to 3 mm), and the Green Bank Telescope (21 cm HI) (Planck Collaboration et al. 2011b).

The paper is organized as follows : we present the data we are using in Sect. 2. In Sect. 3, we briefly describe the astrophysical components and derive the instrumental noise component of the map power spectrum. In Sect. 4 we compute the Galactic cirrus contamination. The cirrus map is then subtracted from the infrared maps to obtain the CIB dominated maps from which we then estimate the power spectrum at both 100 and $160 \mu\text{m}$ (in Sect. 5). In Sect. 6 we estimate the mean of the CIB at 160

μm using total power mode of *Spitzer* and at $100 \mu\text{m}$ using the $100/160$ color of the measured correlated CIB anisotropies. Sect. 8 presents our conclusions.

2. Data

We focus our analysis on the ELAIS N1 (ℓ, b) = ($85.33^{\circ}, 44.28^{\circ}$). This field is part of the Spitzer Wide-Area Infrared Extragalactic Legacy Survey (SWIRE). It covers about 10 square degrees and has been observed by the Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) at $160 \mu\text{m}$, by the GBT at 21 cm and by IRAS at 100 and $60 \mu\text{m}$

2.1. MIPS $160 \mu\text{m}$

The MIPS observations at $160 \mu\text{m}$ were taken as part of the SWIRE Legacy Program (Lonsdale et al. 2003) in 2004 during two epochs separated by six months (late January and late July). The data were taken using the Scan mode and the medium scan rate, with ~ 3 deg long legs and an offset between the return and forward legs of $148''$. This observing strategy produced a map with a median depth coverage of 8 (times 4 seconds per frame = 32sec integration time). However, because of the dead readout of the $160 \mu\text{m}$ array (Stansberry et al. 2007) the coverage is non-homogeneous, and can be as low as two or as high as 10 in some regions of the map, usually along the scanning direction and overlapping independent regions.

During the observations of the first epoch, the Spitzer Observatory went into stand-by mode (Jan 25th). This meant that some of the $160 \mu\text{m}$ observations were affected by a slightly warmer telescope during the recovery phase, with a temperature around 6 K rather than the standard ~ 5.6 K. We have mitigated this effect on the data by applying a small offset determined from the nearby unaffected regions (an overlap correction).

The fact that the $160 \mu\text{m}$ data were taken on two different epochs makes the processing and creation of the final mosaic relatively straightforward. We used the standard Basic Calibrated Data (BCDs) from the Spitzer Science Center, removed their prediction of the zodiacal light as a function of time and space from each BCD and carried out an overlap correction (Mizuno et al. 2008). The maps were created using the native pixel scale of 16 arcsec/pixel that preserves the diffuse emission. These final mosaics show no evidence of defect other than low intensity stripes left as an artifact of the scanning observation. These stripes introduce two peaks at $k \sim 1$ arcmin $^{-1}$ in the power spectrum of the map as shown in Fig. 1. The effect of these ‘stripes’ was mitigated by applying a destriping filter using ridgelets (Ingalls et al. 2011). Tests on the photometry of the maps and their sources show that the destriping method preserves the flux within 5% of the original values. However the power spectrum of the destriped map shows a little loss of power at small scales ($k > 0.2$ arcmin $^{-1}$), as shown by the green line compared to the black dotted line on Fig 1. To investigate if astrophysical power has been removed or only power due to stripes we destripe the map using the destriper made for IRIS, which is known not to remove astrophysical power (Miville-Deschênes & Lagache 2005). The power spectrum of that map is the red curve on Fig 1. It is in good agreement with the green curve up to $k \approx 0.8$ arcmin $^{-1}$, suggesting that the ‘ridgelet destriping’ does not remove any astrophysical signal. At higher k , the IRIS destriper fails to remove residual stripes as it was not dedicated to such high-angular resolution data. We use the map destriped with ridgelets. In order to limit PSF uncertainties (see Sect. 3) we consider only scales < 0.8 arcmin $^{-1}$ so we will not be concerned

with the residual stripe at $k \sim 1 \text{ arcmin}^{-1}$.

The identification of sources and their extraction in the Spitzer long wavelength images (70 and $160 \mu\text{m}$) has been carried out on filtered mosaics with the standard methods applied to the ‘deep fields’ (see e.g. Frayer et al. (2006a), Frayer et al. (2006b), Frayer et al. (2009)). The filtering is done to remove the extended emission and thus to enhance the detectability of faint point sources. Since in our case we are interested in the preservation of the background/foreground emission, the source removal was carried out on our original mosaics (which maintain the extended emission). The PSF of MIPS data is well-sampled : the FWHM of the $160 \mu\text{m}$ PSF is $40''$ compared to the pixel size of $16''$. We thus selected Starfinder, which uses a PSF fitting algorithm, for source extraction (Diolatti et al. 2000). Starfinder also has the advantage that it evaluates the background over the entire image, during the iterative fitting of the individual sources, leading to smaller residuals (Marleau et al. 2004) even when compared with the standard Spitzer source extraction software MOPEX/APEX (Makovoz & Marleau 2005). We detect sources down to $S_{160} = 25 \pm 5 \text{ mJy}$ and remove them from the map. Even though the source catalog is highly incomplete at low fluxes, removing sources down to very faint fluxes allows us to lower the Poisson part of the power spectrum to accurately measure the CIB correlated part. Fig. 2 shows the source-subtracted map we use in our study.

The effective PSF of the observed data is quite sensitive to the observed field. We therefore have to determine it directly on the map rather than take a prior estimate. We compute the PSF by stacking the brightest sources of an oversampled map (7.2 arcsec/px). The oversampling is necessary to get an accurate profile of the PSF. We extract sources at 5σ and keep only those with $S_{160} > 600 \text{ mJy}$. The left panel of Fig. 3 shows the extracted PSF and the right panel shows its power spectrum compared to that of the STiny Tim Model¹ (Krist et al. (2005), STinyTim, v1.3; Krist, 2002). The discrepancy between the power spectra shows the need to determine the PSF on our data.

2.2. HI data

We used the HI 25 deg^2 data cube ($x, y, \text{velocities}$) centered on N1. These data were obtained in 2006 and 2010 with the 100-meter Green Bank Telescope (GBT). Spectra were measured over a $5^\circ \times 5^\circ$ area centered on $(\ell, b) = (85.5^\circ, +44.3^\circ)$ every $3.5'$ in both coordinates. Data were taken by in-band frequency switching yielding spectra with a velocity coverage $-450 \leq V_{LSR} \leq +355 \text{ km s}^{-1}$ at a velocity resolution of 0.80 km.s^{-1} . Spectra were calibrated, corrected for stray radiation, and placed on a brightness temperature (T_b) scale as described in Blagrave et al. (2010) and Boothroyd et al. (2011, in preparation). A third-order polynomial was fit to the emission-free regions of the spectra to remove any residual instrumental baseline. The final data cube has a rms noise in a single channel of 0.12 K of T_b , and an effective angular resolution of $9.4' \times 9.1'$ in ℓ and b , respectively.

We distinguish three velocity components of the HI gas : the local, intermediate (IVC) and high velocity cloud (HVC). They are shown on Fig. 4. The HVC is centered around -115 km/s and the IVC around -23 km/s , as illustrated on Fig. 5. This figure

¹ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/dataanalysisistools/tools/contributed/general/stinytim/>

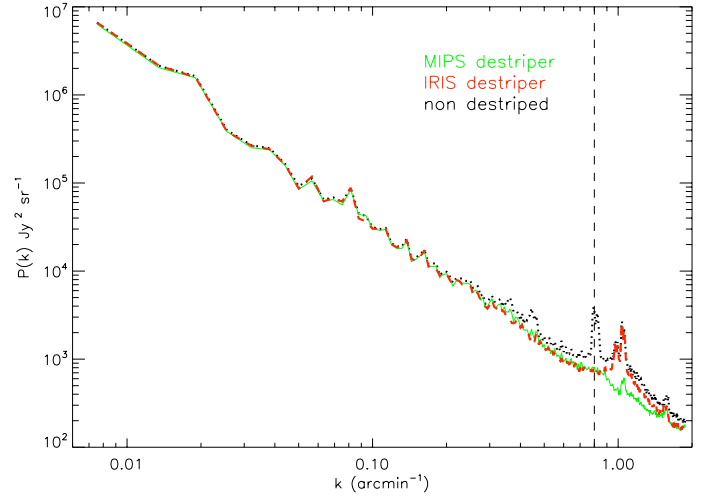


Fig. 1. The dotted black line shows the power spectrum of the non-destriped map, the dashed red curve is the power spectrum of the map destriped with the ‘‘IRIS destriper’’ and the green line shows the power spectrum of the map destriped with ‘‘the MIPS destriper’’. The vertical dashed line shows our angular scale cut.

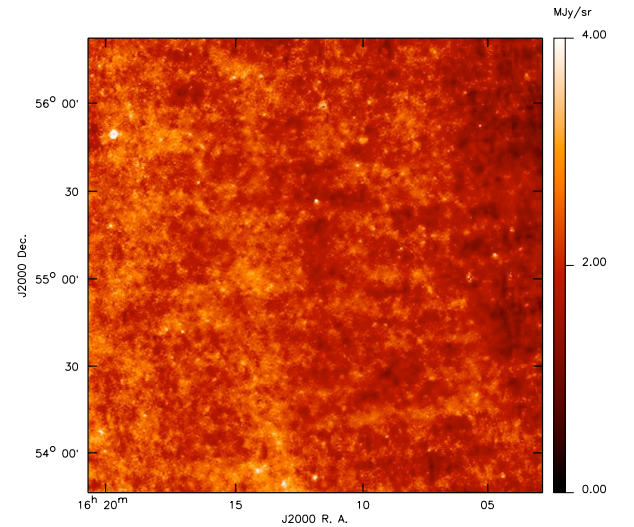


Fig. 2. The final source-subtracted $160 \mu\text{m}$ map centered on N1 used to compute the power spectrum. Unit is MJy/sr.

shows velocity spectra of three lines of sight, each of them being dominated by one component. The IVC and the HVC are clearly seen in the middle and bottom panels.

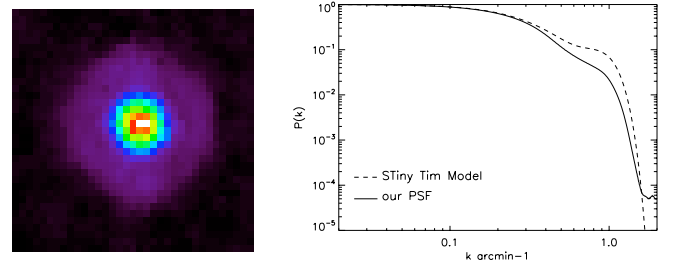


Fig. 3. Left: point spread function of MIPS $160 \mu\text{m}$ computed using an oversampled map. Right: PSFs power spectra. The continuous line is our PSF and the dashed line is the power spectrum from the STiny Tim Model (Krist et al. (2005), STinyTim, v1.3; Krist, 2002).

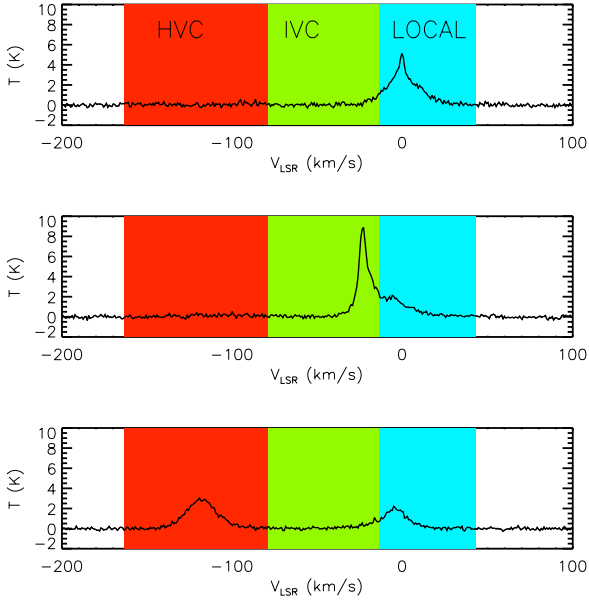


Fig. 5. HI spectra of three different lines of sight, illustrating the three velocity components (local, IVC and HVC from the top to the bottom panel, respectively).

2.3. IRIS/IRAS data

We use IRIS (re-processed IRAS maps) maps at 60 and 100 μm to measure emissivity of the dust that is correlated to HI components and to derive the CIB power spectrum at 100 μm . This new generation of IRAS images benefits from a better zodiacal light subtraction, from a calibration and zero level compatible with DIRBE and from a better destriping (Miville-Deschênes & Lagache 2005).

IRAS made two full-sky maps (HCON-1 and HCON-2 for Hours Confirmation) and a last one that covers 75 % of the sky (HCON-3). The three of them were processed in the same way, including deglitching, checking of the zero-level stability, visual examination for remaining glitches and artifacts, and zodiacal light removal. The three HCONs were then co-added using sky coverage maps to make the average map (HCON-0). We will return to these HCONs later to determine the power spectrum of the instrumental noise.

The IRIS PSF is assumed to be Gaussian following Miville-Deschênes et al. (2002):

$$P(k) = \exp\left(-\frac{k^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (1)$$

with $\sigma_k = 0.065 \pm 0.005 \text{ arcmin}^{-1}$ at 100 μm which corresponds, in real space to a Gaussian function with $\sigma = 1.8 \pm 0.1 \text{ arcmin}$. Sources are removed down to a 10σ threshold, following the algorithm described in Miville-Deschênes & Lagache (2005). The source-subtracted map at 100 μm is shown on Fig. 6.

The FWHM of our data are given in table 2.3. We convolve the maps when necessary in order to compare consistent data.

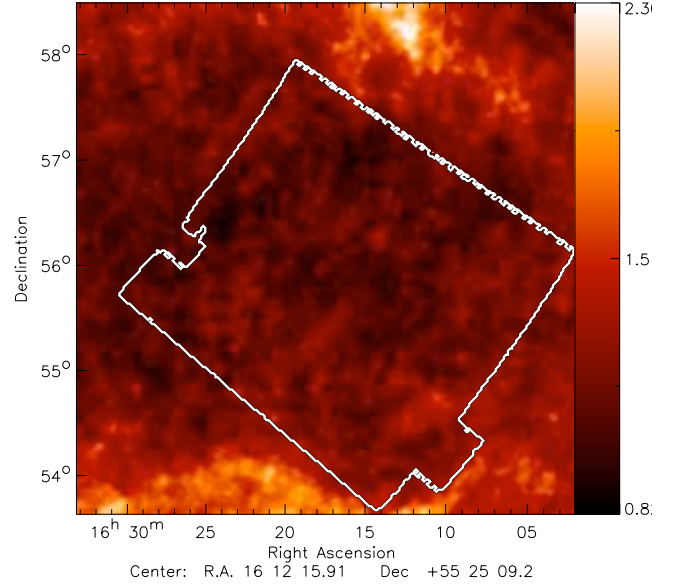


Fig. 6. Source-subtracted IRIS 100 μm used in this study. The area is ~ 25 square degrees. Units are MJy/sr. The white contour shows the MIPS field.

3. Power spectrum and error bars

There are several contributions to the power spectrum measured in the far-infrared: the Poisson noise, due to discrete unresolved sources, the clustering of galaxies (these two components make the CIB anisotropies), the Galactic cirrus and the instrumental noise. Assuming that the noise is not correlated to the signal:

$$P(k) = \gamma(k) [P_{sources}(k) + P_{clus}(k) + P_{cirrus}(k)] + N(k) \quad (2)$$

where k is the two-dimensional wavenumber and $P_{sources}(k)$, $P_{clus}(k)$ and $P_{cirrus}(k)$ are respectively the power spectrum of the unresolved sources, the clustering and the Galactic dust emission. The instrumental noise is represented by $N(k)$ and $\gamma(k)$ is the power spectrum of the PSF of the instrument.

The noise power spectrum, $N(k)$ is computed using two independent maps of the N1 field. At 100 μm , we use the different HCONs (see Sect. 2.3). At 160 μm , we use the even and odd Basic Calibrated Data (BCDs) to build two independent maps. The power spectrum of the difference of the two maps gives an estimate of $N(k)$. To take into account the non homogeneous coverage, we apply the method of Miville-Deschênes & Lagache (2005). We subtract the estimated $N(k)$ from the raw power spectrum $P(k)$. The level of the Poisson noise at large k is obtained by dividing the power spectrum by that of the PSF.

The result is shown for 160 μm in Fig. 7. We find $P_{sources} = 9013 \pm 100 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. Lagache et al. (2007) found a slightly higher value of $9848 \pm 120 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ with sources removed with a higher flux (200 mJy). In this study, sources are removed to a lower flux cut which leads to a lower shot noise level.

Statistical errors in power spectra are computed using mock signal plus noise maps that we analyze with the same pipeline as the data. We derive the covariance matrix of this set of power spectra. Its diagonal terms give the errors on each $P(k)$. Errors in the subtraction of the cirrus component are not statistical

	MIPS 160 μm	IRIS 100 μm	IRIS 60 μm	GBT 21 cm
FWHM (arcmin)	0.64	4.3 \pm 0.2	4.0 \pm 0.2	9.1

Table 1. Effective measured PSF full width half at maximum (from Stansberry et al. (2007), Miville-Deschênes & Lagache (2005) and Boothroyd et al. (2011) at 160 μm , 100 μm and 21 cm, respectively)

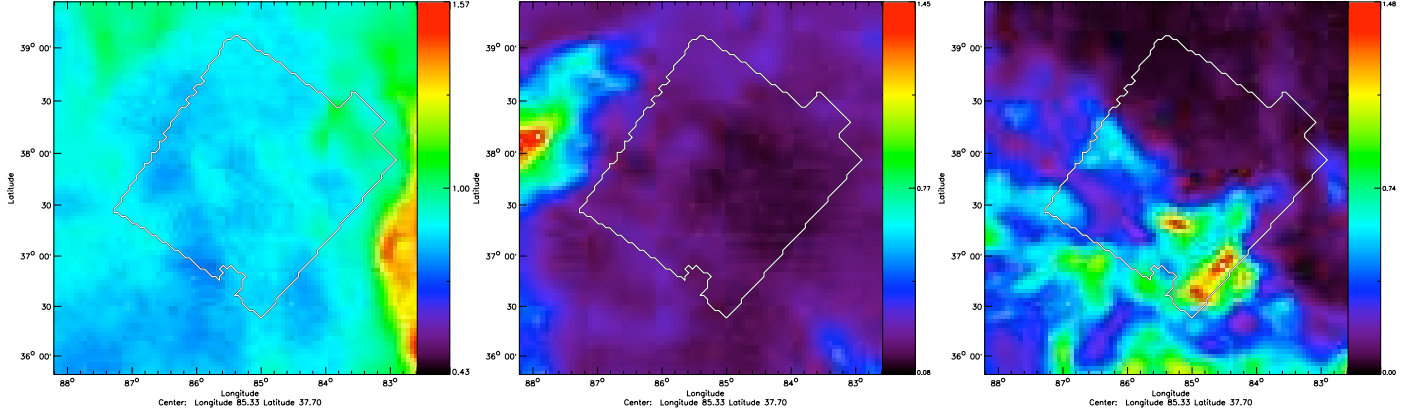


Fig. 4. N1/GBT column densities N_{HI} , in unit of 10^{20} atoms/cm². From *left to right*: the column density of the local component with $-14 \text{ km/s} < V_{\text{LSR}} < 43 \text{ km/s}$, the IVC with $-79 \text{ km/s} < V_{\text{LSR}} < -14 \text{ km/s}$ and the HVC with $-163 \text{ km/s} < V_{\text{LSR}} < -79 \text{ km/s}$. The white contour on each image shows the field covered by *Spitzer* (N1/MIPS field).

but systematic and are due to errors on the emissivities $\delta\alpha_i$ (see Sect 5.1). Errors in the power spectrum of the cirrus subtracted map due to the spatial removal are of the order of $(\delta\alpha)^2 \times P(k)$, which is negligible compared to the statistical error.

We have seen in Sect. 2.1 that there are uncertainties in the determination of the PSF. We take these into account by using several PSFs (ours, STiny Tim and one computed from another *Spitzer* field, CDFS) in the same pipeline. Again, we derive the covariance matrix of the set of power spectra. We add these errors in quadrature to statistical errors.

4. The Galactic component

In previous works, the Galactic contribution to the power spectrum was either assumed to be $\propto k^{-3}$ (Lagache & Puget 2000), estimated with IRIS 100 μm (Lagache et al. 2007), or shown to be negligible (Viero et al. 2009). The goal here is to examine the accuracy of cirrus removal using HI data, with the future aim of having CIB anisotropy maps of fields larger than N1, and even of a very large fraction of the sky with *Planck* data. In this section, we compute the power spectrum of the Galactic component using only 100 μm data as done in previous work. We then characterize the dust properties in our field.

4.1. Constraints on the cirrus contribution using IRIS 100 μm data

The power spectrum of the Galactic component is assumed to be a power law, as in Miville-Deschênes et al. (2007):

$$P_{\text{cirrus}}(k) = P_0 \left(\frac{k}{k_0} \right)^\beta \quad (3)$$

where P_0 is the normalization of the power spectrum at $k_0 = 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$. The cirrus component dominates the power spectrum at large scales ($k < 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$). The 10 square degree field selected at 160 μm does not allow to probe this regime reliably; therefore a larger map is needed. After removing the sources we fit the power spectrum of a 225 deg² IRIS 100 μm map centered on N1 and we get $\beta = -2.53 \pm 0.03$ and $P_0 = (4.93 \pm 0.20) \times 10^6 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. To compare this value to previous work (e.g. Lagache et al. (2007) in the Lockman Hole field), we need to rescale P_0 by the ratio of the cirrus brightness. Indeed P_0 is proportional to the square of the surface brightness of the cirrus $B_{\text{cirrus}}^2 = (B_{100} - B_{\text{CIB}})^2$. If we take $B_{\text{CIB}} = 0.78 \text{ MJy/sr}$ accord-

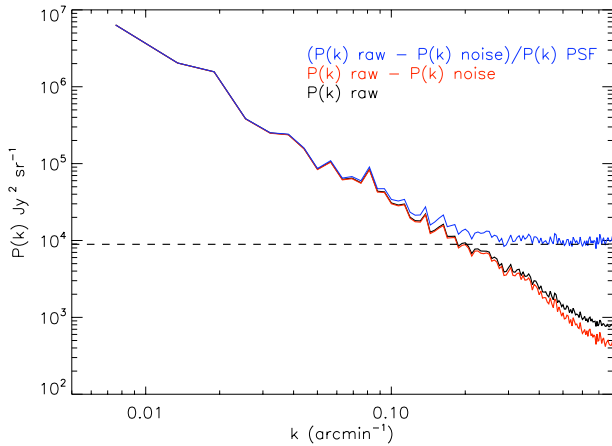


Fig. 7. The black line shows the raw power spectrum, $P(k)$, of the map at 160 μm . The red line is the noise subtracted power spectrum $P(k) - N(k)$. The blue one represents the noise subtracted power spectrum divided by that of the PSF $(P(k) - N(k))/\gamma(k)$. The dashed line shows the level of the Poisson noise which is $9 \times 10^3 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. For clarity, the error bars are not shown.

ing to Lagache et al. (2000a), we obtain $B_{cirrus}^{Us} = 1.25$ MJy/sr. Using $B_{cirrus}^{Lagache} = 0.51$ MJy/sr, we then have :

$$P_{0,normalised}^{Lagache} = P_0^{Lagache} \times \left(\frac{B_{cirrus}^{Us}}{B_{cirrus}^{Lagache}} \right)^2 = 4.20 \pm 0.93 \times 10^6 \text{ Jy}^2/\text{sr}(4)$$

The 100 μm power spectrum needs to be scaled by the ratio $(B_{160}/B_{100})^2$ in order to be compared directly with the 160 μm power spectrum (Roy et al. 2010). This ratio is scale dependent: at large spatial scales, the brightness of the map is dominated by the cirrus whereas at small spatial scales, CIB anisotropies dominate. Therefore, we split spatial scales > 95 arcmin from those < 95 arcmin using a wavelet decomposition². Moreover, we remove scales < 6 arcmin as they are dominated by instrumental noise. We then perform a linear regression between the maps at 100 and 160 μm for both spatial scales yielding to the ratio B_{100}/B_{160} . To increase the statistics, we do a similar analysis in the Lockman Hole (Lockman et al. 1986), using the data published by Lagache et al. (2007). Our results are listed in Table 2. They are compared with previous large-scale cirrus B_{100}/B_{160} color measurements (Boulanger et al. 1996) and CIB colors from the Lagache et al. (2003) empirical model of galaxy evolution. At scales < 95 arcmin our results are consistent with the CIB prediction of Lagache et al. (2003). However, there is a discrepancy at scales > 95 arcmin between our results and that of Boulanger et al. (1996). We attribute it to real changes in cirrus properties from one field to another. Indeed Flagey et al. (2009) found $B_{100}/B_{160} = 0.25 \pm 0.01$ on the whole Taurus complex whereas locally, they found that the same ratio varies from 0.27 to 0.5. Bot et al. (2009) computed colors in several small regions of the sky surrounding nearby galaxies (~ 0.1 deg), and they also found varying colors from one field to another: from $B_{100}/B_{160} = 0.36$ to $B_{100}/B_{160} = 0.60$. In both cases they explained these differences by a variation of the interstellar radiation field and/or the abundance of very small and big grains.

To compare the cirrus power spectrum obtained using IRIS data at 100 μm with our 160 μm power spectrum, we rescale the 100 μm power spectrum by $B_{100,cirrus}^{10deg^2}/B_{100,cirrus}^{225deg^2}$ and then by $(B_{160}/B_{100})^2 = (1/0.35)^2$, the large scale color that corresponds to the cirrus color in our field (Fig. 8). We observe that it is in good agreement with the 160 μm power spectrum at scales < 0.02 arcmin⁻¹. Note that the statistics of the large scales at 160 μm are quite poor and do not allow to quantify the quality of the argument.

4.2. Dust colors and dust-HI emissivities

The dust that is heated by the interstellar radiation field and emits in the IR is mixed with neutral hydrogen. Thus, the infrared emission of the cirrus is strongly correlated with the HI 21 cm line. Boulanger & Perault (1988) show that this correlation is tight at high Galactic latitude at 60 and 100 μm . This correlation has often been used to study dust properties, for instance by Boulanger et al. (1996) who derived the dust spectrum associated with HI gas.

In this section we use GBT data at 21 cm to derive the far-IR emission of the cirrus (that will then be removed from our data at 100 and 160 μm in Sect. 5).

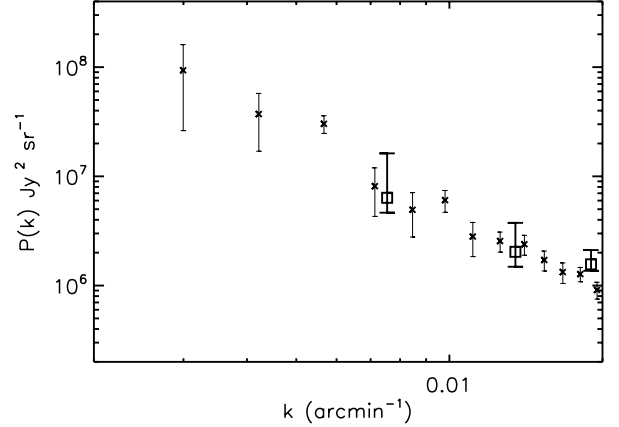


Fig. 8. Comparison of the cirrus power spectra computed with the IRIS 100 μm map with that computed with the 160 μm map. Crosses : cirrus power spectrum at 100 μm computed on a 225 deg² 100 μm map centered on N1 rescaled by the ratio $B_{100,cirrus}^{10deg^2}/B_{100,cirrus}^{225deg^2} \times (B_{160}/B_{100})^2$ is shown by crosses. Squares : power spectrum of N1 computed at 160 μm .

In the N1 field, there are three distinguishable HI velocity components : the local component, an intermediate velocity cloud (IVC) and a high velocity cloud (HVC). First we compute their integrated emission by adding all velocity channels with -14 km/s $< V_{LSR} < 43$ km/s for the local, -79 km/s $< V_{LSR} < -14$ km/s for the IVC and -163 km/s $< V_{LSR} < -79$ km/s for the HVC. Second, assuming the optically thin case, we estimate their column density using:

$$N_{HI}(x, y) = 1.823 \times 10^{18} \sum_{\nu} T_B(x, y, \nu) d\nu \quad (5)$$

where N_{HI} is the HI column density in unit of 10^{20} atoms/cm², T_b the brightness temperature and ν the velocity.

The interstellar medium in the SWIRE N1 field seems dominated by neutral atomic hydrogen which reaches a peak $N_{HI} \approx 1.5 \times 10^{20}$ cm⁻² in each of the three components (Fig. 4). The brightness temperature of the HI line is always ≤ 8.9 K. Since molecular hydrogen, H_2 , begins to be seen in directions where $N_{HI} > 2 \times 10^{20}$ cm⁻² and $T_b > 12$ K (e.g., Gillmon et al. (2006), Liszt (2002), Lockman & Condon (2005)), it is unlikely that there are significant amounts of H_2 in our field. Therefore, we can apply the following decomposition, as in Miville-Deschênes et al. (2005):

$$I_{\lambda} = \sum \alpha_{\lambda}^i N_{HI}^i(x, y) + C_{\lambda}(x, y) \quad (6)$$

where I_{λ} is the infrared map, $N_{HI}^i(x, y)$ is the column density of the i -th HI component, α_{λ}^i is the emissivity of component i at wavelength λ and $C_{\lambda}(x, y)$ is a residual term (offset + CIB). The correlation coefficients α_{λ}^i are estimated using a χ^2 minimization³. The error bars given by this function are valid only if the noise of the I_{λ} maps is Gaussian and if the noise on N_{HI} is negligible. This may not be the case as the maps contain the IRIS or MIPS noise and CIB anisotropies. Planck Collaboration et al. (2011a) carried out Monte Carlo simulations to estimate the errors on α_{λ}^i for IRIS 100 and 60 μm and determined coefficients by

² IDL *atrou* algorithm

³ we use the IDL function *regress*

Field	B_{100}/B_{160}	$B_{100}/B_{160} > 95^\circ$	$B_{100}/B_{160} < 95^\circ$
LH	0.62 ± 0.01	0.30 ± 0.01	0.64 ± 0.01
N1	0.50 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.76 ± 0.01
Cirrus color			
Boulanger et al. (1996)		0.50	
Flagey et al. (2009)		0.27-0.5	
Bot et al. (2009)		0.36-0.6	
CIB color			
Lagache et al. (2003)			0.65

Table 2. Ratios B_{100}/B_{160} at scales larger and smaller than 95 arcmin in the Lockman Hole and in the N1 field. The last four lines give the cirrus color and the CIB color according to Boulanger et al. (1996), Flagey et al. (2009), Bot et al. (2009) and Lagache et al. (2003), respectively.

which they multiplied the error bars found assuming a Gaussian noise. We multiply our errors by these coefficients at 60 and 100 μm . For MIPS at 160 μm , we take the mean of the 100 and 350 μm coefficients determined by Planck Collaboration et al. (2011a), as these coefficients only slightly vary with wavelength.

The emissivities α_l^i are computed at 60, 100 and 160 μm in the N1/MIPS field (i.e. N1 field restricted to the MIPS coverage) and at 60 and 100 μm only in the N1/GBT field (i.e. the entire field covered by HI, see Fig. 4). Fig. 4 shows that N1/MIPS does not contain the IVC. Therefore, for this field, we only use two components, the local and the HVC, in order to avoid any additional noise. Our results are given in Table 3.

The emissivities of the local component are in accordance with those found by Miville-Deschênes et al. (2005) at the 3 wavelengths. They used HI observations from the GBT (Lockman & Condon 2005) to compute emissivities at 24, 60, 100 and 160 μm in the Spitzer Extragalactic First Look Survey field. They also have two IVCs whose emissivities are in agreement with ours at 100 μm . However there is a discrepancy at 60 μm . For IVC1 and IVC2, Miville-Deschênes et al. (2005) found $B_{60}/B_{100} = 0.50$ and 0.34 respectively whereas, we have $B_{60}/B_{100} = 0.30$. This value is in line with Planck Collaboration et al. (2011a) who found $0.23 < B_{60}/B_{100} < 0.42$ in 14 fields covering 800 square degrees of the sky. They interpreted these differences as a contamination of the emission at 60 μm by non-equilibrium emission due to a higher relative abundance of very small grains compared to big grains at smaller wavelength.

Moreover, the HVC in N1 is detected at 160 μm . This confirms the detection of dust in HVCs. Finally, we note that our results are also in very good agreement with those from Planck Collaboration et al. (2011a) who did a similar analysis on the same field.

Using emissivities, colors can be computed and compared to previous work. We find that $B_{160}/B_{100} = 2.87$ for the local component. Bot et al. (2009) removed the mean value of the CIB, 0.78 MJy/sr from their $< B_{100} >$ and they observed an increase of the ratio B_{160}/B_{100} with $< B_{100} >$ meaning that brighter regions are colder. We subtract the same CIB level of 0.78 MJy/sr from our $< B_{100} >$, even though we get a mean CIB residual of 0.58 MJy/sr (see Tab 3). This results in $< B_{100} > = 0.4$ MJy/sr which is much lower than any of their $< B_{100} >$. In fact, they kept only regions with $< B_{100} > > 2.5$ MJy/sr, in order to be dominated by variations of cirrus emission. Their fields have a typical B_{160}/B_{100} of 2, very close to our value. Our low $< B_{100} >$ implies that $B_{160}/B_{100} \sim 2$ may plateau at a value of ~ 2 MJy/sr for $< B_{100} >$ lower than 2.5 MJy/sr. Moreover the value of B_{160}/B_{100} can also be compared to Tab. 2 which have been computed with a linear regression between the two

maps at large scales, we found $B_{100}/B_{160} = 0.35 \pm 0.01$ and using emissivities we get $B_{100}/B_{160} = 0.35$. They are in very good agreement.

The CIB should be the only astrophysical component contained in the residual map. To test this, we can check if the residual mean value is in agreement with the mean value of the CIB. The value at 160 μm is discussed in Sect. 6.1. There is a discrepancy between the prediction and our result at 100 μm which we attribute to residuals of zodiacal light in the IRIS 100 μm map. We do not try to evaluate the mean value of the residue at 60 μm because the CIB level is of the order of the residual of the zodiacal light (Renault et al. 2001).

4.3. Dust temperatures

The IR/HI emissivities give constraints on the dust temperature. We assume that the emission of big grains at thermal equilibrium with a radiation field is a modified black body:

$$I_\nu = \tau_\nu B_\nu(T_{BG}) \quad (7)$$

where B_ν is the Planck function, T_{BG} the big grains' equilibrium temperature and τ_ν the optical depth. It can be expressed as $\tau_\nu = N_{HI} \epsilon_\nu$ with ϵ_ν the dust emissivity per H atom that is usually assumed to be a power law: $\epsilon_\nu = \epsilon_0 (\nu/\nu_0)^\beta$ where β is the emissivity spectral index. Following Boulanger et al. (1996), we take $\beta = 2$. At wavelengths where the emission is dominated by big grains, the IR/HI correlation coefficients can be written as $\alpha_\nu = \epsilon_\nu B_\nu(T_{BG})$. We use the infrared-HI correlation coefficients at 100 and 160 μm to estimate the big grains temperature T_{BG}^i of each HI component assuming that the contribution of very small grains in the far-infrared is negligible.

$$\frac{\alpha_{100}^i}{\alpha_{160}^i} = \frac{B_\nu(100\mu\text{m}, T_{BG}^i)}{B_\nu(160\mu\text{m}, T_{BG}^i)} \left(\frac{160}{100} \right)^2 \quad (8)$$

We find $T_{BG}^{local} = 15.9 \pm 0.2$ K. This is in agreement with Bot et al. (2009) who find dust temperatures in the diffuse medium between 15.7 and 18.9K and with Miville-Deschênes et al. (2005) who find T_{BG}^{local} between 16.3 and 18.8K. We do not detect the HVC at 100 μm , therefore we cannot determine its temperature. However we compute a limit of its temperature assuming a 3σ limit for the detection at 100 μm . We get $T_{BG}^{HVC} < 15$ K which is in agreement with Miville-Deschênes et al. (2005) who found T_{BG}^{HVC} between 9.9 and 11.6. The HVC is colder than the local diffuse medium. This is consistent with a lower radiation field than in the solar neighbourhood due to the distance of the HVC.

λ (μm)			Dust/HI correlation coefficients in N1/MIPS			Dust/HI correlation coefficients in N1/GBT	
			60	100	160	60	100
α_{λ}^{local}	this paper		0.175 ± 0.056	0.87 ± 0.14	2.46 ± 0.43	0.175 ± 0.014	0.877 ± 0.028
α_{λ}^{IVC}	this paper					0.207 ± 0.015	0.699 ± 0.038
α_{λ}^{HVC}	this paper		-0.004 ± 0.015	0.034 ± 0.031	0.31 ± 0.08	-0.001 ± 0.007	0.010 ± 0.023
α_{λ}^{local}	MAMD 2005		0.16 ± 0.02	0.80 ± 0.08	1.7 ± 0.02		
α_{λ}^{IVC1}	MAMD 2005		0.35 ± 0.04	0.70 ± 0.09	2.7 ± 0.4		
α_{λ}^{IVC2}	MAMD 2005		0.31 ± 0.04	0.9 ± 0.1	1.4 ± 0.4		
α_{λ}^{HVC}	MAMD 2005		0.05 ± 0.01	0.055 ± 0.015	0.8 ± 0.1		
α_{λ}^{local}	Planck 2011					0.166 ± 0.011	0.862 ± 0.033
α_{λ}^{IVC}	Planck 2011					0.213 ± 0.012	0.723 ± 0.036
α_{λ}^{HVC}	Planck 2011					-0.001 ± 0.007	-0.009 ± 0.022
$\langle residue \rangle$	(MJy/sr)	this paper		0.58	0.76 ^a		
CIB mean	(MJy/sr)	Béthermin 2011		0.30	0.63		

Table 3. Emissivities and CIB levels. Columns 4, 5, 6 : Emissivities (in units of MJy/sr (10^{20} H atoms) $^{-1}$ cm 2) computed in N1/MIPS at 60, 100 and 160 μm compared to those of the literature. Columns 7, 8 : Emissivities computed in N1/GBT at 60, 100 μm . Uncertainties are 1σ uncertainties that take into account the statistical variance and the instrumental noise. MAMD 2005 stands for Miville-Deschênes et al. (2005). Their emissivities are for the Spitzer XFLS field. Planck 2011 stands for Planck Collaboration et al. (2011a). Their emissivities are for the N1/GBT field. The second last line gives the mean values of residual maps and the last one gives mean levels of the CIB coming from Béthermin et al. (2011). ^(a) This value has been corrected from the offset (see Sect. 6.1)

5. Removal of the Galactic component

5.1. Removal of the cirrus spatially or in the power spectra and error bars

The cirrus contribution removal can be done in two ways: spatially on the maps or by subtracting the cirrus power spectrum from that of the infrared map. We first need to know if these two methods are equivalent. We consider the power spectrum of the CIB, $\hat{P}_{CIB}(k)$, as an estimator for this test and compute its variance for the two methods in a naive approximation of Gaussianity. We have two maps A and B, containing respectively CIB + Galactic component (GC) and only the GC. In Fourier space we have $a_k^A = a_{k,CIB} + a_{k,GC}$ and $a_k^B = a_{k,GC}$ where a_k are the Fourier coefficients and the power spectrum can be written :

$$\hat{P}_{CIB}(k) = \langle a_{k,CIB}^2 \rangle \quad (9)$$

The mean values of the power spectrum of the CIB anisotropies are equal for both methods but not their variances. Indeed, for the spatial removal:

$$\text{Var}(\hat{P}_{CIB}) = \langle (a_k^A - a_k^B)^2 \rangle - \langle (a_k^A - a_k^B) \rangle^2 \quad (10)$$

$$= \text{Var}(P_{CIB}) \quad (11)$$

whereas for the removal at the power spectrum level a correlation term between the cirrus power spectrum and that of the CIB appears, in addition to the variance of the CIB power spectrum:

$$\text{Var}(\hat{P}_{CIB}) = \langle (a_k^A a_k^A - a_k^B a_k^B)^2 \rangle - \langle (a_k^A a_k^A - a_k^B a_k^B) \rangle^2 \quad (12)$$

$$= \text{Var}(P_{CIB}) + \text{Var}(P_{CIB}) \times (a_k^B)^2 \quad (13)$$

$$(14)$$

Thus, from this simple argument we expect error bars to be smaller with the spatial subtraction. We check it with simulations using mock data. We generate signal plus noise maps and analyse them in both ways. Error bars are indeed smaller in the spatial removal case. The template (spatial) subtraction removes each moment of the statistics whereas the second method only removes the moment on the power spectrum.

5.2. Contribution of the Galactic component to the power spectrum at 100 μm

We start by comparing the cirrus power spectrum obtained at 100 μm to that computed with HI data in the N1/GBT field. To construct a map of the cirrus emission at 100 μm we take the sum of each component column density weighted by the emissivities as determined in Sect. 4.2 :

$$B_{100} = \alpha_{100}^{local} \times N_{HI}^{local} + \alpha_{100}^{IVC} \times N_{HI}^{IVC} + \alpha_{100}^{HVC} \times N_{HI}^{HVC} \quad (15)$$

The left panel of Fig. 9 shows the map at 100 μm projected on the GBT map and convolved with the GBT beam, the middle panel shows B_{100} computed from 21cm data. The right panel shows the 100 μm cirrus-free residual. We clearly see that most of the contribution of the cirrus is removed; the residual map only contains the CIB. This is even more visible in Fig. 10 which shows the 100 μm power spectrum compared to that of B_{100} computed from 21 cm data. They are in very good agreement at scales < 0.02 arcmin $^{-1}$. The discrepancy observed at smaller scales ($k > 0.02$ arcmin $^{-1}$) is expected, as the clustering of SB galaxies dominates (see Sect 6.2). Therefore, this shows that making use of emissivities is a reliable method to measure the contribution of the Galactic component in the far-infrared.

We can now subtract this cirrus emission from the original map to get a CIB anisotropies map. Because the FWHM of the GBT is much larger than that of IRIS, the 100 μm N1/GBT map must be convolved with the GBT beam (9.1 arcmin). Since the cirrus contamination is primarily at large scales, we can create an hybrid power spectrum using the power spectrum of the CIB anisotropies at large scales and that of the original map at small ones. The transition between the two power spectra is $k = 0.05$ arcmin $^{-1}$. Note that the power spectrum of the CIB anisotropies at large scales must be divided by the power spectrum of a PSF with a FWHM = $\sqrt{(FWHM_{GBT}^2 - FWHM_{IRIS}^2)}$ to take into account the convolution by a larger beam. The noise map is computed following Sect. 3 and the PSF is that of Sect. 2. We subtract the noise power spectrum from the raw one and we divide it by the power spectrum of the PSF. We show that power spectrum as well as the cirrus-free one on Fig. 11. We clearly see the amount of power due to the cirrus that has been removed.

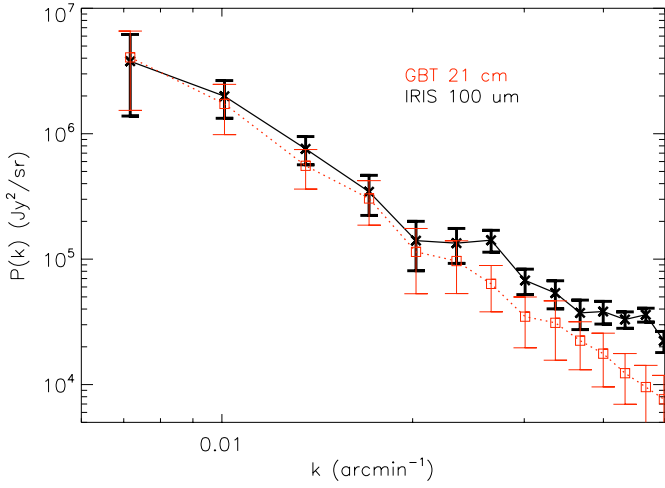


Fig. 10. The black continuous line with the crosses and bold error bars show the power spectrum of IRIS 100 μm and the red dotted line with squares with thin error bars represents the power spectrum of the emission of the cirrus at 100 μm calculated from the HI map. The discrepancy observed for $k > 0.02 \text{ arcmin}^{-1}$ is due to the clustering of SB galaxies (see Sect. 6.2).

We derive a Poisson noise of $8690 \pm 190 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ which is in disagreement with Miville-Deschênes et al. (2002) who found $\sim 5.8 \times 10^3 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. Although we remove the bright point sources in the same way. The main difference between both studies is the removal of the cirrus contribution. They fitted the large scale part of the 100 μm power spectrum and removed the fit at all scales. When we carry out the same analysis, we find a poisson noise $\sim 5 \times 10^3 \text{ Jy}^2/\text{sr}$, in agreement with them. We conclude that they overestimated the cirrus contribution by removing a power law at all scales.

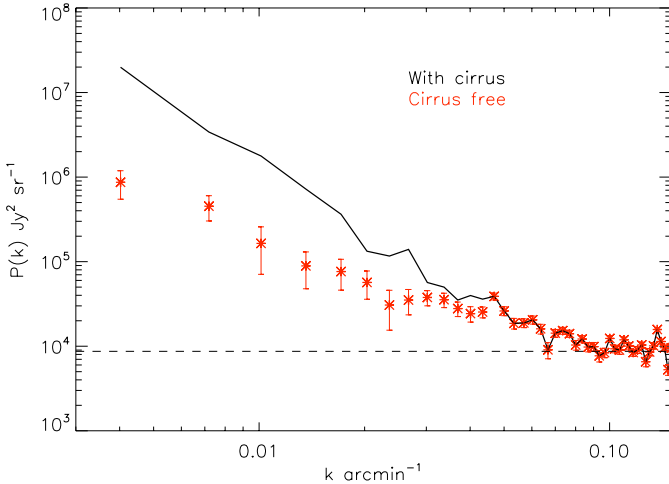


Fig. 11. Red crosses show the CIB anisotropies power spectrum computed at 100 μm . The contribution of the cirrus has been removed following Sect. 5.2. The power spectrum of the noise has been subtracted and the resulting power spectrum has been divided by the power spectrum of the PSF. The black line is the power spectrum of the map that contains the cirrus contamination. The dashed line shows the level of the Poisson noise which is $\sim 8 \times 10^3 \text{ Jy}^2/\text{sr}$.

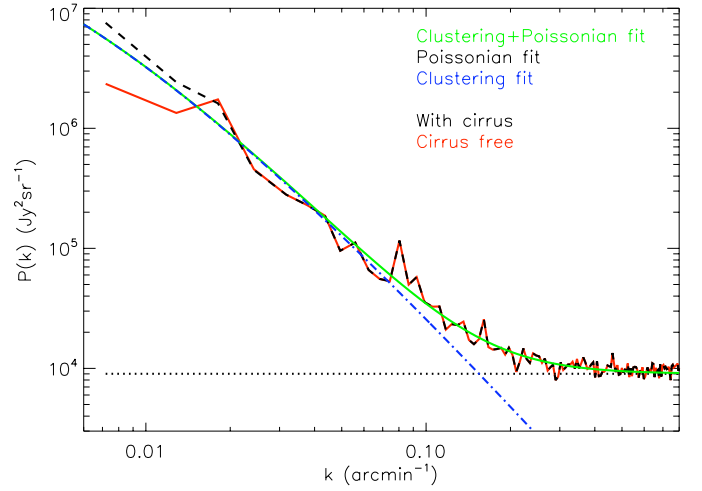


Fig. 12. MIPS power spectrum at 160 μm . The dashed black line shows the power spectrum of the raw map (noise subtracted and divided by the PSF power spectrum). The red line represents the power spectrum of the map to which the cirrus emission has been subtracted. The blue dash-dotted line shows our fit of the power spectrum of the clustering and the black horizontal dotted line is the fit of the Poisson noise level. The green line shows the sum of the clustering and Poisson components. Error bars are not shown for display purpose.

5.3. Contribution of the galactic component to the power spectrum at 160 μm

Using the same method as in Sect. 5.2 we remove the cirrus emission from the N1/MIPS map at 160 μm . We compute the hybrid power spectrum with a cut at $k = 0.05 \text{ arcmin}^{-1}$. Fig. 12 shows the total power spectrum (black) and the cirrus-free one (red). We clearly see the difference only at the largest scales available with this map. We also plot our fit of the clustering power spectrum from Lagache et al. (2007) in blue, and the shot noise level in black. The green line shows the sum of the two components fits. We also compare our resulting power spectrum to that of Lagache et al. (2007) in Fig. 13. These power spectra are in very good agreement for $k > 0.03 \text{ arcmin}^{-1}$, where they are dominated by the CIB anisotropies (both clustering and Poisson noise). At scales $< 0.01 \text{ arcmin}^{-1}$ there is more power in the Lagache et al. (2007) power spectrum because it contains the cirrus contribution (the blue dashed line is their estimate of the power spectrum of the cirrus). We see that using HI data, we are able to extend the measurement of the correlated fluctuations to large scales. This shows that making use of HI data at 21 cm is an efficient method to remove the contamination of the Galactic component.

6. Measurement of the CIB mean levels at 100 and 160 μm

6.1. CIB mean estimate with Total Power Modes at 160 μm

We can also use our HI data and emissivity measurements to compute the absolute level of the CIB at 160 μm . We used two Total Power Mode (TPMs) of *Spitzer* archival observations (26961920 & 26962432) of the N1 field that were designed to cross-check the calibration of the diffuse emission at 160 μm . Even with a cryogenic telescope like *Spitzer*, there is a small component of thermal emission at longer wavelengths that contaminates the standard photometric observations. The

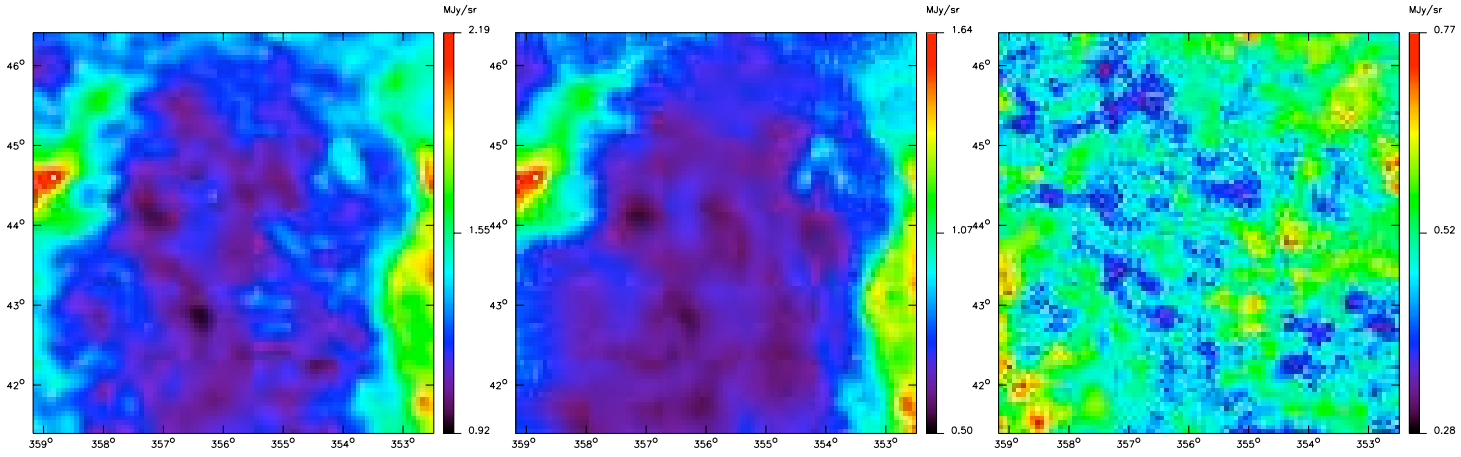


Fig. 9. The left panel shows the IRIS 100 μm map projected on the GBT map and convolved with the GBT beam. The emission of the cirrus (local+IVC+HVC) at 100 μm (the emissivity $\times N_{HI}$) is shown on the middle panel and the right one represents the IRIS 100 μm map from which we have subtracted the cirrus emission.

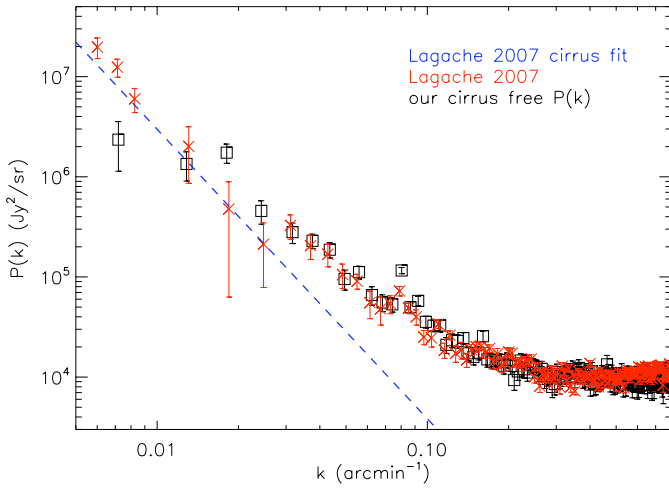


Fig. 13. Black squares are the resulting power spectrum of the CIB anisotropies computed by removing the cirrus contamination using HI data in the N1 field. Red crosses represent the Lagache et al. (2007) power spectrum computed in the Lockman-Hole field. It includes both CIB and cirrus anisotropies and the blue dashed line shows their estimate of the cirrus power spectrum.

TPM mode by-passes the effects of this spurious radiation by comparing the emission of the target (sky) with that of an internal dark to provide an absolute measurement (see MIPS Handbook § 3.1.12). This mode was designed precisely to observe relatively faint extended emission regions.

There is an HVC on TPM 1 and only the local component on TPM 2 as shown on Fig. 14. We first compare the MIPS scan map values to the TPMs. First, by subtracting the map values from those of the TPMs (See Table 4) we determine the offset of the scan map on each TPM position. They are in good agreement in the two regions with an average offset of -2.05 ± 0.24 MJy/sr. Such an offset has no consequences on the power spectrum estimation as well as on the CIB level determination that follows.

Making use of the TPM values and of the emissivities previously computed, we determine the absolute level of the CIB at

160 μm . The components of the TPM are (the zodiacal light has already been subtracted from TPM, see below) :

$$TPM - \text{Zodiacal} = \text{Cirrus} + \text{CIB} \quad (16)$$

where the cirrus brightness is:

$$\text{Cirrus} = \alpha^{\text{local}} \times N_{HI}^{\text{local}} + \alpha^{\text{IVC}} \times N_{HI}^{\text{IVC}} + \alpha^{\text{HVC}} \times N_{HI}^{\text{HVC}} \quad (17)$$

α are those computed on the whole N1/MIPS field and are listed in Table 3. We use emissivities calculated over the entire field rather than over the TPM regions alone since they are far too small to obtain an accurate measurement.

The zodiacal light has already been subtracted, with a value of $B_{\text{zodi}} = 0.83 \pm 0.12$ MJy/sr. It was estimated using the Spitzer background model (Reach 2000; Reach et al. (1995); Kelsall et al. (1998)). With our emissivities we can compute the cirrus brightness on both TPMs (following Eq. 17) and thus compute the CIB level (following Eq. 16). Our results are listed in Table 4. The last column gives CIB levels. They are in excellent agreement even though they have been computed in two regions with completely different cirrus contaminations. We get an average value of $B_{160} = 0.77 \pm 0.04 \pm 0.12$ MJy/sr for the CIB level at 160 μm , the first error is statistical and the second one is systematic. We do not include the calibration uncertainties (that are of the order of 12%, (Stansberry et al. 2007)) in our quoted errors. Therefore our errors are dominated by those of the zodiacal light model.

We can compare the value of the CIB level determined with the TPMs to the mean of the residual map we obtained in Sect. 4.2 as the only astrophysical component that should be present in those maps is the CIB. We have first to correct the map for the offset. We use 2.05 MJy/sr and find $B_{\text{residual}} = 0.76$ MJy/sr. This value is in very good agreement with that obtained using the TPMs. They are very close to the predicted CIB level of $B_{160} = 0.63 \pm 0.02$ MJy/sr (Béthermin et al. 2011) and to the last determination using very deep number counts: Béthermin et al. (2010) found $B_{160} = 0.78^{+0.39}_{-0.15}$. We can compare our determinations with Juvela et al. (2009) who derived the CIB using ISOPHOT data. They computed linear fits between FIR and HI data, not considering several velocity components in HI data, and on much smaller fields than N1 (roughly 25 times smaller). They found $B_{160} = 1.08 \pm 0.32 \pm 0.30$ MJy/sr in the range 150 –

Name	Coordinates	map	TPM value	offset	$N_{hi,local} \times \alpha_{local}$	$N_{hi,HVC} \times \alpha_{HVC}$	CIB level
1	RA=245.20 Dec=54.98	4.78±0.12	2.59±0.12	2.20±0.24	1.40±0.03	0.43±0.01	0.75±0.04±0.12
2	RA=243.28 Dec=55.13	4.14±0.12	2.23±0.12	1.91±0.24	1.43±0.03	0.01±0.01	0.78±0.04±0.12

Table 4. TPM observations. The second column gives the coordinates of the TPMs, the third gives the brightness of the map and the fourth the brightness of the TPMs. The offsets between the scan map and the TPMs are given in column 5. Infrared emission of the local and of the HVC are in columns 6 and 7. The last column gives CIB levels at 160 μm . The first error is statistical and the second one is systematic. All values are in MJy/sr.

180 μm where the first error is statistical and the second systematic. Although compatible within the error bars, our determination points to a lower value of the CIB. It is also in agreement with the measured value of Béthermin et al. (2010). We also confirm the value derived by Matsuura et al. (2010) in AKARI data. They found $B_{160} = 0.73 \pm 0.21 \pm 0.04$ where the first error includes the statistical and calibration errors and the second one is due to the uncertainty on the model of the zodiacal light. Our CIB determination benefits from having *Spitzer* and GBT data which cover a large field, allowing for a better measurement of the cirrus contamination and thus of the CIB.

We can now combine our CIB measurement at 160 μm with our emissivity and CIB anisotropy measurements to compute the CIB at 100 μm .

6.2. CIB mean estimate at 100 μm

We can combine both cirrus-free power spectra measurements at 100 and 160 μm with the CIB mean at 160 μm to derive the CIB level at 100 μm , following:

$$\frac{\sigma_{100\mu\text{m}}^{CIB}}{B_{100\mu\text{m}}^{CIB}} = \frac{\sigma_{160\mu\text{m}}^{CIB}}{B_{160\mu\text{m}}^{CIB}} \quad (18)$$

where σ is the CIB anisotropies level that can be computed by integrating the CIB power spectra. Knowing $\sigma_{100\mu\text{m}}^{CIB}$, $\sigma_{160\mu\text{m}}^{CIB}$ and $B_{160\mu\text{m}}^{CIB}$, we can compute $B_{100\mu\text{m}}^{CIB}$ following Eq. 18. We checked using the model of Penin et al. (in prep) that Eq. 18 is valid.

To do so we compute both power spectra on maps with the sources and carry out the same analysis as previously (removing noise and cirrus and division by the power spectrum of the PSF). This enable us to keep the scales where the Poisson noise dominate. Otherwise, we could not as not the same number of sources have been subtracted on both maps. We compute the 100/160 color of the clustering power spectra using scales between 0.01 and 0.15 arcmin^{-1} . We obtain $\sigma_{100\mu\text{m}}^{CIB}/\sigma_{160\mu\text{m}}^{CIB} = 0.26 \pm 0.05$. Multiplying the CIB at 160 μm derived in §6.1 by $\sigma_{100\mu\text{m}}^{CIB}/\sigma_{160\mu\text{m}}^{CIB}$ leads to a CIB at 100 μm of $B_{100}^{CIB} = 0.20 \pm 0.06 \pm 0.07$ MJy/sr where the first error is statistical and the second one is systematic. We can compare this value to the most recent revision of the Lagache et al. (2000b) DIRBE measurements, provided in Dole et al. (2006): 0.48 ± 0.21 MJy/sr. Our determination points towards a lower CIB value, that is in excellent agreement with the CIB estimate of Berta et al. (2010). Through stacking of the Herschel/PACS maps at 100 μm at the positions of all 24 μm galaxies ($S(24) \geq 20\text{mJy}$) they measured 0.25 ± 0.02 MJy/sr. This means that, through the 24 μm sources, the whole population of the 100 μm CIB has been identified. To date, the contribution to the CIB of individual sources detected above 3σ at 100 μm in the deep GOODS-N field is 0.15 ± 0.02 MJy/sr, thus roughly 60% (Berta et al. 2010). We do not compare to the value found at 90 μm by Matsuura et al. (2010) as they removed sources down to 20 mJy, much deeper than us.

7. Conclusion

We present a new method to remove Galactic cirrus contamination from the power spectrum of the CIB anisotropies by using an independent tracer of this cirrus, the HI 21 cm data. We compute the far-IR emission of each velocity component of the cirrus and remove it spatially from the maps. The residual map is thus a map of CIB anisotropies. We apply this method to MIPS data at 160 μm in the N1 field and we recover the results of Lagache et al. (2007) at intermediate scales where starburst galaxies clustering intervenes. They derived a linear bias $b \sim 2.4$ with MIPS data at 160 μm which probes mainly galaxies around $z \sim 1$. We also apply this method at 100 μm and detect for the first time the correlated anisotropies at this wavelength. The analysis of these CIB anisotropy power spectra was not the goal of this paper and we refer the reader to Penin et al. (in prep) who will present a clustering model of starburst galaxies, including galaxies evolution linked to a dark matter distribution.

We show that the cirrus removal using HI data is the most efficient method to remove the cirrus contamination accurately. It has also been used successfully on Planck data (Planck Collaboration et al. 2011b) and will be used on Herschel.

We use absolute measurements of the brightness on small regions of the sky (Total Power Modes) to derive the CIB level in two small regions of the sky, each with different cirrus contributions. Making use of our emissivities we were able to compute the cirrus brightness in two regions which have different HI contributions and derive the CIB level at 160 μm . We found $B_{160} = 0.77 \pm 0.04 \pm 0.12$ MJy/sr (the first error is statistical and the second one is systematic). In addition, using our measured CIB correlated anisotropies at 100 μm we compute the CIB anisotropy color, $B_{100}/B_{160} = 0.26 \pm 0.05$. This color measurement is free of cirrus and zodiacal light uncertainties. The former has been removed from both power spectra and the latter is a constant that has no influence on power spectra. Using this color and the CIB at 160 μm , we derive the CIB at 100 μm $B_{100} = 0.20 \pm 0.06 \pm 0.07$ MJy/sr where the first error is statistical and the second one is systematic. These are the most accurate CIB measurements at these wavelengths today along with that of Matsuura et al. (2010) at 160 μm .

Stacking the $S(24) \geq 20\text{mJy}$ sources from Herschel/PACS maps (Berta et al. 2010) explains 100% and 67% of the CIB at 100 and 160 μm .

Appendix A: Total Power Modes

The 160 μm Total Power Mode (TPM) relies on the standard 160 μm photometric calibration, that itself is tied together to the 24 μm and 70 μm MIPS calibration to be internally consistent (Stansberry et al. 2007).

A TPM observation for the Ge:Ga arrays (70 and 160 μm) differs with respect to a standard photometric observation in two ways. First, the use of the Cryogenic Scan Mirror Mechanism (CSMM) changes the field of view between the sky (the observation) and an internal dark (the reference point for the absolute measurement). It is the difference between these two measurements that provides the "absolute" value. Second, there are two wait periods between frames. Because the Ge:Ga arrays used internal stim flashes to track down the internal calibration during an observation, the signal of these stims can leave a small signature/artifact on the arrays (a 'latency'). In TPM, to mitigate this effect there is a long period of time, relatively speaking, before and after every observed frame in order to allow for a careful treatment of the frames. TPM was designed to measure extended and/or diffuse emission and not necessarily point sources, and therefore this latency needs to be reduced to a few percent of the true signal. Experiments have shown that for signals of a few MJy/sr, like the ones in this study, the latencies are reduced to less of a 7% of the original signal.

The use of an internal dark in TPM observations is to remove any possible contamination at those wavelengths by spurious emission, for instance, from the telescope itself. Calibration experiments have shown that the level of spurious emission at 160 μm is 1.0 ± 0.2 MJy/sr. The Elais N1 TPM observations were followed by standard 160 μm photometric observations which allowed a very strong consistency check of the measurements, since in principle the difference between the TPM and Photometric observations would be of the order of 1 MJy/sr, as it was the case.

The two Elais N1 TPM observations at 160 μm took 2386sec with 88 secs on source each, while the two Photometric observations using the 160 μm enhanced mode took 671 secs with 54 sec on source each. These numbers show the efficiency of the two modes; for every observing second at TPM, ~ 27 secs are used for calibration and latency decay.

The data reduction of the 160 μm TPM data follows the fundamental steps described by Gordon et al. (2005), with only one difference with respect to the standard photometric observations a calibrated 'off' observation (with the CSMM mirror pointing to the internal dark position) is subtracted from the 'on-source' observation. For each 'on-source' frame a corresponding 'off-source' frame is subtracted. The final product for a single TPM observation at 160 μm is a small mosaic of $5' \times 5'$, and for our measurements we calculate the mean over this image.

References

Amblard A., Cooray A., Serra P., et al., Jan. 2011, ArXiv e-prints
 Berta S., Magnelli B., Lutz D., et al., Jul. 2010, A&A, 518, L30+
 Béthermin M., Dole H., Beelen A., Aussel H., Mar. 2010, A&A, 512, A78+
 Béthermin M., Dole H., Lagache G., Le Borgne D., Penin A., May 2011, A&A, 529, A4+
 Blagrove K., Lockman F.J., Martin P.G., Sep. 2010, ArXiv e-prints
 Boothroyd A., Lockman F.J., Blagrove K., Martin P.G., 2011, in prep
 Bot C., Helou G., Boulanger F., et al., Apr. 2009, ApJ, 695, 469
 Boulanger F., Perault M., Jul. 1988, ApJ, 330, 964
 Boulanger F., Abergel A., Bernard J., et al., Aug. 1996, A&A, 312, 256
 Caputi K.I., Dole H., Lagache G., et al., Jul. 2006, A&A, 454, 143
 Cooray A., Amblard A., Wang L., et al., Jul. 2010, A&A, 518, L22+
 Dole H., Le Floc'h E., Pérez-González P.G., et al., Sep. 2004, ApJS, 154, 87
 Dole H., Lagache G., Puget J.L., et al., May 2006, A&A, 451, 417
 Dunkley J., Atacama Cosmology Telescope Team, Jan. 2010, In: Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 42 of Bulletin of the American Astronomical Society, 599–+

Fernandez-Conde N., Lagache G., Puget J.L., Dole H., Apr. 2008, A&A, 481, 885
 Fixsen D.J., Dwek E., Mather J.C., Bennett C.L., Shafer R.A., Nov. 1998, ApJ, 508, 123
 Flagey N., Noriega-Crespo A., Boulanger F., et al., Aug. 2009, ApJ, 701, 1450
 Fowler J.W., Atacama Cosmology Telescope Team, Jan. 2010, In: Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 41 of Bulletin of the American Astronomical Society, 599–+
 Frayer D.T., Fadda D., Yan L., et al., Jan. 2006a, AJ, 131, 250
 Frayer D.T., Huynh M.T., Chary R., et al., Aug. 2006b, ApJ, 647, L9
 Frayer D.T., Sanders D.B., Surace J.A., et al., Nov. 2009, AJ, 138, 1261
 Gillmon K., Shull J.M., Tumlinson J., Danforth C., Jan. 2006, ApJ, 636, 891
 Gordon K.D., Rieke G.H., Engelbracht C.W., et al., May 2005, PASP, 117, 503
 Grossan B., Smoot G.F., Nov. 2007, A&A, 474, 731
 Hall N.R., Keisler R., Knox L., et al., Aug. 2010, ApJ, 718, 632
 Juvela M., Mattila K., Lemke D., et al., Jun. 2009, A&A, 500, 763
 Kelsall T., Weiland J.L., Franz B.A., et al., Nov. 1998, ApJ, 508, 44
 Krist J.E., Ardila D.R., Golimowski D.A., et al., Feb. 2005, AJ, 129, 1008
 Lagache G., Puget J.L., Mar. 2000, A&A, 355, 17
 Lagache G., Haffner L.M., Reynolds R.J., Tufté S.L., Feb. 2000a, A&A, 354, 247
 Lagache G., Puget J., Abergel A., et al., 2000b, In: D. Lemke, M. Stickel, & K. Wilke (ed.) ISO Survey of a Dusty Universe, vol. 548 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 81–+
 Lagache G., Dole H., Puget J.L., Jan. 2003, MNRAS, 338, 555
 Lagache G., Puget J., Dole H., Sep. 2005, ARA&A, 43, 727
 Lagache G., Bavouzet N., Fernandez-Conde N., et al., Aug. 2007, ApJ, 665, L89
 Liszt H., Jul. 2002, A&A, 389, 393
 Lockman F.J., Condon J.J., Apr. 2005, AJ, 129, 1968
 Lockman F.J., Jahoda K., McCammon D., Mar. 1986, ApJ, 302, 432
 Lonsdale C.J., Lonsdale C.J., Smith H.E., Diamond P.J., Aug. 2003, ApJ, 592, 804
 Magliocchetti M., Cirasuolo M., McLure R.J., et al., Jan. 2008, MNRAS, 383, 1131
 Makovoz D., Marleau F.R., Oct. 2005, PASP, 117, 1113
 Marleau F.R., Fadda D., Storrie-Lombardi L.J., et al., Sep. 2004, ApJS, 154, 66
 Matsuura S., Shirahata M., Kawada M., et al., Feb. 2010, ArXiv e-prints
 Miville-Deschênes M.A., Lagache G., Puget J.L., Apr. 2005, ApJS, 157, 302
 Miville-Deschênes M.A., Lagache G., Puget J.L., Oct. 2002, A&A, 393, 749
 Miville-Deschênes M.A., Boulanger F., Reach W.T., Noriega-Crespo A., Sep. 2005, ApJ, 631, L57
 Miville-Deschênes M.A., Lagache G., Boulanger F., Puget J.L., Jul. 2007, A&A, 469, 595
 Mizuno D.R., Carey S.J., Noriega-Crespo A., et al., Sep. 2008, PASP, 120, 1028
 Oliver S.J., Wang L., Smith A.J., et al., Jul. 2010, A&A, 518, L21+
 Papovich C., Dole H., Egami E., et al., Sep. 2004, ApJS, 154, 70
 Penin A., Dore O., Lagache G., Béthermin M., in prep
 Planck Collaboration, Abergel A., Ade P.A.R., et al., Jan. 2011a, ArXiv e-prints
 Planck Collaboration, Ade P.A.R., Aghanim N., et al., Jan. 2011b, ArXiv e-prints
 Puget J., Abergel A., Bernard J., et al., Apr. 1996, A&A, 308, L5+
 Reach W.T., Franz B.A., Weiland J.L., et al., Apr. 1995, Nature, 374, 521
 Renault C., Barrau A., Lagache G., Puget J., May 2001, A&A, 371, 771
 Roy A., Ade P.A.R., Bock J.J., et al., Jan. 2010, ApJ, 708, 1611
 Stansberry J.A., Gordon K.D., Bhattacharya B., et al., Sep. 2007, PASP, 119, 1038
 Viero M.P., Ade P.A.R., Bock J.J., et al., Dec. 2009, ApJ, 707, 1766

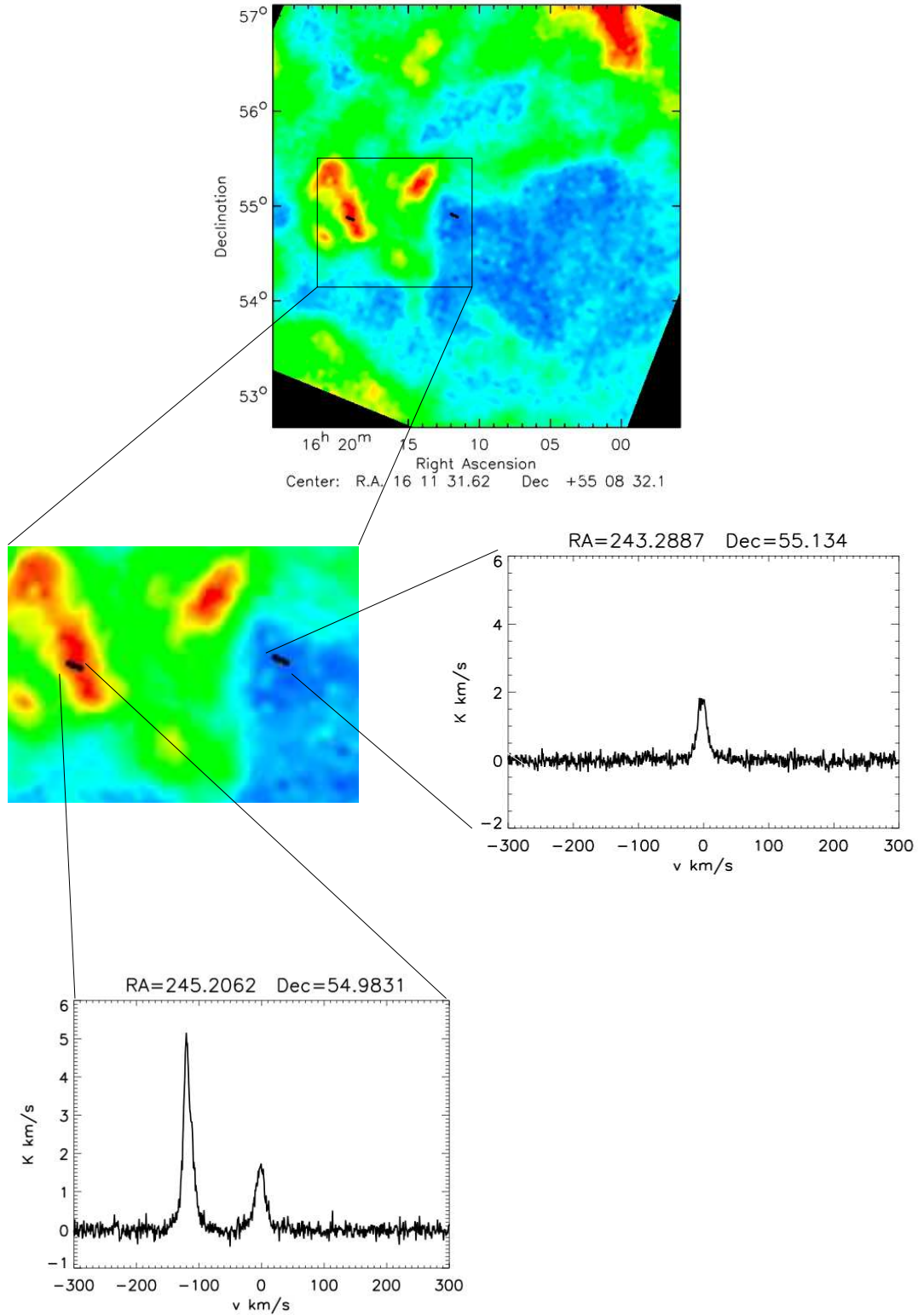


Fig. 14. Positions of the total power mode observations on the GBT map with their HI velocity profiles.

Annexe D

2ème article

Cet article a été soumis A&A.

Modeling the evolution of infrared galaxies : clustering of galaxies in the Cosmic Infrared Background

Aurélie Pénin^{1,2}, Olivier Doré^{3,4}, Guilaine Lagache^{1,2}, and Matthieu Béthermin^{1,2}

¹ Univ. Paris Sud, Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR8617, F-91405 Orsay

² CNRS F-91405 Orsay

³ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109

⁴ California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125

Preprint online version: June 15, 2011

ABSTRACT

Context. Starburst galaxies are a highly biased tracer of the underlying dark matter density field. Their clustering can be studied through the cosmic infrared background anisotropies. These anisotropies have been measured from 100 μm to 2 mm in the last few years.

Aims. In this paper, we present a fully parametric model allowing a joint analysis of these recent observations.

Methods. In order to develop a coherent model at various wavelengths, we rely on two building blocks. The first one is a parametric model that describes the redshift evolution of the luminosity function of starburst galaxies. It was introduced in Béthermin et al. (2011) and compares favorably to measured differential number counts and luminosity functions. The second one is a halo model based description of the clustering of galaxies. Starting from a fiducial model, we investigate parameter degeneracies using a Fisher analysis. We then discuss how halo of different mass and redshift, how LIRGs and ULIRGs, contribute to the CIB angular power spectra.

Results. From the Fisher analysis, we conclude that we cannot constrain the parameters of the model of evolution of galaxies using clustering data only. However, the measurement of the anisotropies allows us to set interesting constraints on the halo model parameters, even if some strong degeneracies remain. Using our fiducial model, we establish that the 1-halo and 2-halo terms are not sensitive to the same mass regime. We also illustrate how the 1-halo term can be misinterpreted with the Poisson noise term.

Conclusions. We present a new model of the clustering of infrared galaxies. Our framework allows a coherent and joint analysis of various probes of infrared galaxies : number counts and clustering measurements. However such a model has a few limitations as the parameters of the halo occupation distribution are hardly constrained and suffer from strong degeneracies.

Key words. Infrared : galaxies - Cosmology : large scale structure of the Universe - galaxies :high redshift

1. Introduction

Starburst (SB) galaxies are mainly characterized by a very high star formation rate, tens or even hundreds times larger than that of the Milky Way, $\sim 10\text{-}100 M_{\odot}/\text{year}$ (Kennicutt 1998). The large number of young stars are embedded in dust that absorbs UV starlight and reemits it in the infrared (IR), from 5 μm to 1 mm. As a result SB galaxies emit most of their energy ($\sim 95\%$) in the IR. In the far IR and sub-millimeter, observations are limited by confusion, small spatial scales are lost because of the poor angular resolution of the instruments. Thus we observe the Cosmic Infrared Background (CIB) (Puget et al. 1996; Fixsen et al. 1998) which is the contribution of SB galaxies integrated over the age of the Universe, and its anisotropies. In the near and mid IR a large fraction of the CIB is resolved into sources whereas in the far IR only a few percents is. These fractions can be improved thanks to the use of statistical methods. For instance, at long wavelength, Oliver et al. (2010) directly resolved 15%, 10% and 6% of the CIB at 250, 350 and 500 μm in Herschel/SPIRE data whereas Papovich et al. (2004) resolved 70% of the CIB at 24 μm . Berta et al. (2010) resolved 45% and 52% of the CIB at 100 and 160 μm respectively by integrating number counts in Herschel/PACS data. Stacking 24 μm sources they increased these fractions to 50% and 75% respectively. As a result, sources detected at 24 μm are the main sources of the CIB around its

peak which is around 200 μm . The CIB is dominated by objects that get more and more massive as the redshift increases from luminous IR galaxies (LIRGs) with $10^{11} L_{\odot} < L_{IR} < 10^{12} L_{\odot}$ at $0.8 < z < 1.2$ with intermediate mass, to extreme LIRGs with $10^{12} L_{\odot} < L_{IR} < 10^{14} L_{\odot}$ that dominate at $z > 2$ and with masses $> 10^{11} M_{\odot}$ (Caputi et al. 2006a).

Magliocchetti et al. (2007) and Farrah et al. (2006) derived the two-point correlation function of Ultra LIRGs at $z \simeq 1.6\text{-}2.7$ and $1.5 < z < 3$ respectively. They brought to light the very strong clustering of SB galaxies and their embedment in very massive halos of $\simeq 10^{13} M_{\odot}$. Cooray et al. (2010) computed the angular correlation function with Herschel/SPIRE data. They found that 250 μm sources are in DM halos with masses around $10^{12} M_{\odot}$ that lie at $z \sim 2.1$ whereas bright 500 μm sources are in more massive halos $\simeq 10^{13} M_{\odot}$ at $z \sim 2.6$. However the two-point correlation function is not easily computed because of confusion. As said before, confusion can be circumvented through the use of statistical methods. Indeed, clustering can be measured in the correlated CIB anisotropies (CIBA). It has first been detected as an excess of signal at intermediate scales by Lagache et al. (2007) and Grossan & Smoot (2007) at 160 μm in the Spitzer Multi-band Imaging Photometer (MIPS) data. These measurements have been followed by the detection in the Balloon-borne Large Aperture Sub-millimeter Telescope (BLAST) data at 250, 350 and 500 μm and by that of the South Pole Telescope team

(Hall et al. 2010) at 1.3 and 2 mm. More recently Pénin et al. (2011) measured the clustering signal by removing accurately the cirrus contamination at 100 and 160 μm . The power spectrum of the CIBA has also been computed using Herschel/SPIRE at 250, 350 and 500 μm (Amblard et al. 2011), taking advantage of its angular resolution and using Planck/HFI at 350, 550, 850 μm and 1.3 mm (Planck Collaboration et al. 2011) going to small multipoles. Therefore, the clustering of SB galaxies in the CIBA has been detected over a large range of wavelengths and angular scales. All these results have been analyzed in several ways, hardly comparable. As a first analysis, Lagache et al. (2007) derived the linear bias, the proportionality coefficient between the fluctuations of the dark matter (DM) density field and emissivities of galaxies. They found $b = 2.4 \pm 0.2$ and Viero et al. (2009) found $b = 3 \pm 0.3$ which implies that SB galaxies are a highly biased tracer of DM. The difference between these two biases may be explained by a selection effect: at longer wavelength, higher redshift SB galaxies are probed (Lagache et al. 2005; Fernandez-Conde et al. 2008) and thus are found to be more biased. New measurements needed more complex models. Viero et al. (2009), Amblard et al. (2011) and Planck Collaboration et al. (2011) introduced a halo occupation distribution for the study of CIBA. It describes the DM distribution and especially how galaxies are distributed in one DM halo. It appears that each wavelength must be fitted separately which indicates an evolution of the clustering with the redshift (Planck Collaboration et al. 2011). However, models used are slightly different and can hardly be compared but most of them determined the mass of the halos where SB galaxies lie and thus where star formation occurs. Viero et al. (2009) found that it occurs in relatively small halos of $\sim 10^{11} M_{\odot}$ at $z \sim 1$, result which has been confirmed by Amblard et al. (2011).

In order to analyze all these new measurements in a consistent way, we present a new model of the clustering in CIBA. We use the halo model formalism (Cooray & Sheth (2002)) which has been often used in the last few years to predict and to interpret galaxy clustering. We link it to a recent model of SB galaxies evolution that reproduces well number counts and luminosity functions (Béthermin et al. 2011).

The paper is organized as follows. We describe the model and its parameters in Sect. 2. We set a fiducial model inspired from Planck Collaboration et al. (2011) and compute angular power spectra for several instruments with which we carry out a Fisher analysis in Sect. 4. Sect. 5 is dedicated to interpreting measurements such as the redshift and halo-masses contribution to the power spectrum, the linear bias, the influence of the mean emissivities and the contribution of LIRGs and ULIRGs to power spectra. We finally conclude in Sect. 6. Throughout this study we use the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 7 year Cosmology.

2. Why a new model?

As said previously several models of clustering in the Cosmic Infrared Background already exist so why constructing a new one? There have been several measurements of the clustering and different models have been applied to analyze each measurement. Moreover their approaches are different which make comparison of the results difficult if not impossible. Thus one single model that ties together all available measurements is appealing, especially to analyze them simultaneously and search for an evolution of the clustering. Such a model requires three ingredients: a DM distribution, a relation between galaxies and DM halos and an evolution of SB galaxies.

Lagache et al. (2007), Amblard & Cooray (2007) and Viero et al. (2009) used the model of galaxy evolution of Lagache et al. (2003). This model was the most up to date model at that time. It fitted well differential number counts and luminosity functions measurements from 24 to 850 μm (IRAS, Spitzer/SCUBA). However it does not reproduce very well new measurements, especially differential number counts from Herschel. This is a phenomenological model in which the evolution of the luminosity function was tuned by hand and it over-predicts the luminosity density at high- z . Moreover, it does not reproduce very well the observed redshift distribution of the CIB (Jauzac et al. 2011). It predicts a peak at $z \sim 1$ that is not observed therefore their redshift evolution is wrong. The angular power spectra of CIBA strongly depend on the redshift distribution of the sources through the emissivities (see Sect. 3.2). Therefore, a ‘valid’ distribution in redshift is important and a more robust model in agreement with most recent measurements is needed.

Hall et al. (2010) used the Lagache et al. (2003) model in order to check a simple model with a ‘single SED’ which has only a few parameters that can be changed easily and thus adapted to each of their wavelengths. They fixed the shape of the power spectrum and only changed its amplitude depending on the wavelength. Amblard & Cooray (2007) used the same model of infrared galaxies evolution : they used the luminosity function as a function of redshift at 350 μm coming from Lagache et al. (2003) that they matched to conditional luminosity functions (CLFs). Other wavelengths are extrapolated from the 350 μm . Finally Amblard et al. 2011 avoid using any model of galaxies evolution by letting free the redshift distribution of the cumulative flux coming from the background faint galaxies in several redshift bins.

Concerning the distribution of DM, Viero et al. (2009) and Amblard et al. (2011) used the formalism of the halo model and the same halo occupation number whereas Lagache et al. (2007) and Hall et al. (2010) considered a linear power spectrum for dark matter which was thought to be a good approximation for the scales they were probing. Amblard & Cooray (2007) also used the halo model formalism through CLFs. By integrating CLFs on the luminosity, the halo mass function is recovered. However this approach depends on too many parameters that cannot be constrained simultaneously.

In order to construct a new model, we link an up to date model of galaxies evolution to a recent version of the halo model. We use the model of evolution of galaxies of Béthermin et al. (2011). It reproduces well Herschel measurements as well as older ones (from 15 μm to 1.1 mm). It also very well reproduces the redshift distribution of the CIB of Jauzac et al. (2011). We use an updated version of the halo model of Viero et al. (2009) and use the HOD introduced by Tinker & Wetzel (2010). This HOD reproduces well the angular correlation function of optical galaxies, red (star-forming) and blue (quiescent) galaxies at $0.4 < z < 2$. Therefore we make a strong assumption here, assuming that this description would work on starburst galaxies (Planck Collaboration et al. 2011). We study power spectra coming from our model for several wavelengths/instruments: 100 μm IRAS, 160 μm Spitzer/MIPS, 250, 350, 500 μm Herschel/SPIRE and 850 μm , 1.3 and 2mm Planck/HFI.

3. The model

3.1. The parametric model of Starburst galaxies evolution

To reproduce the angular power spectrum of the CIBA we need a model for the redshift evolution of SB galaxies. We use the

model presented in Béthermin et al. (2011). It is a backward evolution model based on a parametrized luminosity function and on galaxies spectral energy distribution templates.

Béthermin et al. (2011) consider a luminosity function (LF) with a double exponential form (Saunders et al. 1990) :

$$\Phi(L_{IR}) = \frac{dN(L_{IR})}{dV d \log_{10}(L_{IR})} \quad (1)$$

$$= \Phi^*(z) \left(\frac{L_{IR}}{L^*(z)} \right)^{1-\alpha} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} \log_{10}^2 \left(1 + \left(\frac{L_{IR}}{L^*(z)} \right) \right) \right] \quad (2)$$

where $\Phi(L_{IR})$ is the number of galaxies with the infrared bolometric luminosity L_{IR} within the comoving volume dV and the bin $d \log_{10} L$. $\Phi(L^*) = \Phi^*$ is a normalization constant that fixes the density of sources. The low and high luminosity parts have different slopes, $1 - \alpha$ and $1 - \alpha - 1/\sigma^2 / \ln^2(10)$ respectively. L^* represents the luminosity at the break.

The luminosity function evolves with the redshift through L^* and ϕ^* :

$$L^*(z) = L^*(z=0)(1+z)^{r_L} \quad (3)$$

$$\phi^*(z) = \phi^*(z=0)(1+z)^{r_\phi} \quad (4)$$

Exponents r_L and r_ϕ are not identical for all z . Two breaks are imposed to reproduce the evolution of the LF. The first one z_{break} is a free parameter and is found to be around 1. The second one is fixed at $z = 2$ to avoid divergence at high z . Between these two breaks, the values of r_L and r_ϕ change as shown on table 1.

Béthermin et al. (2011) used the SED library of Lagache et al. (2004). It contains two galaxy populations: starbursts and late-type galaxies. The latter emit half or less of their energy in the IR whereas the former emit more than 95 % of their energy in the IR. The fraction of each population depends on luminosity. Indeed, late-type dominate at low luminosity whereas SB dominate at high luminosity. For a given bolometric luminosity, the fraction of SB is :

$$f_{SB} = \frac{\Phi_{SB}}{\Phi} \quad (5)$$

$$= \frac{1 + \tanh[\sigma_{pop}(L) \log_{10}(L_{IR}/L_{pop})]}{2} \quad (6)$$

L_{pop} is the luminosity where $\Phi_{SB} = \Phi_{late-type}$ and σ_{pop} characterizes the width of the transition between the two populations. Differential number counts are then derived for each population and then summed. At flux S :

$$\frac{dN}{dS}(S) = \int_z \int_L f_{pop} \frac{dN_{pop}}{d \log_{10} L_{IR} dV} \frac{d \log_{10} L_{IR}}{dS} \frac{dV}{dz} dz \quad (7)$$

where dN/dS is the number of sources per flux unit in a unit solid angle and $pop = late-type$ or $pop = SB$.

The model of Béthermin et al. (2011) is described by thirteen free parameters. Best fit parameters and confidence areas are computed using Monte-Carlo Markov Chains on available and trustworthy differential number counts and luminosity functions at certain wavelengths. Béthermin et al. (2011) fitted number counts of Spitzer/MIPS at 24, 70 and 160 μm (Béthermin et al. 2010), those of Herschel/SPIRE at 250, 350 and 500 μm (Oliver et al. 2010) and those of Aztec at 1.1 mm (Austermann et al. 2010; Scott et al. 2010). A couple of luminosity functions at different redshifts are also fitted, the 8 μm one at $z = 2$ from Caputi et al. (2007), others derived from Rodighiero et al 2009 (a local LF at 24 μm , a 15 μm one at $z = 0.6$ and a 12 μm LF at $z = 1$)

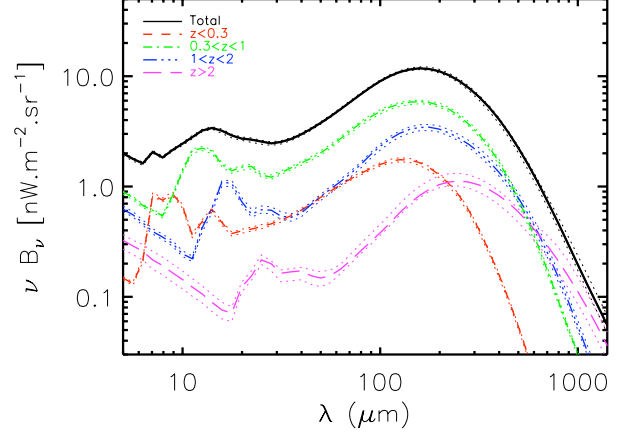


Fig. 1. CIB per redshift bins from the model of Béthermin et al. (2011). The high redshift contribution increases with the wavelength.

and that at 60 μm from Saunders et al. (1990). Moreover, absolute measurements of the CIB are also used as a model constraint (Lagache et al. 1999). We do not describe and discuss all the fits here (for a full discussion, see Béthermin et al. (2011)) Using the best fit, this model also provides the redshift distribution of the CIB as shown on Fig. 1. We see that higher-redshifts contribution increases with wavelength : the redshift slice $0.3 < z < 1$ dominates up to 400 μm whereas in the sub-millimeter $z > 2$ dominates. This model provides a very good agreement with the CIB redshift distribution (Jauzac et al. 2011).

We will study how these thirteen free parameters can be constrained with power spectra of the CIB.

3.2. The angular power spectrum

According to Haiman & Knox (2000), Knox et al. (2001) and using the Limber approximation, the angular power spectrum of the anisotropies of the CIB at wavelengths λ and λ' is :

$$C_\ell^{\lambda\lambda'} = \int dz \frac{dr}{dz} \frac{a^2(z)}{d_A^2} \bar{j}_\lambda(z) \bar{j}_{\lambda'}(z) P_{ss}(k = \frac{\ell}{d_A}, z) \quad (8)$$

where ℓ is the multipole, r is the conformal distance from the observer, $a(z)$ the scale factor, d_A the comoving angular diameter distance, and $\bar{j}_\lambda(z)$ the mean emissivity per comoving unit volume at wavelength λ as a function of z . When $\lambda = \lambda'$ we recover the auto power spectrum. $P_{ss}(k)$ is the galaxy over-density three dimensional power spectrum.

The emissivities are computed using the parametric luminosity functions following :

$$j_\nu(z) = \left(a \frac{d\chi}{dz} \right)^{-1} \int_L S(L_{IR}, z) \frac{dN}{dz d(\ln L_{IR})} d(\ln L_{IR}) \quad (9)$$

where $dN/dz d(\ln L)$ is the number of galaxies per redshift bin dz and per luminosity bin $d(\ln L)$ and S the flux. Each galaxy population (normal and SB) emissivity are computed and summed to get the overall emissivity. Fig. 2 shows emissivities as a function of redshift. The two discontinuities at $z \sim 0.9$ and $z = 2$ are due to the breaks imposed in the model of galaxies. It is clear that as the wavelength increases, the contribution from the high redshift part increases. Emissivities are color corrected according to their instrument and wavelengths to give C_ℓ in Jy^2/sr ($\nu L_\nu = \text{cst}$).

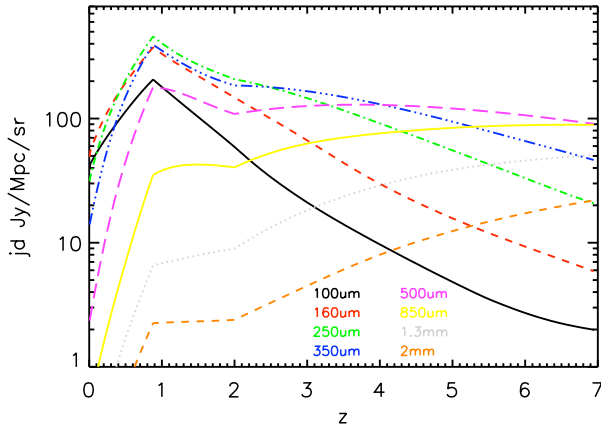


Fig. 2. Emissivities versus the redshift for different wavelengths. The contribution from high redshift increases with the wavelength.

In the context of the halo model, $P_{ss}(k)$ is the sum of the clustering in one single halo (1h) and in two different halos (2h):

$$P_{ss}(k) = P_{1h}(k) + P_{2h}(k) \quad (10)$$

where

$$P_{1h}(k) = \int_M dM \frac{dN}{dM} \frac{\langle N_{gal}(N_{gal} - 1) \rangle}{\bar{n}_{gal}^2} U(k, M)^p \quad (11)$$

$$P_{2h}(k) = P_{lin}(k) \left[\int_M dM \frac{dN}{dM} b(M) \frac{\langle N_{gal} \rangle}{\bar{n}_{gal}} U(k, M) \right]^2. \quad (12)$$

Here M is the halo mass, $P_{lin}(k)$ is the dark matter linear power spectrum (computed with the fit of Eisenstein & Hu (1998)), $U(k, M)$ the normalized Fourier transform of the halo density profile that is assumed to be that of Navarro et al. (1996) truncated at the virial radius. $b(M)$ is the halo bias, $\langle N_{gal} \rangle$ the probability of having N_{gal} galaxies in a halo of mass M and we consider $p = 2$. The mean number density of galaxies \bar{n}_{gal} is given by:

$$\bar{n}_{gal} = \int \frac{dN}{dM} \langle N_{gal} \rangle dM \quad (13)$$

where dN/dM is the halo mass function. We will use the universal form given by Tinker et al. (2008) as well as its redshift evolution. We use its associated halo bias (see Eq. A1 in Tinker et al. (2009)).

The halo occupation number introduces galaxies in the halos statistically. Recent data and simulations suggest a necessary distinction between the major galaxy that lies at the center of the halo and the satellite galaxies that populate the rest of the halo. Above a given mass threshold, most halos will host a central galaxy. Above a second higher mass threshold, they will also host satellite galaxies. N_{gal} can thus be written as :

$$\langle N_{gal} \rangle = \langle N_{cen} \rangle + \langle N_{sat} \rangle. \quad (14)$$

According to the prescription of Tinker & Wetzel (2010), the occupation function of central galaxies is:

$$\langle N_{cen} \rangle = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\log M - \log M_{min}}{\sigma_{\log M}} \right) \right] \quad (15)$$

where M_{min} is the halo mass at which a halo has a 50 % probability of hosting a central galaxy. $\sigma_{\log M}$ controls the width of

the transition between zero and one central galaxy. There is a smooth transition between low mass halos that do not contain bright enough galaxies to be seen in the data ($M \ll M_{min}$) and more massive ones that always contain a bright central galaxy. ($M \gg M_{min}$). The satellite occupation function is:

$$\langle N_{sat} \rangle = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\log M - \log 2M_{min}}{\sigma_{\log M}} \right) \right] \left(\frac{M}{M_{sat}} \right)^{\alpha_{sat}} \quad (16)$$

It has a cut-off of the same form as the central occupation with a transition mass twice larger than that of the central to prevent halos which have a low probability of hosting a central galaxy to contain satellite galaxies. The number of satellite galaxies grows with a slope of α_{sat} . Both number of galaxies as well as their sum are plotted on Fig. 3.

With this model, the angular power spectrum of CIBA depend on only four halo model parameters α_{sat} , M_{min} , M_{sat} and $\sigma_{\log M}$. Cosmology is fixed at WMAP7 values. Our parameters are listed in Table 1 with their meaning and their fiducial values that we set in Sect. 4 .

The broad purpose of our model is to look for best fits of these parameters for Planck, Herschel and SPT data. However it is beyond the scope of this paper. Our first aim here is to study the parameter space and to investigate particularly the behavior of the halo bias, the halo mass-contribution to the power spectrum and its redshift distribution.

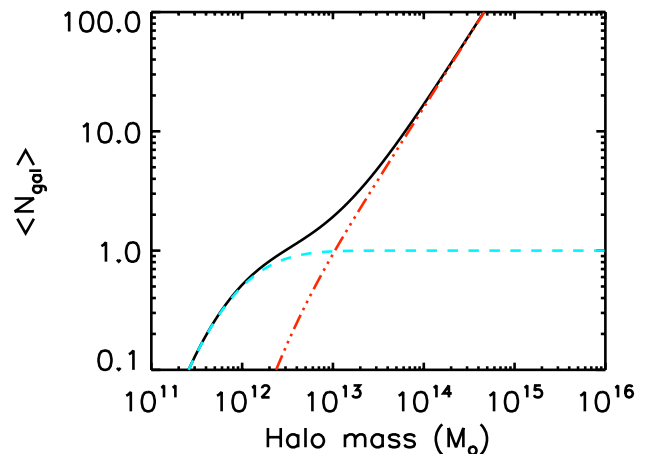


Fig. 3. Number of galaxies versus dark matter halo mass. The blue dashed line shows the central galaxies, the red dotted-dashed line shows satellite galaxies and the black continuous line shows the total. We use the parameters of our fiducial model (see Sect. 4), that is to say $\log M_{min} = 11.5$, $M_{sat} = 10M_{min}$ and $\alpha = 1.4$

4. Power spectra and parameters degeneracies

In this section, we present the CIB power spectra computed with the model detailed in the previous section for several wavelengths in the far-IR and sumillimeter. We then study the degeneracies of the parameters, looking first at the IR galaxies model parameters and second at the HOD parameters.

4.1. Power spectra

Our fiducial model is set with the HOD parameters $\log M_{min} = 11.5$, $M_{sat} = 10M_{min}$ and $\alpha = 1.4$ at all wave-

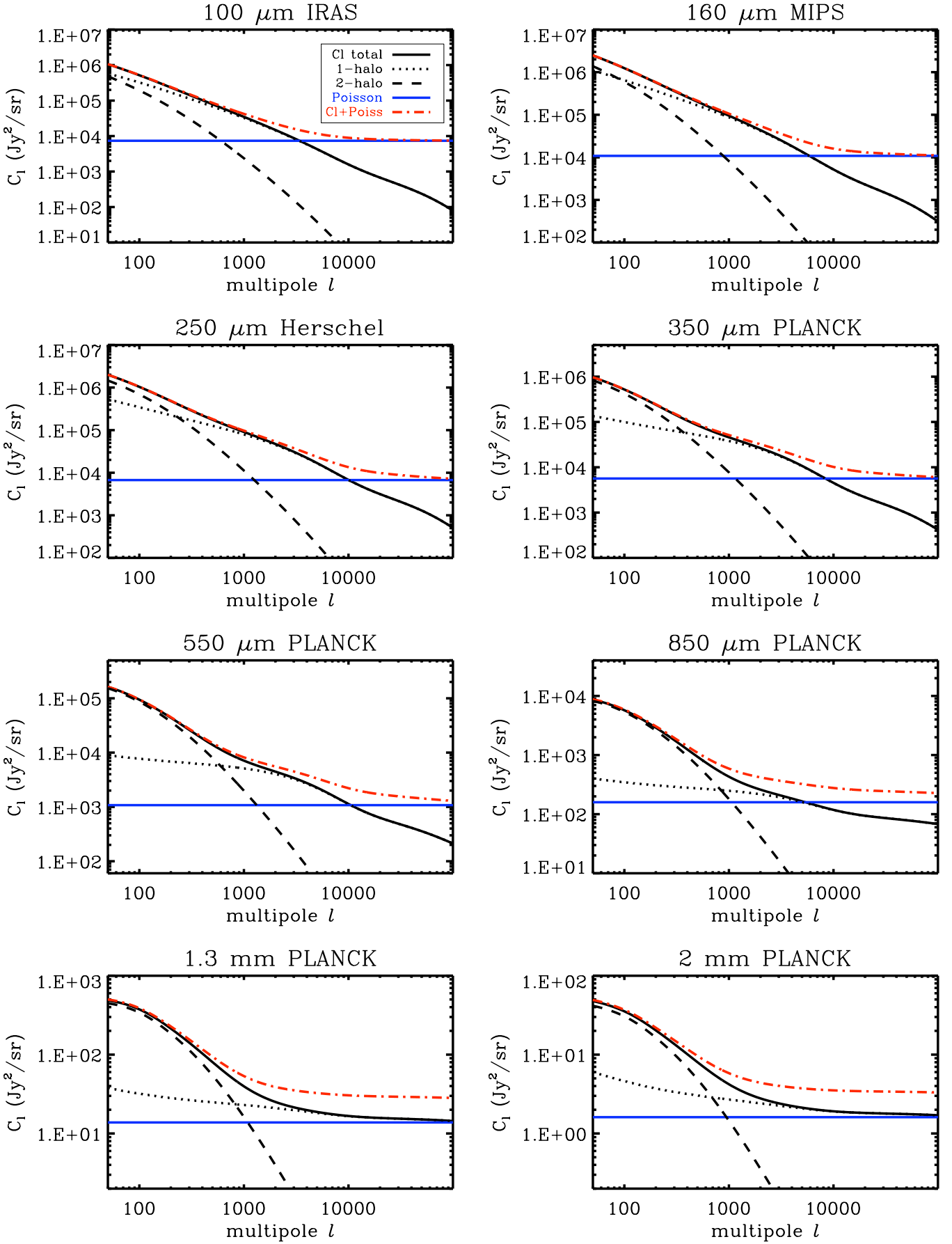


Fig. 4. CIB anisotropies power spectra at several wavelengths. The continuous black line shows the power spectra of the clustering. The dotted black line is the 1-halo term of the power spectrum and the dashed line is the 2-halo term. The blue horizontal line represents the shot noise level and the red dot-dashed curve is the total power spectrum.

parameter name	Description	Value
M_{min}	Minimal mass of a halo to have a central galaxy	$10^{11.5} M_{\odot}$
M_{sat}	Nomalisation mass for satellite galaxies	$10^{12.5} M_{\odot}$
α_{sat}	Slope of the number of satellite galaxies at high mass	1.4
σ_{logM}	Scatter in halo mass	0.748
α	Faint end slope of the IR bolometric LF	1.223
σ	Parameter driving the bright end slope	0.406
$L_{*}(z=0)$	Local characteristic luminosity of the LF	$2.377 \times 10^{10} L_{\odot}$
$\phi_{*}(z=0)$	Local characteristic density of the LF	$3.234 \times 10^{-3} \text{gal/dex/Mpc}^3$
$r_{L*,lz}$	Evolution of the characteristic luminosity between 0 and z_{break}	2.931
$r_{\phi*,lz}$	Evolution of the characteristic density between 0 and z_{break}	0.774
z_{break}	Redshift of the first break	0.879
$r_{L*,mz}$	Evolution of the characteristic luminosity between z_{break} and 2	4.737
$r_{\phi*,mz}$	Evolution of the characteristic density between z_{break} and 2	-6.246
$r_{L*,hz}$	Evolution of the characteristic luminosity for $z > 2$	0.145
$r_{\phi*,hz}$	Evolution of the characteristic density for $z > 2$	-0.919
L_{pop}	Luminosity of the transition between normal and SB templates	23.677×10^{10}
σ_{pop}	Width of the transition between normal and SB templates	0.57

Table 1. Parameters of our model. The first part of the table lists the halo model parameters and the second part lists the parameters of the model of galaxies. The values of the latter are the mean ones of Béthermin et al. (2011).

lengths. These values are motivated by the parameters fit of Planck Collaboration et al. (2011). As the halo parameters depend on the wavelength, the power spectra presented in this section may not be seen as an exact prediction but as a basis for a qualitative study. For this fiducial model, we present on Fig. 4 the power spectra for different experiments and selected wavelengths, from 100 μm to 2 mm.

The comparison to measurements also requires the introduction of a shot noise term due to the finite number of galaxies. We compute it using our galaxy evolution model (Béthermin et al. 2011).

$$C_{\ell} = C_{\ell,clus} + C_{\ell,shot} \quad (17)$$

where $C_{\ell,clus}$ is the power spectrum of the clustering and $C_{\ell,shot}$ is the shot noise. $C_{\ell,shot}$ depends on the flux cut applied to the data when removing or masking the brightest sources. Typical flux cuts for different far-IR and sub-millimeter experiments are given in Tab. 2. On Fig. 4, we only show one shot noise level per wavelength corresponding to the instrument given in the plot titles, for purpose of clarity.

The contribution of the 1-halo (2-halo) corresponds to the dotted line (dashed line). The instrumental noise is not shown here but it is often negligible, the CIB being measured with a very high S/N even at spatial scales close to the angular resolution. Looking at this plot, we see clearly that the interplay between 2h, 1h and shot noise terms makes the interpretation of these measurements quite subtle. The contribution of the 1-halo term decreases with the wavelength which can prevent its measurement if the resolution of the instrument is low. For example, Planck cannot measure directly the shot noise level and the 1-halo term can easily be misinterpreted as shot noise. Reversely, the 1-halo term dominates a large range of scales at 100 and 160 μm and thus can be measured accurately at these wavelengths.

High wavelengths probe higher redshifts than short ones and halos are relatively smaller at high redshifts compared to those in the local Universe as the latter had time to accrete more matter. Therefore the scale of the intersection between the 1- and 2-halo terms shifts towards higher ℓ as the wavelength increases. It goes from $\ell \sim 50$ at 100 μm to $\ell \sim 1000$ at 2 mm. Viero et al. (2009) also observed this trend. At 250 μm the crossing is at $k \sim 0.03 \text{ arcmin}^{-1}$ ($\ell \sim 648$) whereas it is at $k \sim 0.06 \text{ arcmin}^{-1}$

($\ell \sim 1296$) at 500 μm . The exact crossing point differs from ours because of the HOD parameterization. This scale shift implies that halos contributing to the 1-halo term gets smaller with the wavelength. Thus, halos get smaller with the redshift and the number of galaxies they contain decreases with the redshift.

4.2. Variation of power spectra with the galaxy-evolution model parameters

In order to do an overall study of how our model parameters can be constrained, i.e. to investigate how degenerated they are, we construct the Fisher matrix associated to the power spectra. We write the Fisher matrix for angular power spectrum measurements as:

$$F_{ij} = \sum_{\lambda} \sum_{\ell} \frac{1}{\sigma_{\ell}^{\lambda 2}} \frac{\partial C_{\ell}^{\lambda}}{\partial \theta_i} \frac{\partial C_{\ell}^{\lambda}}{\partial \theta_j} \quad (18)$$

where σ_{ℓ} are the errors on the measurements and they include both the cosmic variance and the instrumental noise at a multipole ℓ :

$$\sigma_{\ell}^2 = \left(C_{\ell} + \frac{N_{\ell}}{B_{\ell}^2} \right)^2 \frac{2}{f_{sky}(2\ell + 1)} \quad (19)$$

where f_{sky} is the fraction of the sky we consider, N_{ℓ} is the level of the instrumental noise and B_{ℓ}^2 the power spectrum of the beam. To compute the Fisher matrices, we generate mock power spectra using our fiducial model and error bars derived following Eq. (19), from 100 μm to 1.3 mm. The range of multipoles is taken to be consistent with the available data. At 350 and 550 μm , we assume combined power spectra for Planck and Herschel, and we thus extend Planck power spectra to the Herschel limit in multipole. We plot C_{ℓ} in Jy/sr. They can be converted in μK^2 using the coefficients given in Tab. 3.

The bottom left panel of Fig. 5 shows confidence ellipses (1σ in green and 2σ in black) coming from C_{ℓ} when trying to measure only the galaxy model parameters $r_{L*,hz}$ and $r_{L*,lz}$. Clearly, they are very poorly constrained. For instance $r_{L*,hz} = 0.145 \pm 12.65$, or $r_{L*,lz} = 2.93 \pm 13$. For reference, the constraints obtained using current number counts are $r_{L*,hz} = 0.145 \pm 1.05$ and $r_{L*,lz} = 2.93 \pm 0.27$, as shown on the top left panel of Fig. 5. The fact is that these parameters enter in the expression of the C_{ℓ} through

wavelength (μm)	Instrument	Flux Cut (mJy)	Shot noise level (Jy^2/sr)
100	IRIS	700	7364 ± 1232
160	Spitzer/MIPS	200	10834 ± 3124
250	Herschel/SPIRE	50	6715 ± 1458
350	Herschel/SPIRE	50	4362 ± 1250
350	Planck/HFI	710	5646 ± 367
500	Herschel/SPIRE	50	1156 ± 434
550	Planck/HFI	540	1078 ± 92
850	Planck/HFI	325	159 ± 22
1363	SPT	6.4	11.9 ± 4.0
1363	ACT	20	12.5 ± 3.9
1380	Planck/HFI	160	13.8 ± 2.9
2000	SPT	6.4	1.73 ± 0.54
2000	ACT	20	1.78 ± 0.60
2097	Planck/HFI	245	1.61 ± 0.33

Table 2. Shot noise levels in Jy^2/sr from Béthermin et al. (2011).

wavelength (μm)	Instrument	Jy^2/sr to $\mu\text{K}_{\text{CMB}}^2$
100	IRAS	9.59×10^{22}
160	Spitzer/MIPS	3.12×10^{11}
250	Herschel/SPIRE	1.34×10^3
350	Herschel/SPIRE	2.78×10^{-1}
350	Planck/HFI	1.91×10^{-1}
500	Herschel/SPIRE	7.45×10^{-4}
550	Planck/HFI	2.93×10^{-4}
850	Planck/HFI	1.20×10^{-5}
1380	SPT	4.39×10^{-6}
1380	Planck/HFI	4.33×10^{-6}
2000	SPT	6.10×10^{-6}
2097	Planck/HFI	7.31×10^{-6}

Table 3. Conversion factors from Jy^2/sr to $\mu\text{K}_{\text{CMB}}^2$. One should multiply the power spectrum in Jy^2/sr (with the convention $\nu I_\nu = \text{cst}$) by the coefficient to get $\mu\text{K}_{\text{CMB}}^2$.

the emissivities which are integrated on all redshifts, they are hard to measure from clustering measurements alone.

In order to illustrate further this lack of information in C_ℓ s, we show how they change with only one parameter, $r_{L^*,Lz}$. We make it vary by $\pm 2\sigma$ from its best fit (Béthermin et al. 2011, σ coming from). This parameter governs the evolution of the luminosity function for $0 < z < z_{\text{break}}$. A higher $r_{L^*,Lz}$ means a faster increase of the luminosity, thus a higher value of $L^*(z = z_{\text{break}})$. The top panel of Fig. 6 shows the influence of this parameter on the counts at $160 \mu\text{m}$. A higher (smaller respectively) $r_{L^*,Lz}$ implies higher (smaller) number counts thus more (less) galaxies with medium fluxes. This leads to a higher (smaller) emissivities as shows in the second and third panels of Fig. 6. This results in a modification of $\sim 20\%$ on the emissivities and from 15 to 35 % on power spectra depending on the scale. The fact that this ratio is not constant is due to the fact that the ratio of the emissivities is not constant with redshift (3rd panel of Fig. 6). We can see that all power spectra are consistent within error bars and thus we can hardly discriminate between them. Therefore, it is hard to constrain the evolution model of galaxies using only power spectra.

More relevant data are required. We compare our confidence ellipses with those obtained with luminosity functions and number counts data. To do so we use the covariance matrix of Béthermin et al. (2011). The error bars are in general much smaller and there are only a few degeneracies. For instance, as shown on the

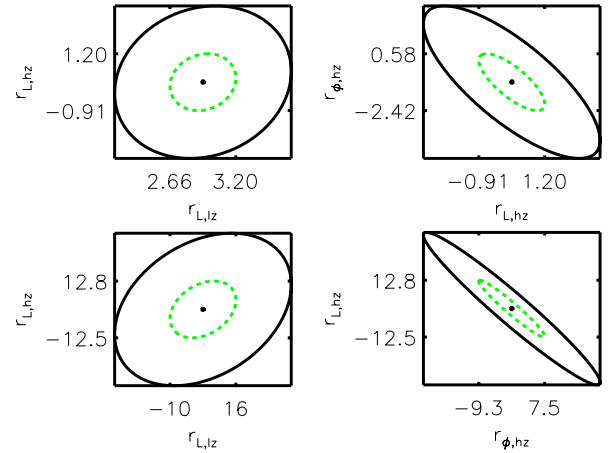


Fig. 5. Top panels: 1σ (dashed green) and 2σ (black) likelihood contours of the galaxy evolution model parameters $r_{L^*,Lz}$, $r_{L^*,Lz}$ and $r_{\phi^*,hz}$, computed using galaxy number counts and luminosity function data. Right panel: 1σ (dashed green) and 2σ (black) likelihood contours of the galaxy evolution model parameters $r_{L^*,Lz}$, $r_{L^*,Lz}$ and $r_{\phi^*,hz}$ computed using C_ℓ . We see that C_ℓ alone cannot constrain the galaxy-evolution model parameters.

left panel of Fig. 5, $r_{L^*,Lz}$ and $r_{\phi^*,hz}$ are still strongly degenerate but they are now much better constrained.

Number counts data and monochromatic LFs measured at a few redshifts constrain much better the evolution of the LF than C_ℓ alone. Even if the use of both can remove some degeneracies, the error bars coming from C_ℓ are too large to be of any use. However, C_ℓ can still constrain the global evolution of galaxies through their mean emissivities. A first attempt was made by Amblard et al. (2011) who did not use a model of galaxies to compute the emissivities but bin them in several redshift bins and considered the values of the emissivities in these four bins as free parameters. They also required that the integrated source density is within the 68% confidence level ranges of the CIB obtained by FIRAS.

4.3. Halo occupation distribution parameters and their degeneracies

The shape of the clustering power spectra strongly depends on the HOD parameters as shown on Fig. 7. We vary M_{min} , M_{sat} and α_{sat} . Each panel shows the power spectrum at $160 \mu\text{m}$ measured

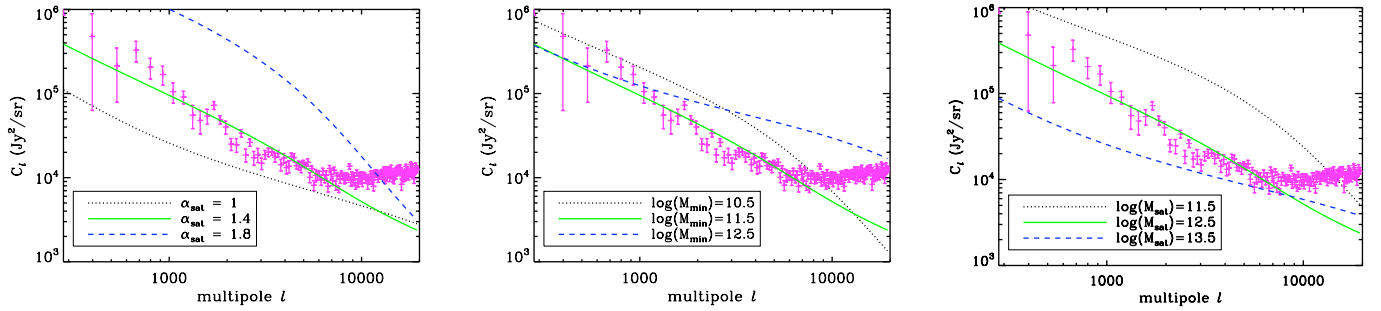


Fig. 7. CIBA power spectrum at $160 \mu\text{m}$ obtained using several values of $\alpha_{\text{sat}}, M_{\text{min}}$ and M_{sat} . Pink dots are the data from Lagache et al. (2007) at $160 \mu\text{m}$. Left panel: The blue line is for $\alpha_{\text{sat}} = 1.8$, the green one for $\alpha_{\text{sat}} = 1.4$ and the black one for $\alpha_{\text{sat}} = 1$. Middle panel: The blue line is the clustering power spectrum for $M_{\text{min}} = 10^{12.5} M_{\odot}$, the green one for $M_{\text{min}} = 10^{11.5} M_{\odot}$ and the black one for $M_{\text{min}} = 10^{10.5} M_{\odot}$. Right panel: The blue line is for $M_{\text{sat}} = 10^{13.5} M_{\odot}$, the green one for $M_{\text{sat}} = 10^{12.5} M_{\odot}$ and the black one for $M_{\text{sat}} = 10^{11.5} M_{\odot}$. As expected, C_{ℓ} s strongly depend on the halo parameters. We can expect strong degeneracies between those parameters.

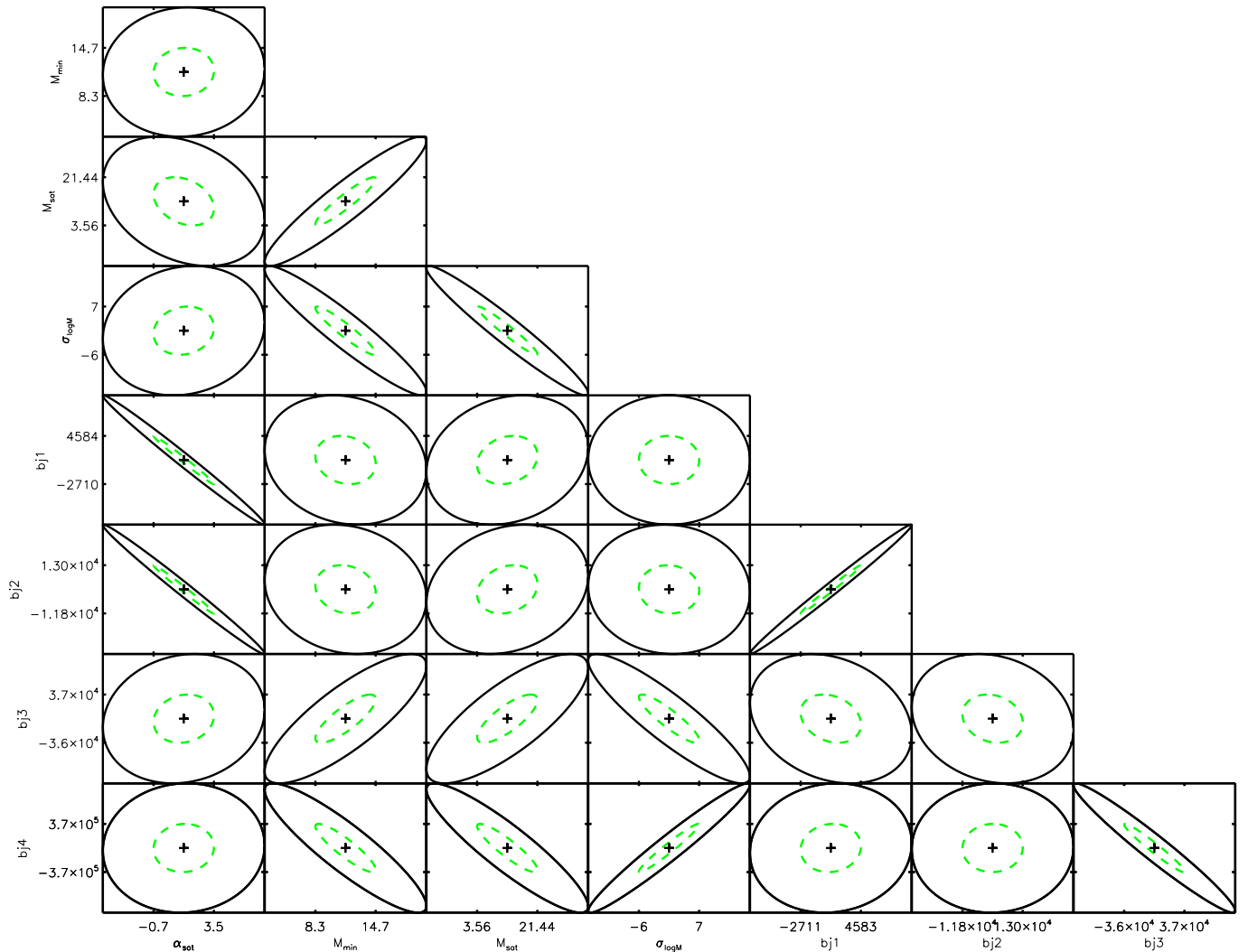


Fig. 9. 1σ (green) and 2σ (black) likelihood contours of the halo model parameters computed with mock data from $100 \mu\text{m}$ to 1.3 mm . Instead of using emissivities coming from the model of galaxies, we split C_{ℓ} in four redshift bins, on which we use the mean value of the emissivity on each bin $b_{j,i}$ that we consider as free parameters. The $b_{j,i}$ are hardly constrained with our data. α_{sat} is strongly degenerate with $b_{j,1}$ and $b_{j,2}$ which are the mean emissivities at low z . M_{min} , M_{sat} and $\sigma_{\log M}$ are degenerate with $b_{j,3}$ and $b_{j,4}$, the mean emissivities at high z .

by Lagache et al. (2007) in addition to the one coming from the model. In each plot we vary only one HOD parameter and hold

the others fixed. Both the shape and amplitude strongly vary. The fact that some similar changes observed using different parame-

ters suggest strong degeneracies. We compute the Fisher matrix as in Sect. 4.2 and likelihood contours at 1- and 2- σ are shown on Fig. 8. The error bars on $\sigma_{\log M}$ are very large, thus we fix its value to 0.65, following Tinker & Wetzel (2010) who studied the galaxy-clustering in optical surveys. Using C_ℓ only we are not able to constrain its value. M_{min} and M_{sat} happen to be highly degenerated in the direction $M_{sat} = 3.3M_{min}$.

In previous works using optically selected galaxies, α is usually set to 1 (Gao et al. (2004)) and M_{min} and M_{sat} are the only parameters to be fitted to the data. Indeed, α is hardly constrained. For instance Tinker & Wetzel (2010) used the same halo distribution number on a sample of red and blue galaxies in the range $0.4 < z < 2$. They fitted well their correlation function fixing $\alpha = 1$ and letting free M_{min} and M_{sat} . But when they let α free in addition to the two others, they obtain unrealistic values for α (Tinker & Wetzel 2010). However, setting $\alpha = 1$ might not be appropriate for CIBA. The halo model is commonly used in galaxies catalogs that are not deeper than $z \sim 2$ and CIBA probe higher redshifts, especially at long wavelengths. Moreover optically-selected galaxies are not only starburst galaxies, and there is no reason why optically-selected galaxies and starburst galaxies should behave in the same way. Magliocchetti et al. (2008) used a similar form of the halo model to analyze the angular correlation function of 24 μm sources at $0.6 < z < 1.2$ and $z \geq 1.6$. Using two halo density profiles (NFW and a steeper one $\rho \sim r^{-3}$), they derived $\alpha \sim 0.7$ for the steeper profile and $\alpha \sim 0.8$ for the NFW one. They get the same results for both sets of data. On the contrary, Cooray et al. (2010) computed the angular correlation function of sources detected at 250, 350 and 500 μm in Herschel/SPIRE data. They used the same halo distribution as ours and get $\alpha = 1.3 \pm 0.4$, $\alpha < 1.8$ and $\alpha < 1.6$ at 250, 350 and 500 μm respectively. Amblard et al. (2011) computed power spectra of CIBA also at 250, 350 and 500 μm and found values of α between 1.6 and 1.8. Finally, the Planck Collaboration et al. (2011) derived values of α between 1.3 and 1.8 and they could not get a correct fit setting $\alpha = 1$. All the results seem consistent with $\alpha > 1$ for the galaxies responsible of the CIBA. The discrepancy with Magliocchetti et al. (2008) may be due to the different properties of the bright galaxies selected at 24 μm and those that contribute to the CIBA at longer wavelengths. Here α is well constrained and it is not strongly degenerated with other parameters. Therefore it can be determined at each wavelengths. The results of the Planck Collaboration et al. (2011), Amblard et al. (2011), and Cooray et al. (2010) tend to values of $\alpha > 1$ which implies that higher-mass halos contribute relatively more than smaller-mass ones compared to the halos in which lie optical galaxies such as those used by Tinker & Wetzel (2010). For the same halo mass, there are more SB than optical galaxies. Emissivities are given by the model of galaxy evolution but we want to investigate the degeneracies if they are binned in redshift and their values considered as free parameters as in Amblard et al. (2011). We split the whole redshift range in four bins. For each bin i we take the mean value of the emissivity that we call b_{ji} with $i = \{1, 2, 3, 4\}$ and we compute C_ℓ at 350 μm (we assume a combined Planck and Herschel power spectrum) and the associated Fisher matrix. Confidence levels are given on Fig. 9. First we see that the halo occupation number degeneracies do not change much (see the previous paragraph) apart from the error bars which are much larger. M_{sat} and M_{min} are still strongly degenerated with M_{sat} such as $M_{sat} = 2.7M_{min}$. The direction of the degeneracy is roughly the same as that derived using emissivities of the model as well as those of $\sigma_{\log M}$ and M_{sat} and M_{min} . Therefore, the degeneracy directions are all similar, using the emissivities or letting them free.

The degeneracies of the b_j with the halo parameters depend on the redshift. Indeed, α_{sat} is highly degenerated with b_{j1} ($0 < z < 0.9$) and b_{j2} ($0.9 < z < 2$) and not at all with b_{j3} ($2 < z < 3.5$) and b_{j4} ($3.5 < z < 7$). Therefore α_{sat} is constrained by $z < 2$ galaxies whereas the other halo parameters behave in the opposite way, they are not degenerate with b_{j1} and b_{j2} but with b_{j3} and b_{j4} . This redshift dependency is emphasized by their own degeneracies. b_{j1} and b_{j2} are strongly correlated, the same is true for b_{j3} and b_{j4} . The degeneracies at other wavelengths are only slightly different, we do not show them here. In general, the couples (b_{j1}, b_{j2}) and (b_{j3}, b_{j4}) are always strongly degenerate and the b_{ji} are degenerate with the halo parameters as shown on Fig. 9. The strength of the degeneracy depends on the wavelength. Concerning the halo parameters, M_{min} and M_{sat} are always degenerate in the same direction. Therefore there is a redshift dependency of the degeneracies of the parameters.

In order to compare our results with those of Amblard et al. (2011), we carry a similar analysis using their redshift bins, that is to say, $0 < z < 1$, $1 < z < 2$, $2 < z < 3$ and $3 < z < 4$. We observe the same behavior as described previously but different from their results. They used Monte Carlo Markov Chains to compute the degeneracies and usually the two dimensional probability distributions have two peaks (See their fig. S 13). Their S_i are equivalent to our b_{ji} . S_1 is degenerate with the three others S_i , whereas there is no degeneracy between S_3 and S_4 . We do not discuss the degeneracy of the halo parameters with S_i as their parameterization of the halo occupation number slightly differ from ours.

Using b_{ji} and fitting them on the data avoids us to rely on a model of evolution of galaxies. However they are poorly constrained with the present data. Moreover the degeneracies between the b_{ji} and the halo parameters strongly depend on the halo parameterization used.

5. Interpreting measurements

Now that we have determined a model and the associated parameters degeneracies, we discuss their physical interpretation.

5.1. Redshift and halo-masses contribution to the power spectrum

The left panel of Fig. 15 shows the contribution to the C_ℓ by several redshift bins. As stated previously, the shorter the wavelength, the more important is the relative contribution from the low redshift. For example, while $z < 0.7$ contributes significantly at 100 and 160 μm , it becomes much less important in the millimeter range. Reversely, the high redshift bin ($z > 3$) is negligible at short wavelength but has an increasing contribution when the wavelength increases. The redshift distribution can change with the choice of the halo parameters as shows Fig. 11. We have changed the values of α_{sat} on the left panels and that of M_{min} on the right panels (the change is in the 1σ error bars of the best fit found by Planck Collaboration et al. (2011)), the other parameters are those of the fiducial model. We recover the trend noticed above more or less emphasized.

Further, not only the redshift of the galaxies probed depends on the wavelength, but so does the mass of the halos in which they are embedded. Fig. 10 shows the contribution of mass and redshift to the 1- and 2-halo terms (at $\ell = 2002$ and $\ell = 100$ respectively) from 100 μm to 2 mm. High-mass halos ($M > 10^{13} M_\odot$) contribute the more to the 1-halo term from 100 μm to 2 mm at low redshift, and this dominant mass range stays constant with wavelength. Larger halos contain more

galaxies than smaller ones therefore the galaxies contained in those halos contribute more to the angular power spectrum than those in smaller halos. This can be explained qualitatively the following way. According to the mass function, at say $z = 0.5$, there are one thousand times more halos of $M = 10^{11} M_{\odot}/h$ than halos of mass $M = 10^{14} M_{\odot}/h$. According to the HOD, one out of one hundred $10^{11} M_{\odot}/h$ halo hosts a galaxy, whereas $M = 10^{14} M_{\odot}/h$ mass halos hosts on average 10 galaxies. Since the contribution to the 1-halo terms goes like N_{gal}^2 , the latter contribute relatively less to the 1-halo term. Note that this trend is less pronounced for the 2-halo term since it goes like N_{gal} . At all wavelengths, as the redshift increases, the dominant mass range decreases to $M \sim 10^{11-13} M_{\odot}$ as halos at higher redshifts are smaller than those at $z = 0$.

The 2-halo term does not exhibit the same behavior : at short wavelengths, halos in a large range of mass $10^{11} - 10^{15} M_{\odot}$ at low z contribute to the power spectrum. In parallel, intermediate masses contribute at higher z . As the wavelength increases, the relative contribution between high mass at low z and intermediate mass at high z becomes close to unity. It ends up in an equal contribution from high mass at low z and from intermediate mass at high z at 2 mm. Intermediate mass halos are more abundant which explains their high contribution. Both the 1 and 2-halo terms are sensitive to different mass regimes which evolve with the wavelength and thus with the redshift.

Magliocchetti et al. (2008) selected 24 μm sources at $1.5 < z < 3$ and deduced from their correlation function that they lie in $10^{13} M_{\odot}$ halos. Viero et al. (2009) found an $M_{eff} \sim 10^{13.2} M_{\odot}$ for unresolved galaxies at $z > 1$ at 250, 350 and 500 μm . Brodwin et al. (2008) derived the angular autocorrelation function of dust-obscured galaxies selected with a color criterion. They determined that they are in halos with an average mass of $10^{12.2} M_{\odot}$. Gilli et al. (2007) selected star forming galaxies at 24 μm , derived the projected correlation function and found that LIRGs lie in halos $M > 3 \times 10^{13} M_{\odot}$. All these results are in agreement with ours. Overall, halos with masses such as $10^{12-13} M_{\odot}$ contribute the most to power spectra at all redshifts. However, we want to reemphasize here that these conclusions are model-dependent and depend on the particular emissivity model used, as discussed before. This is particularly true for the higher- z contribution, say $z > 2$.

5.2. Linear bias

Within our halo model we derive the linear bias as a function of the redshift following:

$$b_{lin}(k, z) = \sqrt{\frac{P_{gg}(k, z)}{P_{lin}(k, z)}} \quad (20)$$

where $P_{gg}(k, z)$ is the galaxy-galaxy power spectrum coming from our model, $P_{lin}(k, z)$ is the linear DM power spectrum and $b_{lin}(k, z)$ the linear bias.

We will call the effective bias coming from the HOD model, b_{HOD} . On large scale $u(k \rightarrow 0, M) \sim 1$, so the HOD bias from Eq. 12 is :

$$b_{HOD}(z) = \int dM \frac{dN}{dM} b(M) \frac{\langle N_{gal} \rangle}{\bar{n}_{gal}} \quad (21)$$

We plot in Fig. 12 the linear biases and the HOD bias for our fiducial model as a function of redshift for $k = 1$ and $k = 10^{-2}$ where we also add current measurements detailed in Tab. 4. Note

that in the linear regime, the HOD and linear biases are identical which is the case at $k = 10^{-2}$. However the HOD bias is valid only in the linear regime. On small spatial scales, the $u(k \rightarrow 0, M) \sim 1$ is not true therefore it is strongly different from the linear bias for $k = 1$ as shows Fig. 12.

For both scales, our linear biases as well as the HOD bias is not in agreement with measurements. Neither of them show the same trend as the data points. The measured linear biases as well as the HOD biases grow quicker towards higher values than the biases extracted from our model.

Our HOD bias is not in agreement with the measurements. However they result from different halo occupation distribution. Cooray et al. (2010) used the same halo occupation number to fit the correlation function. Their halo parameters are different from ours. We check that we recover their results using their parameters set.

We do not recover previous results but they are for resolved sources which is not the population we are studying here. Concerning the linear bias determined with unresolved galaxies (Lagache et al. 2007; Viero et al. 2009), our linear bias is not in agreement with the measurements. Indeed when using unresolved sources, the determination of the bias requires the use of emissivities, which are strongly model dependent (see Sect. 5.3) and it can affect the bias.

5.3. Influence of the mean emissivities

Previous models such as those of Lagache et al. (2007) and Viero et al. (2009) have used emissivities coming from Lagache et al. (2004). In Fig. 13, we plot the emissivity used in this paper as well as the Lagache et al. (2004) ones for reference. The peak at $z \sim 1$ in our emissivities is due to the parameterization of the LF. Despite the shapes of the emissivities of Lagache et al. (2007) and our are different, they display similar trends. The relative contributions of high redshifts increases with wavelength while the contribution of low redshifts decreases. According to Jauzac et al. (2011), the model of Lagache et al. (2004) predicts too much power at high z . As the latter is forced to reproduce levels of the CIB and number counts, it does not predict enough power at low z . Therefore it predicts more galaxies at high z and less at low z . To illustrate how it influences our results, Fig. 14 shows the ratios of the power spectra computed with our emissivities and with those of Lagache et al. (2004). Up to 550 μm the ratio is around 1 up to $\ell \sim 10000$ and it increases strongly at higher ℓ . At longer wavelength, the difference is much larger. It is in line with the over-prediction of power at high redshift of the model of Lagache et al. (2004). The same halo parameters have been used for this plot, however it is clear that when fitting the model to the data with both emissivities we will not find the same halo parameters.

As said previously the Lagache et al. (2004) model predicts too much power at high z , thus we need to compare the contribution in redshift to the C_{ℓ} . They are given on Fig. 15. In both cases we observe the same trend : high redshift contribute more and more as the wavelength increases. However, with Lagache et al. (2004) emissivities this evolution goes faster. For instance, at 250 μm , the contribution of $1.5 < z < 3$ galaxies is of the same order of magnitude that those of $0.7 < z < 1.5$ whereas in our case the former is more than one order of magnitude inferior to the latter. As we go towards longer wavelengths, the two highest redshift bins have an increasing contribution, and both dominate the power spectrum at 850 μm using Lagache et al. (2004) emissivities whereas using our emissivities $0.7 < z < 1.5$ galaxies contribute also strongly. At 1.3 and 2 mm both the highest red-

wavelength	kind of galaxies	reference	$\langle z \rangle$	b_{HOD}	b_{lin}
24	resolved	Magliocchetti et al. (2008)	0.79	1.70	
24	resolved	Magliocchetti et al. (2008)	2.02	6.17	
24	resolved	Brodwin et al. (2008)	2		3.1-5.3
24	resolved	Gilli et al. (2007)	0.75		1.3±0.1
24	resolved	Gilli et al. (2007)	0.8		1.4±0.1
24	resolved	Gilli et al. (2007)	1		1.8±0.2
100	resolved	Saunders et al. (1992)	0		0.86
160	background	Lagache et al. (2007)	1		2.4±0.2
250-350-500	background	Viero et al. (2009)	1.5	2.2±0.2	3±0.2
250	resolved	Cooray et al. (2010)	2.1 ^{+0.4} _{-0.7}	2.9±0.4	
350	resolved	Cooray et al. (2010)	2.3 ^{+0.4} _{-0.7}	3.2±0.5	
250	resolved	Cooray et al. (2010)	2.6 ^{+0.3} _{-0.7}	3.6±0.8	

Table 4. Linear and effective bias measurements. The third column gives the mean redshift of the galaxies probed and the last but one lists the HOD/effective bias values and the last one gives the linear bias.

shift bins contribute the most but in our case, only the highest redshift bin dominate and the $1.5 < z < 3$ bin has a smaller contribution. Therefore the shape of the emissivities strongly influences our results, parameters determination and redshift distribution. The interpretation of clustering measurements is thus based on the use of a reliable model of evolution of galaxies.

5.4. Contribution of LIRGs and ULIRGs

Starburst galaxies are split in several categories according to their luminosities. We will call normal galaxies those with $L_{IR} < 10^{11} M_{\odot}$. LIRGs dominate the infrared emission at $z \sim 1$ and ULIRGs at $z \sim 2$ (Caputi et al. 2006b) therefore we look at their contributions to the C_{ℓ} and to its evolution with the wavelength. To do so we split the emissivities in the following way :

$$\bar{j}_{\lambda} = \bar{j}_{\lambda}^{normal} + \bar{j}_{\lambda}^{LIRG} + \bar{j}_{\lambda}^{ULIRG} \quad (22)$$

and this contribution is squared in the C_{ℓ} . Therefore cross terms appear :

$$C_{\ell, total} = C_{\ell, Normal} + C_{\ell, LIRG} + C_{\ell, ULIRG} + 2(\times C_{\ell, Normal/LIRG} + 2C_{\ell, Normal/ULIRG} + C_{\ell, LIRG/ULIRG}) \quad (23)$$

We plot in Fig. 16 the contributions of normal, LIRGs and ULIRGs. Note that the sum of the three contributions does not make the total power spectrum because of the cross terms that are not shown here.

Normal galaxies and LIRGs both dominate the power spectrum up to $550 \mu\text{m}$. The contribution of LIRGs increases slightly and finally dominates from $850 \mu\text{m}$ to 2 mm . ULIRGs never clearly dominate the power spectrum at long wavelength, however their relative contribution increases at long wavelengths, from $850 \mu\text{m}$ to 2 mm .

Therefore, we do recover what is expected from previous works. Normal galaxies dominate at low redshift, LIRGs at $z \sim 1$ and ULIRGs contribute in the same way as the others at high redshift and thus at long wavelengths.

6. Conclusion

We presented a new model of the clustering of starburst galaxies in the Cosmic Infrared Background anisotropies. We interfaced a parametric model of starburst galaxies evolution with a halo distribution approach. The model is fully parametric. It depends on the parameters of the model of galaxies, the HOD and the cosmology. We computed power spectra from $100 \mu\text{m}$ to 2 mm

for IRAS, Spitzer/MIPS, Herschel/SPIRE and Planck/HFI spectral bands. We showed how power spectra can depend on the parameters and we concluded that the parameters of the model of galaxies can hardly be constrained using C_{ℓ} only. Number counts and luminosity functions data are required. Fixing them at the mean values found by Béthermin et al. (2011), we explored the HOD parameters constraints and degeneracies. Some of them are strongly degenerate, especially M_{min} and M_{sat} with $M_{sat} = xM_{min}$ with $x \sim 3$ where x is the direction of the degeneracy. We compute power spectra from $100 \mu\text{m}$ to 2 mm for IRAS, Spitzer/MIPS, Herschel/SPIRE and Planck/HFI spectral bands. We have shown that the 1-halo term can be detected at all wavelengths and that galaxies at high redshift lie in smaller halos than those at lower redshift. The level of the shot noise might not be reached with certain instruments such as Planck because of their angular resolution. However, this does not apply to the South Pole Telescope and to Herschel as they have a better resolution. Using our fiducial model, we computed the halo mass and redshift contribution to the power spectra. Higher redshift galaxies contribute more at long wavelengths. Not surprisingly, the 1- and 2- halo terms do not have the same mass dependence. We found that high mass halos contribute the most to the 1 halo term whereas the 2-halo term is dominated by intermediate mass halos which are most numerous. Our model strongly depends on the emissivity given by the evolution model of galaxies, and we compare the resulting C_{ℓ} s with those obtained using the emissivities coming from Lagache et al. (2003). We have shown that the halo parameters strongly depend on the emissivities when data are fitted.

In order to avoid the use of a model of evolution of galaxies, we have split the redshift range in four bins and computed the C_{ℓ} using the mean emissivity on these four redshift bins as in Amblard et al. (2011). We considered these four parameters as free. They are not very well constrained, they cannot give any constraints on models of galaxies.

We investigate the contribution of LIRGs and ULIRGs to the power spectra and its evolution with the wavelength. Our results are in agreement with previous studies of normal galaxies, LIRGs and ULIRGs contribution to the CIB and to the luminosity functions. Normal galaxies dominate the power spectrum at low redshift. As the redshift increases, LIRGs dominate C_{ℓ} . Meanwhile, the contribution of ULIRGs keeps increasing up to 2 mm .

We will apply this model to available measurements especially, the combined ones of Planck and Herschel in order to understand the clustering over a large range of multipoles and redshift. We discussed here only auto-power spectra but we will also include

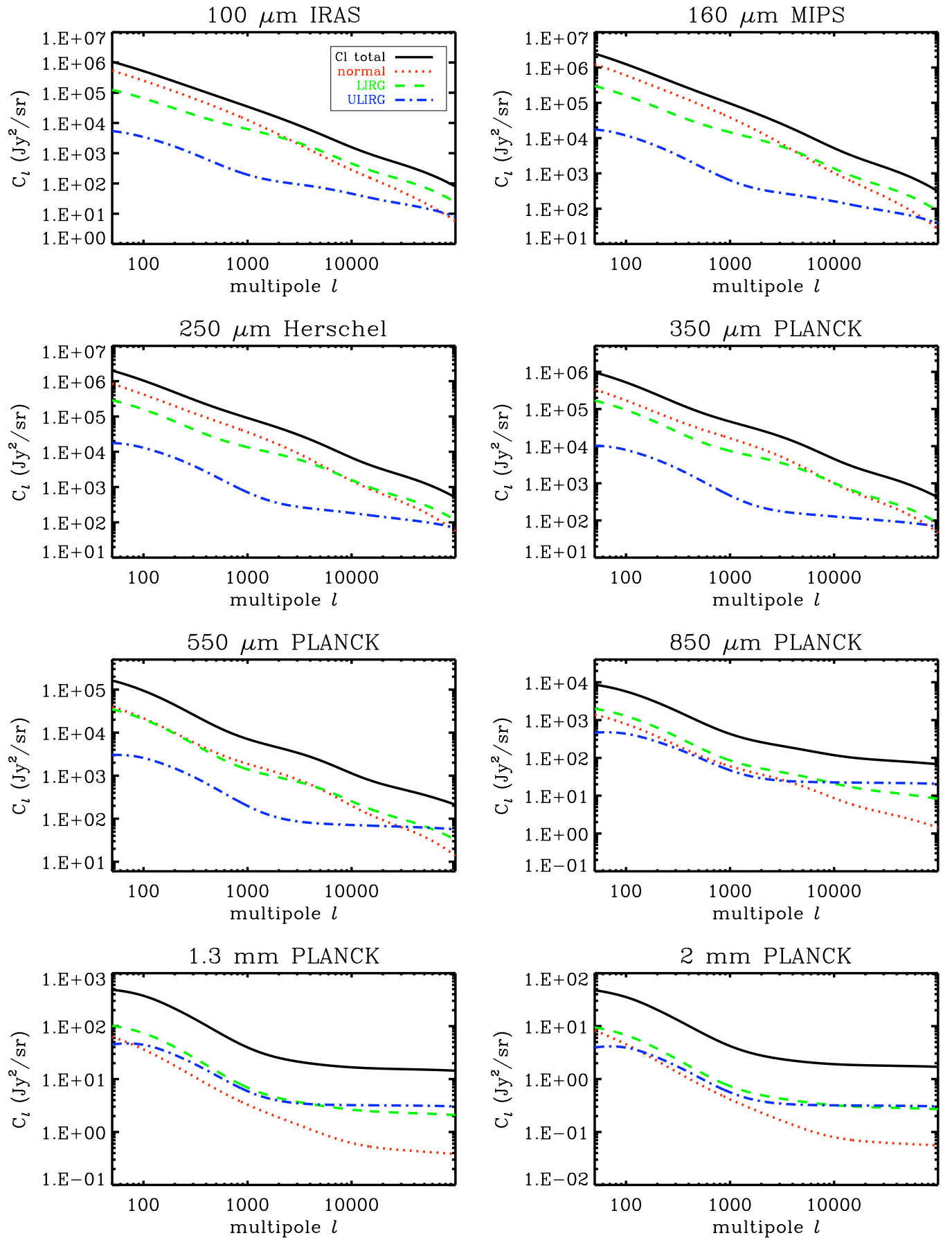


Fig. 16. Contribution to the C_l of normal galaxies, LIRGs and ULIRGs at several wavelengths. When computing power spectra by splitting the contributions of normal galaxies, LIRGs and ULIRGs, cross terms appear. We do not show them on that plot, therefore the sum of the three power spectra do not make the total. We recover that normal and LIRGs dominate at short wavelengths, thus at small redshifts. As the wavelength increases, and at the mean time the redshift, the relative contribution of ULIRGs increases.

cross-power spectra in our model. These new measurements mix data at several redshifts and might help to break some degeneracies.

All the already existing measurements and the forthcoming ones like cross power spectra between Planck wavelengths will enable a great leap in the understanding of the clustering of starburst galaxies and its redshift evolution. Moreover, CIB anisotropies are a powerful probe of high redshift galaxies, therefore it will give many informations on the mass of the halos in which SB galaxies are embedded thus where star formation happens.

Acknowledgements. Part of the research described in this paper was carried out at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under a contract with the National Aeronautics and Space Administration. The authors would like to thank Mathieu Langer for very useful comments that improved this manuscript.

References

- Amblard A., Cooray A., Dec. 2007, *ApJ*, 670, 903
 Amblard A., Cooray A., Serra P., et al., Jan. 2011, ArXiv e-prints
 Austermann J.E., Dunlop J.S., Perera T.A., et al., Jan. 2010, *MNRAS*, 401, 160
 Berta S., Magnelli B., Lutz D., et al., Jul. 2010, *A&A*, 518, L30+
 Béthermin M., Dole H., Beelen A., Aussel H., Mar. 2010, *A&A*, 512, A78+
 Béthermin M., Dole H., Lagache G., Le Borgne D., Penin A., May 2011, *A&A*, 529, A4+
 Brodwin M., Dey A., Brown M.J.I., et al., Nov. 2008, *ApJ*, 687, L65
 Caputi K.I., Dole H., Lagache G., Puget J., Apr. 2006a, ArXiv Astrophysics e-prints
 Caputi K.I., Dole H., Lagache G., et al., Jul. 2006b, *A&A*, 454, 143
 Caputi K.I., Lagache G., Yan L., et al., May 2007, *ApJ*, 660, 97
 Cooray A., Sheth R., Dec. 2002, *Phys. Rep.*, 372, 1
 Cooray A., Amblard A., Wang L., et al., Jul. 2010, *A&A*, 518, L22+
 Eisenstein D.J., Hu W., Mar. 1998, *ApJ*, 496, 605
 Farrah D., Lonsdale C.J., Borys C., et al., Apr. 2006, *ApJ*, 641, L17
 Fernandez-Conde N., Lagache G., Puget J.L., Dole H., Apr. 2008, *A&A*, 481, 885
 Fixsen D.J., Dwek E., Mather J.C., Bennett C.L., Shafer R.A., Nov. 1998, *ApJ*, 508, 123
 Gao L., White S.D.M., Jenkins A., Stoehr F., Springel V., Dec. 2004, *MNRAS*, 355, 819
 Gilli R., Daddi E., Chary R., et al., Nov. 2007, *A&A*, 475, 83
 Grossan B., Smoot G.F., Nov. 2007, *A&A*, 474, 731
 Haiman Z., Knox L., Feb. 2000, *ApJ*, 530, 124
 Hall N.R., Keisler R., Knox L., et al., Aug. 2010, *ApJ*, 718, 632
 Jauzac M., Dole H., Le Floc'h E., et al., Jan. 2011, *A&A*, 525, A52+
 Kennicutt R.C. Jr., May 1998, *ApJ*, 498, 541
 Knox L., Cooray A., Eisenstein D., Haiman Z., Mar. 2001, *ApJ*, 550, 7
 Lagache G., Abergel A., Boulanger F., Désert F.X., Puget J., Apr. 1999, *A&A*, 344, 322
 Lagache G., Dole H., Puget J.L., Jan. 2003, *MNRAS*, 338, 555
 Lagache G., Dole H., Puget J.L., et al., Sep. 2004, *ApJS*, 154, 112
 Lagache G., Puget J., Dole H., Sep. 2005, *ARA&A*, 43, 727
 Lagache G., Bavouzet N., Fernandez-Conde N., et al., Aug. 2007, *ApJ*, 665, L89
 Magliocchetti M., Silva L., Lapi A., et al., Mar. 2007, *MNRAS*, 375, 1121
 Magliocchetti M., Cirasuolo M., McLure R.J., et al., Jan. 2008, *MNRAS*, 383, 1131
 Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., May 1996, *ApJ*, 462, 563
 Oliver S.J., Wang L., Smith A.J., et al., Jul. 2010, *A&A*, 518, L21+
 Papovich C., Dole H., Egami E., et al., Sep. 2004, *ApJS*, 154, 70
 Pénin A., Lagache G., Noriega-Crespo A., et al., 2011
 Planck Collaboration, Ade P.A.R., Aghanim N., et al., Jan. 2011, ArXiv e-prints
 Puget J., Abergel A., Bernard J., et al., Apr. 1996, *A&A*, 308, L5+
 Saunders W., Rowan-Robinson M., Lawrence A., et al., Jan. 1990, *MNRAS*, 242, 318
 Saunders W., Rowan-Robinson M., Lawrence A., Sep. 1992, *MNRAS*, 258, 134
 Scott K.S., Yun M.S., Wilson G.W., et al., Jul. 2010, *MNRAS*, 405, 2260
 Tinker J., Kravtsov A.V., Klypin A., et al., Dec. 2008, *ApJ*, 688, 709
 Tinker J.L., Wetzel A.R., Aug. 2010, *ApJ*, 719, 88
 Tinker J.L., Wechsler R.H., Zheng Z., Feb. 2009, ArXiv e-prints
 Viero M.P., Ade P.A.R., Bock J.J., et al., Dec. 2009, *ApJ*, 707, 1766

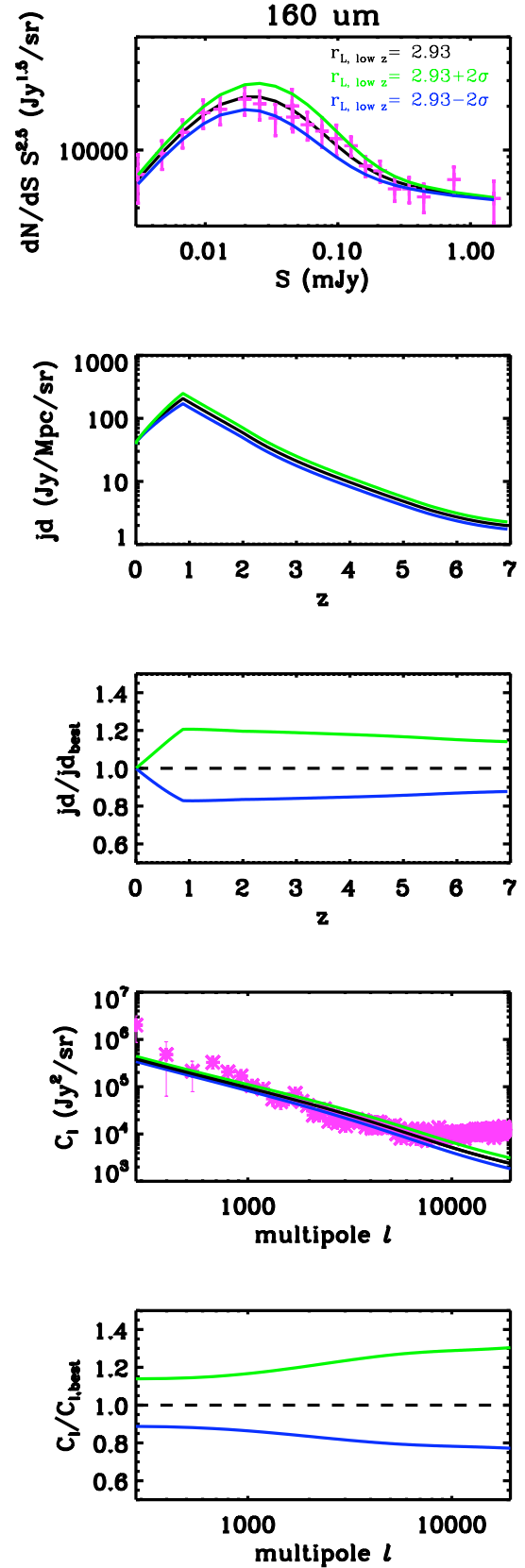


Fig. 6. Counts at $160 \mu\text{m}$, emissivities and clustering power spectrum for three values of $r_{L, \text{low } z}$, the best fit and the best fit $\pm 2\sigma$. Pink crosses are data, Béthermin et al. (2010) for the counts and Lagache et al. (2007) for the power spectrum. Top panel : differential number counts at $160 \mu\text{m}$. 2nd panel : mean emissivities at $160 \mu\text{m}$. 3rd panel : ratio of the modified emissivities compared to the best fit one at $160 \mu\text{m}$. 4th panel : power spectra of the clustering at $160 \mu\text{m}$. Bottom panel : ratio of the modified power spectra compared to the best fit one at $160 \mu\text{m}$. A small change of this parameters leads to a 20 % modification on the emissivities and on 15-35% on the C_l .

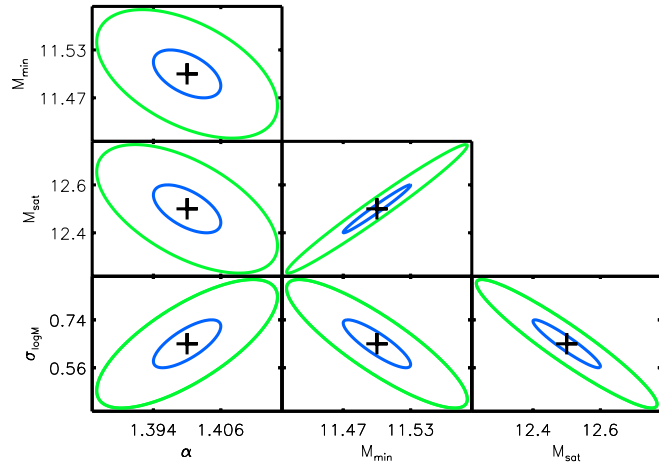


Fig. 8. 1σ (blue) and 2σ (green) likelihood contours of the halo model parameters computed with mock data from $100\ \mu\text{m}$ to $1.3\ \text{mm}$.

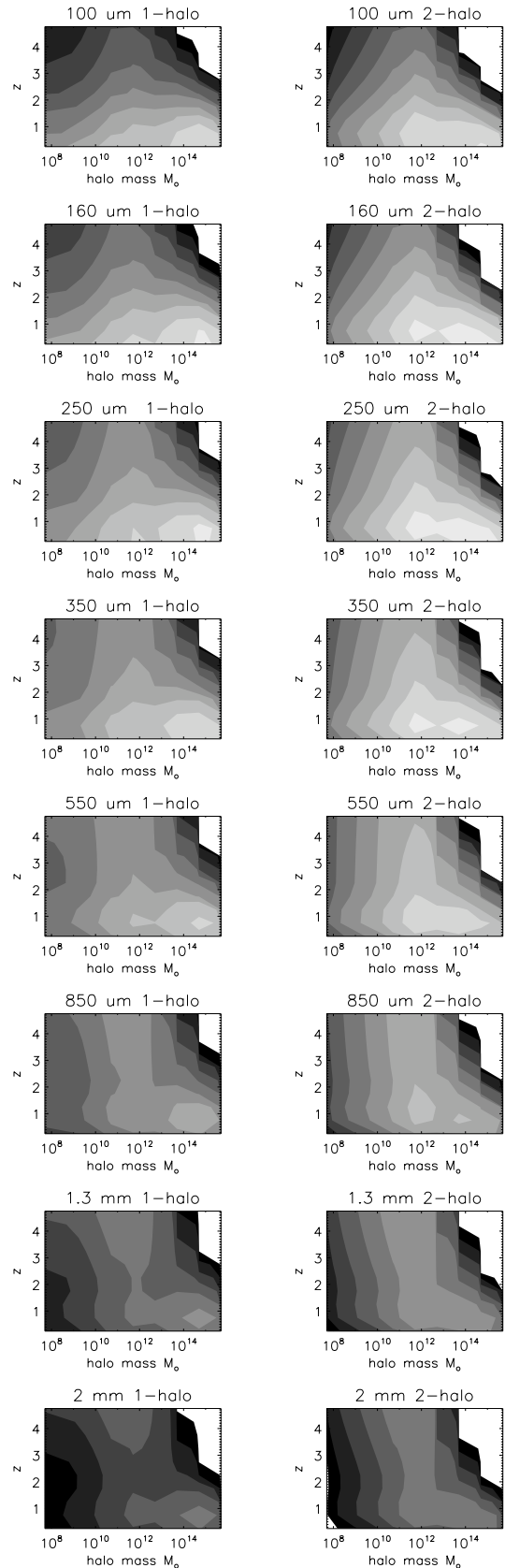


Fig. 10. Contribution of halo masses and redshift to the C_ℓ from $100\ \mu\text{m}$ to $2\ \text{mm}$. The first column shows the redshift and mass contribution to the 1-halo term ($\ell = 2002$) and the second column represents the same contributions to the 2-halo term ($\ell = 100$). The light grey corresponds to the highest contribution to the C_ℓ s. The step of the color range is logarithmic. The 1-halo term is dominated by high masses at low z at all wavelength. At all wavelength, the 2-halo term is dominated by a large range of masses at low z and by intermediate masses at higher z . The 1- and 2-halo term are sensitive to different mass regimes. The former to high mass halos and the latter to intermediate mass halos.

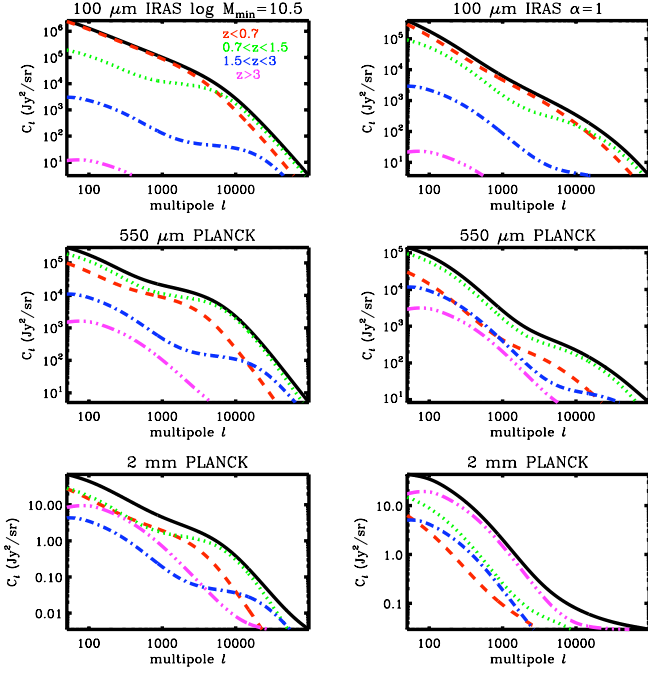


Fig. 11. Redshift distribution for several wavelengths for halo parameters different from the values of the fiducial model. The left panels are for $\log M_{min} = 10.5$ and the right panels are for $\alpha = 1$. The redshift distribution depends strongly on the chosen halo parameters although the same trend is observed: the low redshift dominate at short wavelengths, this contribution decreases with the wavelength and as the wavelength gets longer the contribution of high redshifts increases.

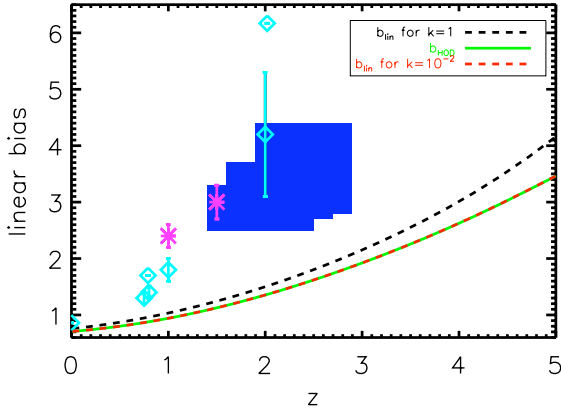


Fig. 12. Linear bias for several values of k and HOD bias. Light blue squares show biases values from resolved galaxies and pink crosses represent biases from unresolved galaxies measurements (See Table 4).

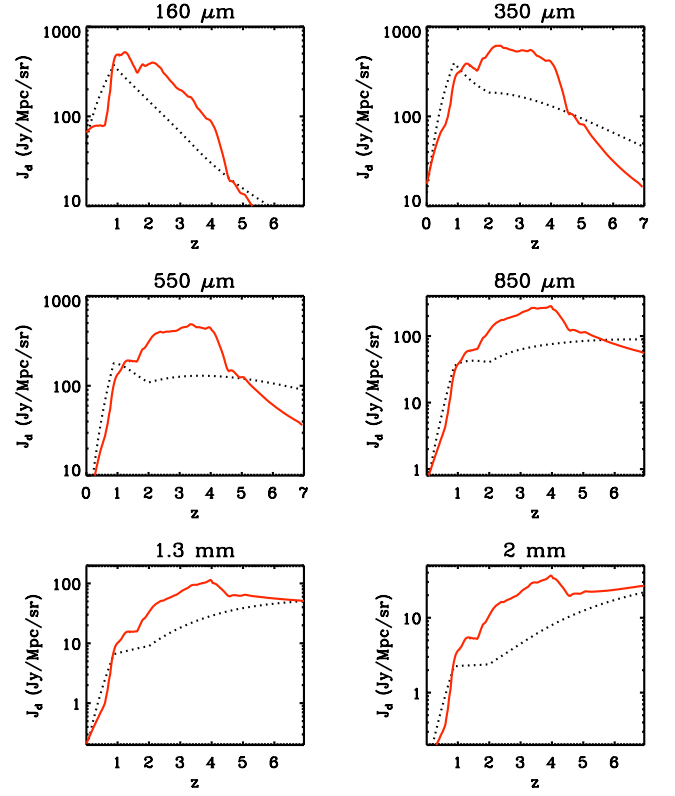


Fig. 13. Emissivities used by Viero et al. (2009) coming from Lagache et al. (2004) (red continuous line) and ours (black dotted line) coming from Béthermin et al. (2011) at several wavelengths.

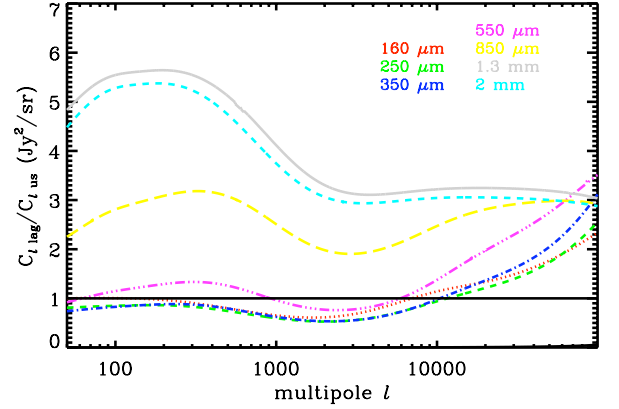


Fig. 14. Power spectra ratios computed using the emissivities of Lagache et al. (2004) ($C_{l,lag}$) and ($C_{l,us}$) computed with our emissivities for several wavelengths.

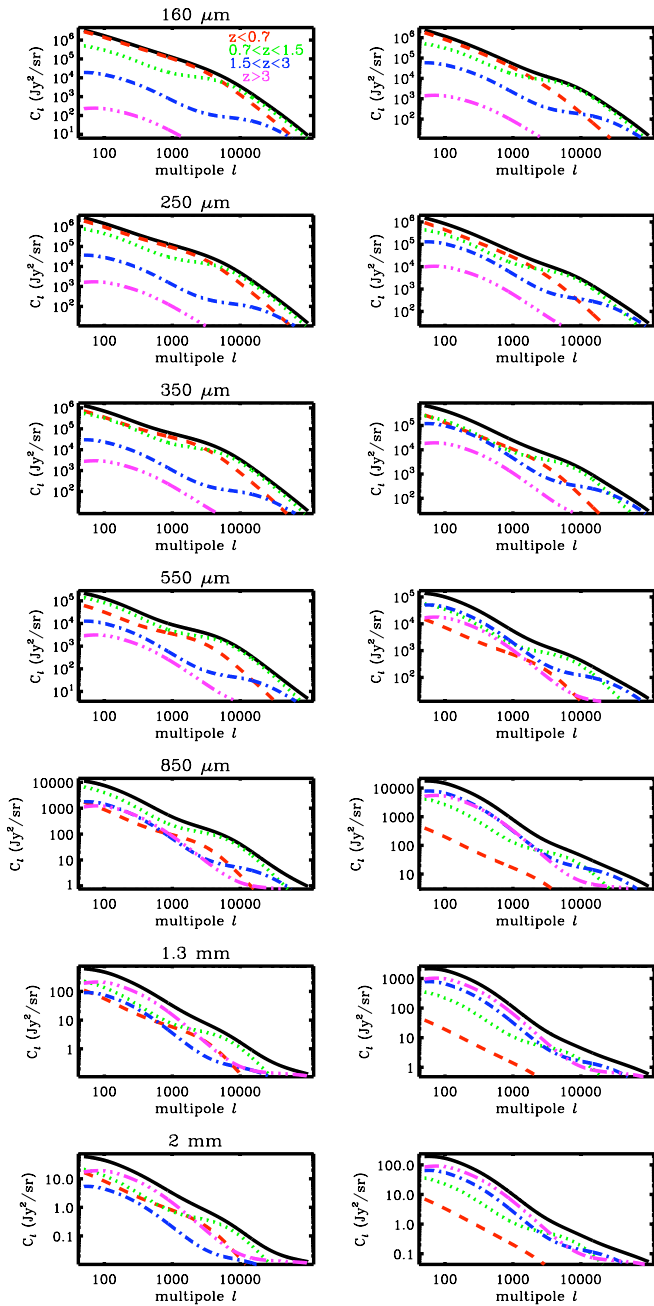


Fig. 15. Redshift contribution to the C_l at several wavelengths using our emissivities on the left and using Lagache et al. (2004) emissivity on the right. In both cases, the contribution of high redshift increases with the wavelength but the evolution goes faster with Lagache et al. (2004) emissivities. These redshift distributions are strongly varying with the halo parameters (see Fig. 10)

Annexe E

3ème article

Cet article a été publié par A&A.

Modeling the evolution of infrared galaxies: a parametric backward evolution model

M. Béthermin^{1,2}, H. Dole^{1,2}, G. Lagache^{1,2}, D. Le Borgne³, and A. Penin^{1,2}

Univ Paris-Sud, Laboratoire IAS, UMR8617, 91405 Orsay Cedex, France
e-mail: matthieu.bethermin@ias.u-psud.fr
CNRS, Orsay, 91405

Institut d'Astrophysique de Paris (IAP), UMR 7095 CNRS, UPMC, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

Received 30 September 2010 / Accepted 20 January 2011

ABSTRACT

Aims. We attempt to model the infrared galaxy evolution in as simple a way as possible and reproduce statistical properties such as the number counts between 15 μm and 1.1 mm, the luminosity functions, and the redshift distributions. We then use the fitted model to interpret observations from *Spitzer*, AKARI, BLAST, LABOCA, AzTEC, SPT, and *Herschel*, and make predictions for *Planck* and future experiments such as CCAT or SPICA.

Methods. This model uses an evolution in density and luminosity of the luminosity function parametrized by broken power-laws with two breaks at redshift ~ 0.9 and 2, and contains the two populations of the Lagache model: normal and starburst galaxies. We also take into account the effect of the strong lensing of high-redshift sub-millimeter galaxies. This effect is significant in the sub-mm and mm range near 50 mJy. It has 13 free parameters and eight additional calibration parameters. We fit the parameters to the IRAS, *Spitzer*, *Herschel*, and AzTEC measurements with a Monte Carlo Markov chain.

Results. The model adjusted to deep counts at key wavelengths reproduces the counts from mid-infrared to millimeter wavelengths, as well as the mid-infrared luminosity functions. We discuss the contribution to both the cosmic infrared background (CIB) and the infrared luminosity density of the different populations. We also estimate the effect of the lensing on the number counts, and discuss the discovery by the South Pole Telescope (SPT) of a very bright population lying at high redshift. We predict the contribution of the lensed sources to the *Planck* number counts, the confusion level for future missions using a $P(D)$ formalism, and the Universe opacity to TeV photons caused by the CIB. Material of the model (software, tables and predictions) is available online*.

Key words. diffuse radiation – galaxies: statistics – galaxies: evolution – galaxies: star formation – infrared: galaxies – submillimeter: galaxies

1. Introduction

The extragalactic background light (EBL) is the relic emission from galaxy formation and accretion processes since the recombination. The infrared ($8 \mu\text{m} < \lambda < 1000 \mu\text{m}$) part of this emission called the cosmic infrared background (CIB) was detected for the first time by Puget et al. (1996) and contains about half of the energy of the EBL (Dole et al. 2006; Béthermin et al. 2010a). Nevertheless, in the local universe, the optical/UV emissions is three times brighter than infrared/sub-millimeter ones (Soifer & Neugebauer 1991; Driver et al. 2008). This pseudo-paradox is explained by a strong evolution in the infrared galaxy properties.

The infrared luminosity density is dominated by normal galaxies ($L_{\text{IR,bolometric}} < 10^{11} L_{\odot}$) in the local Universe (Saunders et al. 1990). At higher redshift, it is dominated by luminous infrared galaxies (LIRG, $10^{11} L_{\odot} < L_{\text{IR,bolometric}} < 10^{12} L_{\odot}$) at $z = 1$ (Le Flocc'h et al. 2005) and ultra-luminous infrared galaxies (ULIRG, $10^{12} L_{\odot} < L_{\text{IR,bolometric}} < 10^{13} L_{\odot}$) at $z = 2$ (Caputi et al. 2007). The infrared luminosity of these galaxies is correlated to the star formation rate (Kennicutt 1998). Thus, modeling this rapid evolution of the infrared galaxies is very important to understand the history of the star formation.

The physical models (such as Lacey et al. 2010; Wilman et al. 2010; Younger & Hopkins 2011, for the latest) use a physical approach based on semi-analytical recipes and dark matter numerical simulations. They use a limited set of physical parameters, but nowadays they poorly reproduce some basic observational constraints such as the infrared-galaxy number counts (Oliver et al. 2010).

The backward evolution models (like Lagache et al. 2004; Franceschini et al. 2010; Rowan-Robinson 2009; Valiante et al. 2009) use an evolution the luminosity function (LF) of the galaxies to reproduce empirically the galaxy counts, and other constraints. These models describe only the evolution and contain little physics. The parameters of these models were tuned manually to fit observational constraints. Le Borgne et al. (2009) used another approach and performed a non-parametric inversion of the counts to determine the LF. Nevertheless, this approach is complex, uses only one population of galaxy, and does not manage to reproduce the 160 μm number counts. An other fully-empirical approach was used by Domínguez et al. (2011). They fitted the SED from UV to mid-infrared of detected galaxies and extrapolated the far-infrared spectral energy distribution of these galaxies and the contribution of faint populations. Nevertheless, their model aims only to reproduce the CIB, although its ability to reproduce other constraints such as the number counts has not been tested.

* <http://www.ias.u-psud.fr/irgalaxies/>

The Balloon-borne Large-Aperture Submillimeter Telescope (BLAST) experiment (Pascale et al. 2008; Devlin et al. 2009) and the spectral and photometric imaging receiver (SPIRE) instrument (Griffin et al. 2010) onboard the *Herchel* space telescope (Pilbratt et al. 2010) performed recently new observations in the sub-mm at 250, 350, and 500 μm . In their current version, most of the models fail to reproduce the number counts measured at these wavelengths (Patanchon et al. 2009; Béthermin et al. 2010b; Clements et al. 2010; Oliver et al. 2010). The Valiante et al. (2009) model gives the best results, using a Monte Carlo approach (sources are randomly taken in libraries) to simulate the temperature scatter and the heterogeneity of the active galactic nucleus (AGN) populations, but this model strongly disagrees with the recent measurements of the redshift distribution of the CIB by Jauzac et al. (2011). It is thus necessary to develop new models that reproduce the recent far-infrared and sub-mm observations.

The discovery of very bright and high-redshift dusty galaxies by Vieira et al. (2010) with the South Pole Telescope (SPT) suggests that the contribution of high-redshift galaxies strongly lensed by dark matter halos of massive low-redshift galaxies on the bright sub-millimeter and millimeter counts is non-negligible. This contribution was discussed by Negrello et al. (2007) and observational evidence of this phenomenon was found by Negrello et al. (2010). We can also cite the simplified approach of Lima et al. (2010), who reproduced the AzTEC and SPT counts using a single population of galaxies with a Schechter LF at a single redshift and a lensing model. We can also cite Hezaveh & Holder (2010) on the effect of the lensing on the SPT counts, based on an advanced lensing model.

We present a new simple and parametric model based on Lagache et al. (2004) SED libraries, which reproduces the new observational constraints. The parameters of this model (13 free parameters and eight calibration parameters) were fitted from a large set of recent observations using a Monte Carlo Markov chain (MCMC) method, allowing us to study degeneracies between the parameters. This model also includes the effects of the strong lensing on the observations. We make predictions about the confusion limit for future missions, the high-energy opacity of the Universe, and the effects of strong lensing on the counts. This model is plugged into a halo model to study the spatial distribution of the infrared galaxies in a companion paper (Penin et al., in prep.). We note that another study also using MCMC methods was performed by Marsden et al. (2011) at the same time as ours.

We use the WMAP seven-years best-fit ΛCDM cosmology model (Larson et al. 2011) in this paper. We thus assume that $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.734$, and $\Omega_m = 0.266$.

2. Approach

The backward evolution models are not based on physical parameters. Each model uses different evolving populations to reproduce the observational constraints. Some models (such as Franceschini et al. 2010; Rowan-Robinson 2009) use four galaxy populations evolving separately to reproduce the observations. Valiante et al. (2009) take randomly galaxy SEDs from a very large library of templates and claim that the contribution of the AGNs and the dispersion in the dust temperature of the galaxies must be taken into account to reproduce the observational constraints. Our approach is to keep the model as simple as possible, but to use advanced methods to constrain its free parameters. This new parametric model can be used as an input for halo modeling or $P(D)$ analysis for instance.

As we show, we need neither an AGN contribution nor a temperature dispersion to reproduce the current observational constraints. In the local Universe, the AGNs only dominate in the ULIRG regime (Imanishi 2009). Alexander et al. (2005) estimate an AGN contribution of 8% to the submillimeter galaxies (SMG). Fadda et al. (2010) showed that the proportion of AGN-dominated sources is rather small for LIRGs at $z \sim 1$ (5%) and ULIRGs around $z \sim 2$ (12%). Jauzac et al. (2011) demonstrated that the AGN contribution to the CIB is less than 10% at $z < 1.5$. These categories of luminosity dominate the infrared output at their redshift. The small contribution of AGNs to these categories explains why AGNs are not necessary to reproduce the mean statistical properties of the galaxies. Nevertheless, despite their small contribution to the infrared output, the AGNs play a central role in the physics of galaxies.

Our model takes into account the strong lensing of high redshift galaxies by the dark matter halos of elliptical galaxies. According to the results of Sect. 7.3, the effect of the lensing on the counts we fitted is smaller than 10%. The model of lensing does not have free parameters. It is based on the WMAP seven-years best-fit cosmology and on some parameters taken at values given by the literature. The lensing is thus not useful to reproduce the current observations, but is necessary to make predictions at bright fluxes ($>100 \text{ mJy}$) in the sub-mm and mm range, where the effects of the lensing are large.

3. Description of the model

3.1. Basic formulae

The flux density S_ν at a frequency ν of a source lying at a redshift z is (Hogg 1999) is

$$S_\nu = \frac{(1+z)L_{(1+z)\nu}}{4\pi D_L^2(z)}, \quad (1)$$

where z is the redshift, D_L is the luminosity distance of the source, and $L_{(1+z)\nu}$ is the luminosity at a frequency $(1+z)\nu$. The comoving volume corresponding to a redshift slice between z and $z + dz$ and a unit solid angle is

$$\frac{dV}{dz} = D_H \frac{(1+z)^2 D_A^2}{\sqrt{\Omega_\Lambda + (1+z)^3 \Omega_m}}, \quad (2)$$

where D_H is the Hubble distance ($D_H = c/H_0$), D_A the angular distance to the redshift z , and Ω_m and Ω_Λ are the normalized energy density of the matter and the cosmological constant, respectively.

3.2. Bolometric luminosity function and its evolution

We assume that the luminosity function (LF) is a classical double-exponential function (Saunders et al. 1990)

$$\Phi(L_{\text{IR}}) = \Phi_\star \times \left(\frac{L_{\text{IR}}}{L_\star}\right)^{1-\alpha} \times \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2} \log_{10}^2\left(1 + \frac{L_{\text{IR}}}{L_\star}\right)\right], \quad (3)$$

where $\Phi(L_{\text{IR}})$ is the number of sources per logarithm of luminosity and per comoving volume unit for an infrared bolometric luminosity L_{IR} , Φ_\star is the normalization constant characterizing the density of sources, L_\star is the characteristic luminosity at the break, and $1 - \alpha$ and $1 - \alpha - 1/\sigma^2/\ln^2(10)$ are the slope of the asymptotic power-law behavior at, respectively, low and high luminosity.

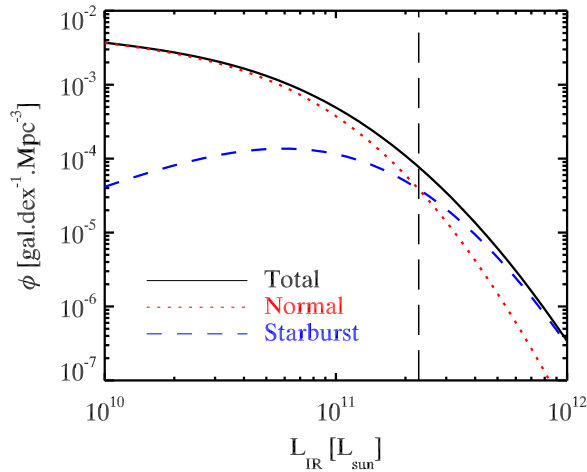


Fig. 1. Solid line: local infrared bolometric luminosity function from our best-fit model. Red dotted line: contribution of the normal galaxies. Blue dashed line: contribution of the starburst galaxies. Black vertical long dashed line: luminosity of the transition between the two populations (L_{pop}).

We assume a continuous evolution in luminosity and density of the luminosity function with the redshift of the form $L^* \propto (1+z)^{r_L}$ and $\Phi^* \propto (1+z)^{r_\phi}$, where r_L and r_ϕ are coefficients driving the evolution in luminosity and density, respectively. It is impossible to reproduce the evolution of the LF with constant r_L and r_ϕ . We consequently authorize their value to change at some specific redshifts. The position of these breaks are the same for both r_L and r_ϕ . The position of the first redshift break is a free parameter and converges to the same final value for initial values between 0 and 2. To avoid a divergence at high redshift, we also add a second break fixed at $z = 2$.

3.3. Spectral energy distribution (SED) of the galaxies

We use the [Lagache et al. \(2004\)](#) SED library. This library contains two populations: a starburst and a normal one. This library is parametrized only by the infrared bolometric luminosity (L_{IR}). There is no evolution of the SED with redshift. The normal population has that is a spectrum typical of a spiral galaxy. The SED of this population does not evolve with L_{IR} . In contrast, the starburst SED evolves with L_{IR} . The brighter the starburst galaxy, the hotter the dust.

The normal galaxies are dominant at low luminosity and the starburst at high luminosity. We thus chose arbitrarily a smooth function to describe the fraction of starburst galaxies as a function of the bolometric luminosity L_{IR}

$$\frac{\Phi_{\text{starburst}}}{\Phi} = \frac{1 + \text{th}[\log_{10}(L_{\text{IR}}/L_{\text{pop}})/\sigma_{\text{pop}}]}{2}, \quad (4)$$

where th is the hyperbolic tangent function, L_{pop} is the luminosity at which the number of normal and starburst galaxies are equal, and σ_{pop} characterizes the width of the transition between the two populations. At $L_{\text{IR}} = L_{\text{pop}}$, the fraction of starbursts is 50%. The fraction of starbursts is 88% at $L_{\text{IR}} = L_{\text{pop}} \times 10^{\sigma_{\text{pop}}}$, and 12% at $L_{\text{IR}} = L_{\text{pop}} \times 10^{-\sigma_{\text{pop}}}$. The contribution of the different populations to the local infrared bolometric LF is shown in [Fig. 1](#).

3.4. Observables

The number counts at different wavelengths are an essential constraint of our model. The source extraction biases are in general accurately corrected for these observables. The counts are computed with the formula

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dS_\nu d\Omega}(S_\nu) &= \sum_{\text{pop}} \int_0^\infty f_{\text{pop}}(L_{\text{IR}}) \frac{dN}{dL_{\text{IR}} dV} \Big|_{L_{\text{IR}}(S_\nu, z, \text{pop})} \frac{dL_{\text{IR}}}{dS_\nu} \frac{dV}{dz d\Omega} dz \\ &= \sum_{\text{pop}} \int_0^\infty \frac{dN}{dS_\nu dz d\Omega} dz, \end{aligned} \quad (5)$$

where $dN/dS_\nu/d\Omega$ is the number of source per flux unit and per solid angle, $f_{\text{pop}}(L_{\text{IR}})$ is the fraction of the sources of a given galaxy population computed with [Eq. \(4\)](#), and $dN/dL_{\text{IR}}/dV$ is computed from [Eq. \(3\)](#) to be

$$\frac{dN}{dL_{\text{IR}} dV} = \frac{dN}{d\log_{10}(L_{\text{IR}}) L_{\text{IR}} \log(10) dV} = \frac{\Phi(L_{\text{IR}})}{L_{\text{IR}} \log(10)}, \quad (6)$$

where $L_{\text{IR}}(S_\nu, z, \text{pop})$ and dL_{IR}/dS_ν were computed on a grid in S_ν and z from the cosmology and the SED templates. These grids depend on neither the evolution of the LF nor the population mixing parameters. These grids are thus generated only once and saved to accelerate the computation of the counts. We note that with this method, it is very easy to change the SED templates and/or add other populations.

Other measurements help us to constrain our model. For example, the monochromatic luminosity Φ_{mono} function at a given redshift is

$$\Phi_{\text{mono}} = \sum_{\text{pop}} f_{\text{pop}}(L_{\text{IR}}(\nu L_\nu)) \phi(L_{\text{IR}}(\nu L_\nu)) \frac{d\log_{10}(L_{\text{IR}})}{d(\nu L_\nu)}. \quad (7)$$

We do not use the bolometric LFs, because they are biased by the choice of the assumed SED of the sources.

We can also compute the redshift distribution $N(z)$ for a selection in terms of flux $S_\nu > S_{\nu, \text{cut}}$ with

$$N(z, S_{\text{cut}}) = \int_{S_{\nu, \text{cut}}}^\infty \frac{dN}{dS_\nu dz} dS_\nu. \quad (8)$$

The extragalactic background due to the galaxies at a given wavelength is

$$B_\nu = \int_{z=0}^\infty \int_{S_\nu=0}^\infty S_\nu \frac{dN}{dS_\nu dz d\Omega} dS_\nu dz = \int_{S_\nu=0}^\infty S_\nu \frac{dN}{dS_\nu d\Omega} dS_\nu, \quad (9)$$

and can be compared to the measurements of the CIB.

The level of the non-correlated fluctuations (shot-noise) of the CIB can be easily computed from our model with the equation

$$P_{\text{SN}} = \int_0^{S_{\nu, \text{cut}}} S_\nu^2 \frac{dN}{dS_\nu d\Omega} dS_\nu, \quad (10)$$

where P_{SN} is the level of the non-correlated fluctuations and $S_{\nu, \text{cut}}$ the flux limit for the cleaning of the resolved sources.

3.5. Effect of the strong lensing on the counts

We use a simple strong-lensing model based on [Perrotta et al. \(2001, 2002\)](#), which assumes that the dark matter halos are singular isothermal spheres. The cross-section σ of a halo for a magnification μ larger than μ_{min} is

$$\sigma(\mu > \mu_{\text{min}}) = \frac{4\pi\alpha^2 D_{A, \text{ls}}}{\mu^2}, \quad (11)$$

where $D_{A,ls}$ is the angular-diameter distance between the lens and the source and α is given by

$$\alpha = 4\pi \frac{\sigma_v^2}{c^2}, \quad (12)$$

where c is the speed of light and σ_v the velocity dispersion in the halo, which depends on the cosmology, the redshift, and the mass of the halo.

The probability $P(\mu_{\min}, z_s)$ that a source at a redshift z_s is magnified by a factor greater than μ_{\min} is

$$P(\mu > \mu_{\min}, z_s) = \frac{(1+z_s)^2}{4\pi D_c(z_s)} \int_0^{z_s} \int_0^\infty \frac{dN}{d(\log_{10}(M)) dV} \times \sigma(\mu > \mu_{\min}) \frac{dV}{dz} dM dz, \quad (13)$$

where z_s is the redshift of the source, D_c the comoving radial distance, $\frac{dN}{d(\log_{10}(M)) dV}$ is the halo mass function, and $\frac{dV}{dz}$ is the comoving volume associated with the redshift slice dz . We use the halo mass function of [Reed et al. \(2007\)](#).

The counts derived by our model take into account the fact that a small fraction of the sources are gravitationally magnified, i.e., the observed number counts taking into account the lensing $(dN/dS_\nu/d\Omega)_{\text{lensed}}$ are computed from initial counts $dS_\nu/dz/d\Omega$ with

$$\left(\frac{dN}{dS_\nu d\Omega} \right)_{\text{lensed}}(S_\nu) = \int_0^\infty \int_{\mu_{\min}}^{\mu_{\max}} \frac{dP}{d\mu}(z) \frac{1}{\mu} \frac{dN}{dS_\nu dz d\Omega} \left(\frac{S_\nu}{\mu}, z \right) d\mu dz. \quad (14)$$

In practice, this operation is performed by multiplying the vector containing the counts for a given redshift slice by a matrix describing the effects of lensing. This lensing matrix has diagonal coefficients values of around 1, and small ($<10^{-3}$) non-diagonal terms. These non-diagonal terms describe how the magnified faint sources affect the counts at brighter fluxes. The effect of the lensing on the monochromatic luminosity function was computed in the same way. We chose $\mu_{\min} = 2$, which corresponds to the limit of the validity of the strong-lensing hypothesis ([Perrotta et al. 2001](#)). The spatial extension of the lensed galaxies limits the maximum magnification. According to [Perrotta et al. \(2002\)](#), μ_{\max} is in the range 10–30. We chose to use $\mu_{\max} = 20$ in this paper. [Negrello et al. \(2007\)](#) used $\mu_{\min} = 2$ and $\mu_{\max} = 15$.

Figure 2 illustrates how number counts are affected by lensing. This figure is based on the number counts predicted by the model at $850 \mu\text{m}$ where the probability of magnification has been multiplied by a factor 10 to enhance the effect. The green dashed line represents contribution of the lensed sources. Owing to the magnification, the peak of this contribution is at higher flux than for non-lensed sources, and because of the small probability of lensing, the peak is lower than for non-lensed sources. This effect of the magnification on the counts become non-negligible when the slope of the counts is very steep, as in the sub-mm and mm domain.

4. Fitting the model parameters to the data

Our model has several free parameters. We attempted to use the minimum number of free parameters, which were determined by fitting the model to published measurements of the counts and LFs. We used a Monte Carlo Markov chain (MCMC) to identify the best-fit parameters, their uncertainties, and their degeneracies. We do not fit the measured redshift distributions, because the cosmic variance and the selection effects are currently not accurately enough known.

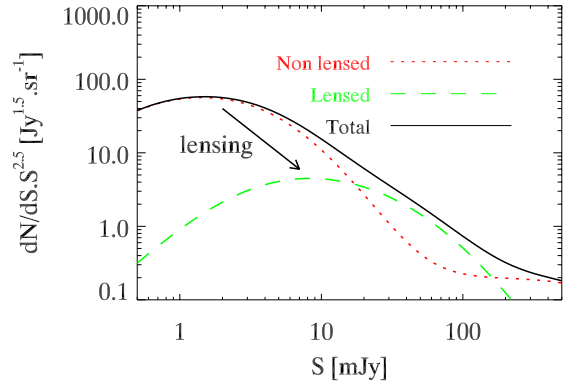


Fig. 2. Effect of the lensing on the number counts at 850 microns. The contribution of lensed sources is multiplied by ten to underline the effect of the lensing on the counts. Red dotted line: counts of non-lensed sources. Green dashed line: counts of lensed sources. Black solid line: total counts.

4.1. Data: extragalactic number counts

4.1.1. Data used for the fit

We chose to fit the following data:

- *Spitzer* MIPS counts of [Béthermin et al. \(2010a\)](#) at 24, 70, and 160 μm ;
- *Herschel* SPIRE [Oliver et al. \(2010\)](#) counts at 250, 350, and 500 μm ;
- AzTEC counts of [Austermann et al. \(2010\)](#) and [Scott et al. \(2010\)](#) at 1.1 mm.

4.1.2. Justification of our choice

We fit only the differential number counts since the integral counts are highly correlated and the correlation matrix is rarely estimated.

The number counts were measured at numerous bands between 15 μm and 1.1 mm. We chose a collection of points. We were guided by the reliability of the measurements and their error bars.

Number counts at 15 μm based on Infrared Space Observatory (ISO) data ([Elbaz et al. 1999](#); [Grupponi et al. 2002](#)) and the AKARI data ([Pearson et al. 2010](#); [Hopwood et al. 2010](#)) differ by a factor of about 2, and their errors do not include the effects of cosmic variance. The results of these papers were not used for the fit. Nevertheless, we compared a posteriori these measurements to our own results to check for consistency in Sect. 5.4.

We fitted the *Spitzer* MIPS counts of [Béthermin et al. \(2010a\)](#) at 24, 70, and 160 μm . These points were measured from the data of FIDEL, COSMOS, and SWIRE legacy programs. The errors bars take into account the cosmic variance. These counts agree with the previous *Spitzer* measurements of [Papovich et al. \(2004\)](#), [Shupe et al. \(2008\)](#), [Le Floc’h et al. \(2009\)](#), and [Frayser et al. \(2009\)](#) and *Herschel* measurements of [Berta et al. \(2010\)](#) (in which the different fields were not combined).

At 250 μm , 350 μm , and 500 μm , we fitted the *Herschel* SPIRE counts of [Oliver et al. \(2010\)](#) which take into account the cosmic variance and the deboosting uncertainty. These counts agree with the BLAST measurements of [Patanchon et al. \(2009\)](#)

and Béthermin et al. (2010b) and the *Herschel* measurements of Clements et al. (2010). We chose Oliver et al. (2010) counts because *Herschel* data are points more accurate than BLAST ones and because Clements et al. (2010) counts use only Poissonian error bars, which could be largely underestimated. For instance, Béthermin et al. (2010a) estimate that the Poissonian uncertainties underestimate the real sample uncertainties by a factor three for counts around 100 mJy at 160 μm in a 10 deg² field.

We do not fit the 850 μm because of the large discrepancies between the Submillimeter Common-User Bolometer Array (SCUBA) observations (Coppin et al. 2006) and the Large APEX BOLometer CAmera (LABOCA) observations (Weiß et al. 2009). We discuss this problem in the Sect. 5.4.

We fitted the AzTEC measurements at 1.1 mm of Austermann et al. (2010) and Scott et al. (2010). The area covered by AzTEC is small compared to that covered by *Spitzer* and *Herschel*. We used two independent measurements of the AzTEC counts to increase the weight of the mm observations in our fit.

4.2. Data: monochromatic luminosity functions

4.2.1. Data used for the fit

We chose to fit the following data:

- InfraRed Astronomical Satellite (IRAS) local luminosity function at 60 μm of Saunders et al. (1990);
- *Spitzer* local luminosity function at 24 μm of Rodighiero et al. (2010);
- *Spitzer* luminosity function at 15 μm at $z = 0.6$ of Rodighiero et al. (2010);
- *Spitzer* luminosity function at 12 μm at $z = 1$ of Rodighiero et al. (2010);
- *Spitzer* luminosity function at 8 μm at $z = 2$ of Caputi et al. (2007).

4.2.2. Justification of our choice

We fitted some monochromatic luminosity functions. We chose only wavelengths and redshifts for which no K-corrections are needed. These observations strongly constrain the parameters driving the redshift evolutions of our model.

From the Rodighiero et al. (2010) LFs measured with the *Spitzer* data at 24 μm , we computed three non K-corrected LFs at $z = 0, 0.6,$ and 1 . We used their local LF at 24 μm . At $z = 0.6$ and 1 , instead of directly using their results in their redshift bins, we combined their 15 μm LF at $z = 0.6$ (respectively, 12 μm LF at $z = 1$) in the $0.45 < z < 0.6$ and $0.6 < z < 0.8$ bins (respectively, $0.8 < z < 1.0$ and $1.0 < z < 1.4$) to obtain our version of the 15 μm LF at $z = 0.6$ (respectively, 12 μm LF at $z = 1$). The error in a point is the maximum of the combined statistical errors of the two bins and the difference between the measurements in the two bins. The second value is often larger because of the rapid evolution of the LF and the cosmic variance. We fitted only the points that do not suffer incompleteness to avoid possible biases. We also fitted the 8 μm at $z = 2$ of Caputi et al. (2007).

We also fitted the local LF at 60 μm determined from IRAS data (Saunders et al. 1990) to better constrain the faint-end slope of the local LF. Owing to the strong AGN contamination at 60 μm in the ULIRG regime, we did not fit the points brighter than $10^{11.5} L_{\odot}$ at 60 μm .

4.3. Data: CIB

The bulk of the CIB is not resolved at SPIRE wavelengths. We thus used the absolute measurement of the CIB level in SPIRE bands as a constraint of our model. We used the Lagache et al. (1999) measurement derived from the far-infrared absolute spectrophotometer (FIRAS) data: $11.7 \pm 2.9 \text{ nW m}^2 \text{ sr}^{-1}$ at 250 μm , $6.4 \pm 1.6 \text{ nW m}^2 \text{ sr}^{-1}$ at 350 μm , and $2.7 \pm 0.7 \text{ nW m}^2 \text{ sr}^{-1}$ at 500 μm . We assume that the CIB is only due to galaxies, thus neglect any possible extragalactic diffuse emission.

4.4. Calibration uncertainties

The calibration uncertainty is responsible for correlated uncertainties between points measured at a given wavelength with the same instrument. A change in the calibration globally modifies both the number counts and the LF. Assuming that the “good” calibration is obtained by multiplying the fluxes by a factor γ , the “good” normalized counts are obtained with $S_{\text{new}} = \gamma S$ and $(S_{\text{good}}^{2.5} dN/dS_{\text{good}}) = \gamma^{1.5} (S^{2.5} dN/dS)$. The effect on the LF in dex per volume unit is more simple. We just have to shift the luminosity in abscissa by a factor γ .

To our free parameters, we added a calibration parameter for each fitted band (see Table 2). We took into account the uncertainties in the calibration estimated by the instrumental team, in our fit (Stansberry et al. 2007; Gordon et al. 2007; Engelbracht et al. 2007; Swinyard et al. 2010; Scott et al. 2010).

4.5. Fitting method

To fit our points, we assumed that the uncertainties in both the measurements and calibrations are Gaussian and uncorrelated. The log-likelihood is then

$$-\log(L(\theta)) = \sum_{k=1}^{N_{\text{points}}} \frac{(m_k - m_{\text{model},k}(\theta))^2}{2\sigma_m^2} + \sum_{b=1}^{N_{\text{band}}} \frac{(\gamma_b - 1)^2}{2\sigma_{\text{calib},b}^2}, \quad (15)$$

where L is the likelihood, θ the parameters of the model, m_k a measurement, $m_{\text{model},k}$ the prediction of the model for the same measurement, σ_m the measurement uncertainty on it, γ_b the calibration parameter of the band b , and $\sigma_{\text{calib},b}$ the calibration uncertainty for this band.

We used a Monte Carlo Markov chain (MCMC) Metropolis-Hastings algorithm (Chib & Greenberg 1995; Dunkley et al. 2005) to fit our model. The method consists of a random walk in the parameter space. At each step, a random shift of the parameters is performed using a given fixed proposal density. The new step n is accepted with a probability of 1 if $L(\theta_n) > L(\theta_{n-1})$ or otherwise a probability $L(\theta_n)/L(\theta_{n-1})$. The distribution of the realization of the chain is asymptotically the same as the underlying probability density. This property is thus very convenient to determine the confidence area of the model parameters.

We used the Fisher matrix formalism to determine the proposal density of the chain from initial parameters values that had been set manually. The associated Fisher matrix is

$$F_{ij}(\theta) = \sum_{k=1}^{N_{\text{point}}} \frac{\partial m_{\text{model},k}}{\partial \theta_i} \frac{\partial m_{\text{model},k}}{\partial \theta_j} \frac{1}{2\sigma_m^2} \left(+ \frac{1}{2\sigma_{\text{calib},b}^2} \right), \quad (16)$$

where θ is a vector containing the model and calibration (γ_b) parameters. The term in brackets appears only for the diagonal terms corresponding to a calibration parameter. We performed a first short chain (10 000 steps) and computed a new proposal

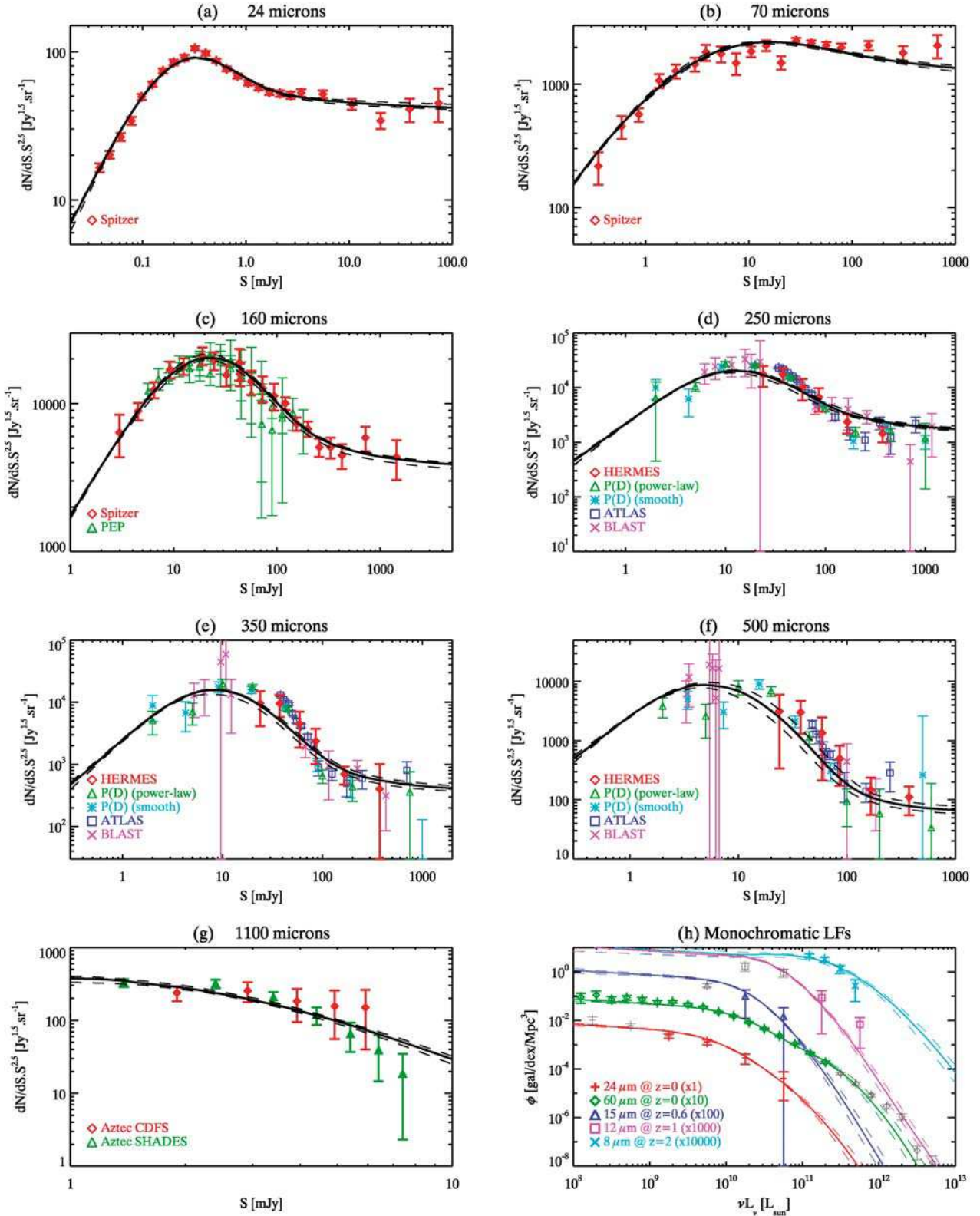


Fig. 3. a)–f) Differential extragalactic number counts used for the fit. h) Monochromatic LFs at different wavelengths and redshifts. a)–h) The fitted points are thicker. Black solid line: our best-fit model. Black dashed line: 1- σ range of the model. a)–c) Red diamonds: Béthermin et al. (2010a) *Spitzer* legacy number counts. c) Green triangles: Berta et al. (2010) *Herschel*/PEP number counts. d)–f) Red diamonds: Oliver et al. (2010) *Herschel*/Hermes number counts. Green triangles: Glenn et al. (2010) *Herschel*/Hermes *P(D)* analysis. Clements et al. (2010) *Herschel*/ATLAS number counts. Purple cross: Béthermin et al. (2010b) BLAST number counts. g) Green triangles: Scott et al. (2010) AzTEC number counts in the SHADES field. h) Red plus: Rodighiero et al. (2010) local 24 μm LF (not fitted points in grey). Green diamonds: Saunders et al. (1990) local 60 μm LF (shifted by a factor 10 on the y -axis; not fitted points in grey); blue triangles: Rodighiero et al. (2010) 15 μm LF at $z = 0.6$ (shifted by a factor 100 on the y -axis; not fitted points in grey). Purple squares: Rodighiero et al. (2010) 12 μm LF at $z = 1$ (shifted by a factor 1000 on the y -axis; not fitted points in grey). Cyan crosses: Caputi et al. (2007) 8 μm LF at $z = 2$ (shifted by a factor 10 000 on the y -axis).

Table 1. Parameters of our model fitted to our selection of infrared observations.

Parameter	Description	Value
α	Faint-end slope of the infrared bolometric LF	1.223 ± 0.044
σ	Parameter driving the bright-end slope of the LF	0.406 ± 0.019
$L_*(z=0)$ ($\times 10^{10} L_\odot$)	Local characteristic luminosity of the LF	2.377 ± 0.363
$\phi_*(z=0)$ ($\times 10^{-3}$ gal/dex/Mpc ³)	Local characteristic density of the LF	3.234 ± 0.266
$r_{L_*,lz}$	Evolution of the characteristic luminosity between 0 and $z_{\text{break},1}$	2.931 ± 0.119
$r_{\phi_*,lz}$	Evolution of the characteristic density between 0 and $z_{\text{break},1}$	0.774 ± 0.196
$z_{\text{break},1}$	Redshift of the first break	0.879 ± 0.052
$r_{L_*,mz}$	Evolution of the characteristic luminosity between $z_{\text{break},1}$ and $z_{\text{break},2}$	4.737 ± 0.301
$r_{\phi_*,mz}$	Evolution of the characteristic density of between $z_{\text{break},1}$ and $z_{\text{break},2}$	-6.246 ± 0.458
$z_{\text{break},2}$	Redshift of the second break	2.000 (fixed)
$r_{L_*,hz}$	Evolution of the characteristic luminosity for $z > z_{\text{break},2}$	0.145 ± 0.460
$r_{\phi_*,hz}$	Evolution of the characteristic density for $z > z_{\text{break},2}$	-0.919 ± 0.651
L_{pop} ($\times 10^{10} L_\odot$)	Luminosity of the transition between normal and starburst templates	23.677 ± 2.704
σ_{pop}	Width of the transition between normal and starburst templates	0.572 ± 0.056

Notes. The errors are derived from the MCMC analysis.

Table 2. Calibration parameters and 1- σ marginalized errors from our MCMC fit compared with calibration uncertainties given by the instrumental teams.

Instrument	Calibration parameter (γ_b)	Calib. uncertainty
MIPS 24 μm	1.00 ± 0.03	4%
MIPS 70 μm	1.06 ± 0.04	7%
MIPS 160 μm	0.96 ± 0.03	12%
SPIRE 250 μm	0.88 ± 0.05	15%
SPIRE 350 μm	0.97 ± 0.07	15%
SPIRE 500 μm	1.17 ± 0.1	15%
AzTEC 1.1 mm	0.98 ± 0.09	9%

density with the covariance matrix of the results. We then executed a second long chain of 300 000 steps. The final chain satisfies the [Dunkley et al. \(2005\)](#) criteria ($j^* > 20$ and $r < 0.01$).

5. Results of the fit

5.1. Quality of the fit

Our final best-fit model has a χ^2 ($\chi^2 = -2\log(L)$ because all errors are assumed to be Gaussian) of 177 for 113 degrees of freedom. Our fit is thus reasonably good. The parameters found with the fit are given in [Table 1](#) (the uncertainties are computed from the MCMC). The calibration factor are compatible with the calibration uncertainties given by the instrumental teams with a χ^2 of 2.89 for seven points (see [Table 2](#)). The results are plotted in [Fig. 3](#).

5.2. Comparison between the model and the observed counts used in the fit

The [Béthermin et al. \(2010a\)](#) points fit globally well, with some exceptions. Our model is lower by about 15% than two points around 300 μJy at 24 μm . These two points were produced combining data for the FIDEL, COSMOS and SWIRE fields. The SWIRE fields are shallow fields and the counts could be affected by the Eddington bias. We also observe a slight underprediction of the bright ($S_{70} > 50$ mJy) counts at 70 μm . We also plotted the [Berta et al. \(2010\)](#) counts at 160 μm measured using the photodetector array camera and spectrometer (PACS) on the *Herschel* satellite. These counts agree with [Béthermin et al. \(2010a\)](#) and our model.

Our model fits globally well the [Oliver et al. \(2010\)](#) and [Béthermin et al. \(2010b\)](#) counts, apart from a slight underprediction of the counts between 30 mJy and 100 mJy at 500 μm . There is a mild disagreement with the [Clements et al. \(2010\)](#) counts, but their error bars do not take into account the cosmic variance and are thus underestimated. We also plotted the results of the $P(D)$ analysis of [Glenn et al. \(2010\)](#). These points and especially the error bars must be interpreted with caution (see the complete discussion in [Glenn et al. 2010](#)). We have plotted the knots of the smooth and power-law models, which globally agree with our model.

Our model agrees very well with the AzTEC counts of [Austermann et al. \(2010\)](#) and [Scott et al. \(2010\)](#). The contribution of the strong lensing objects to the AzTEC counts is weak (<10%, see [Sect. 7.3](#)).

5.3. Comparison between the model and the observed monochromatic LFs

Our model closely reproduces our collection of LFs ([Saunders et al. 1990](#); [Caputi et al. 2007](#); [Rodighiero et al. 2010](#)), apart from the brightest point of [Caputi et al. \(2007\)](#). In [Fig. 3](#), we arbitrarily shifted the different LFs on the y -axis to obtain a clearer plot. Our model underestimates the 60 μm local LF in the ULIRG regime. It is expected because our model does not contain AGNs and confirms our choice of not fitting these points ([Sect. 4.2](#)).

5.4. Comparison between the model and the observed counts not used in the fit

We also compared our results with the counts at other wavelengths. They are plotted in [Figs. 4](#) and [5](#). The 1- σ region of the model includes the γ_b uncertainty of AKARI at 15 μm (4%, [Ishihara et al. 2010](#)), PACS at 110 μm (about 10%, [Berta et al. 2010](#)), and LABOCA at 850 μm (8.5%, [Weiß et al. 2009](#)). The uncertainty in γ_b is about the same for LABOCA and SCUBA (~10%, [Scott et al. 2006](#)). The uncertainties in the model are larger at these non-fitted wavelengths because the correlations between the model and the calibration parameters are not taken into account by the fit.

At 15 μm , the [Elbaz et al. \(1999\)](#) counts from different fields are incompatible with each other, but our counts coincide with in the cloud of points. The [Gruppioni et al. \(2002\)](#)

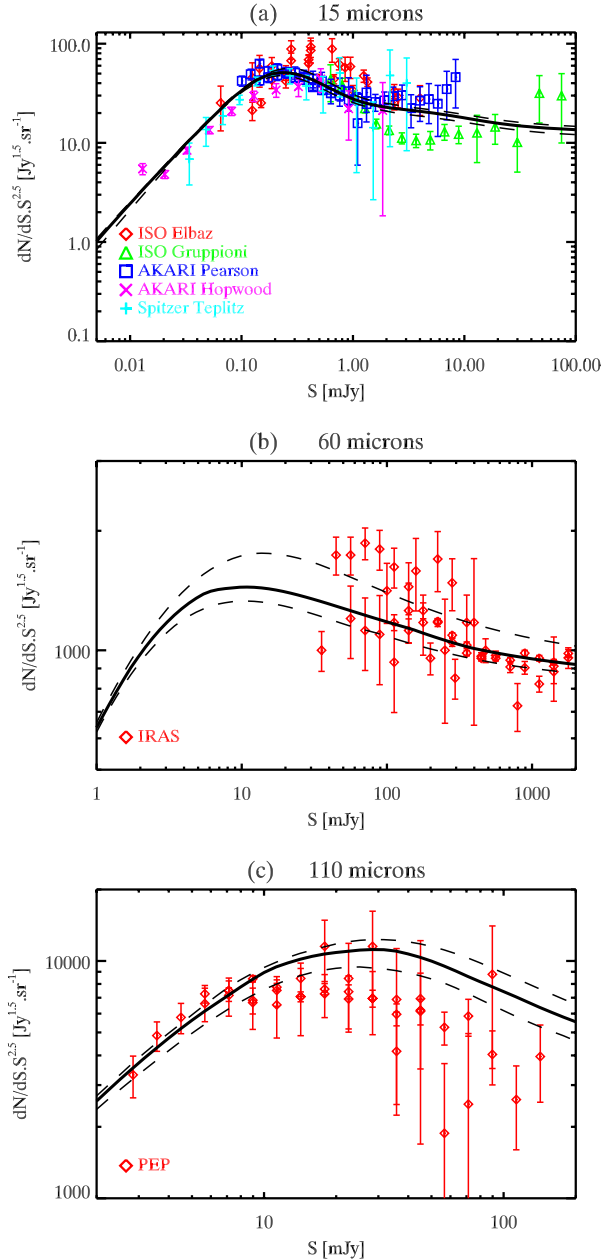


Fig. 4. a)–c) Differential extragalactic number counts not used for the fit. Black solid line: our best-fit model. Black dashed line: $1-\sigma$ range of the model. a) Red diamonds: Elbaz et al. (1999) ISO counts. Green triangle: Gruppioni et al. (2002) ISO counts. Blue squares: Pearson et al. (2010) AKARI counts. Purple cross: Hopwood et al. (2010) AKARI (lensed) counts. Cyan plus: Teplitz et al. (2011) *Spitzer*/IRS counts. b) Red diamonds: Hacking & Houck (1987), Lonsdale et al. (1990), Rowan-Robinson et al. (1990), Saunders et al. (1990), Gregorich et al. (1995) and Bertin et al. (1997) IRAS counts. c) Red diamonds: Berta et al. (2010) *Herschel*/PEP counts.

counts are significantly lower than our model and other works. We marginally agree with the Pearson et al. (2010) counts. The Hopwood et al. (2010) counts measured with AKARI in a field around Abell 2218 are lower than our model by about 25%. Nevertheless, their field is very narrow and their estimation may be affected by cosmic variance. Finally, we agree with the Teplitz et al. (2011) measurements performed with the infrared spectrograph (IRS) onboard the *Spitzer* space telescope.

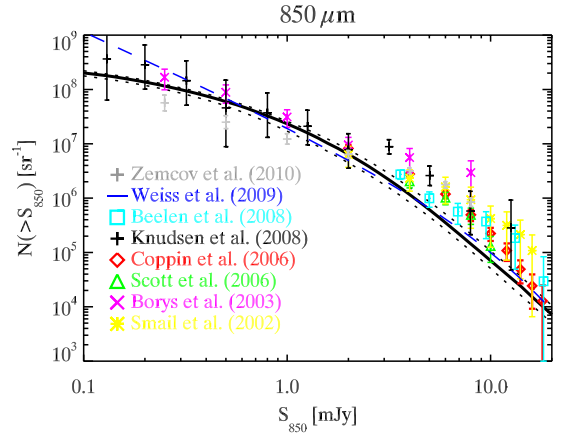


Fig. 5. Integral number counts at $850\ \mu\text{m}$. Black solid line: our best-fit model. Black dashed line: $1-\sigma$ range of the model. Grey plus: Zemcov et al. (2010) combined SCUBA lensed counts. Blue dashed line: Weiß et al. (2009) LABOCA $P(D)$ (Schechter model). Red diamonds: Coppin et al. (2006) SCUBA SHADES counts. Cyan square: (Beelen et al. 2008) LABOCA counts around the J2142-4423 $\text{Ly}\alpha$ protocluster. Black plus: Knudsen et al. (2008) combined SCUBA lensed counts; green triangles: Scott et al. (2006) revisited SCUBA counts. Purple cross: Borys et al. (2003) SCUBA HDFN counts. Yellow asterisks: Smail et al. (2002) lensed counts.

We compare our counts to Hacking & Houck (1987), Lonsdale et al. (1990), Rowan-Robinson et al. (1990), Saunders et al. (1990), Gregorich et al. (1995), and Bertin et al. (1997) at $60\ \mu\text{m}$ from IRAS data. There are disagreements between the different observations and some error bars may be underestimated, but our model globally agrees with the cloud of points.

We can also compare the prediction of our model with the Berta et al. (2010) counts at $110\ \mu\text{m}$. Our model globally agrees with their work, although our model tends to be higher than their measurement near 100 mJy. Observations of several larger fields will help us to see whether this effect is an artifact or not.

At $850\ \mu\text{m}$, we closely agree with the $P(D)$ analysis of the LABOCA data of Weiß et al. (2009, see Fig. 5). However, the measurements performed with SCUBA (Borys et al. 2003; Scott et al. 2006; Coppin et al. 2006) and LABOCA (Beelen et al. 2008) are significantly higher than our model at 6 and 8 mJy. At low fluxes ($<2\ \text{mJy}$), our model agrees very well with the measurement performed in lensed regions (Smail et al. 2002; Knudsen et al. 2008; Zemcov et al. 2010).

We also compare our model predictions with SPT measurements at 1.38 mm (Vieira et al. 2010). At this wavelength, the contribution of the synchrotron emission from the local radio galaxies to the counts is not negligible. Nevertheless, these sources can be separated from dusty galaxies by considering their spectrum. We thus compare our results with the counts of dusty sources. Vieira et al. (2010) measured counts for all the dusty sources and the dusty sources without IRAS $60\ \mu\text{m}$ counterparts. Our model agrees with these two measurements. Figure 6 shows the counts of the non-IRAS dusty sources. The 7.2% calibration uncertainty of SPT is taken into account in the $1-\sigma$ region of the model.

5.5. Comparison with the observed redshift distributions

In Fig. 7, we compare our model predictions with observed redshift distributions. At $24\ \mu\text{m}$, our model overpredicts by about 20% the number of sources below $z = 1$ according to

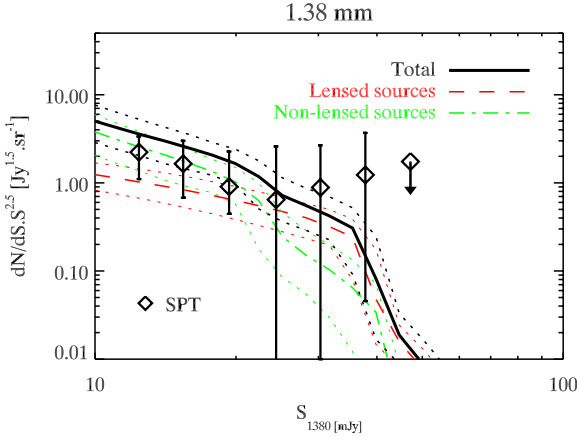


Fig. 6. Number counts at 1.38 mm of dusty sources without IRAS 60 μm counterpart. Black diamonds: Vieira et al. (2010) south pole telescope (SPT) measurements. Black solid line: total contribution of $S_{60} < 0.2$ Jy sources. Green dot-dashed line: contribution of the non-lensed sources. Red dashed line: contribution of the strongly-lensed sources. Dotted lines 1- σ contours.

Le Floch et al. (2009) observations for the selection $S_{24} > 80 \mu\text{Jy}$. Nevertheless, these authors excluded $i_{AB}^+ < 20$ galaxies and their number of sources at low redshift is thus underestimated. Our model also underpredicts the number of sources at $z > 3$. However, the redshifts of the $z > 2$ sources are only moderately accurate ($\sigma_z \approx 0.25$ for $i_{AB}^+ > 25$ at $z \sim 2$). Because of the steep slope of the redshift distribution, a significant number of sources measured near $z = 3.5$ could be sources lying around $z = 3$ with overestimated redshifts. If we convolve our model with a Gaussian error of $\sigma_z = 0.125z$ to simulate the redshift uncertainties, the model and the measurements agrees (Fig. 7). The Valiante et al. (2009) model poorly reproduces this observation. The Le Borgne et al. (2009) model agrees very well with the measurements, except at $z < 0.5$ and $z > 2.5$. The same observables was measured by Rodighiero et al. (2010). Their results agree with Le Floch et al. (2009), except at $z > 3$, where they are higher, perhaps because of a larger σ_z at high redshift.

We also compare the model with the redshift distribution of $S_{24} > 300 \mu\text{Jy}$ sources measured by Le Floch et al. (2009), Rodighiero et al. (2010), and Desai et al. (2008). These different measurements disagree below $z = 0.5$. This difference could be due to the removal of the brightest optical sources (see previous paragraph). Our model overestimates the number of sources at $z < 0.5$ by a factor of 2. There is rather close agreements between the model and the measurements between $z = 0.5$ and $z = 2.5$, apart from a small overestimation by Valiante et al. (2009) near $z = 2$. At higher redshifts, the measurements are significantly higher than the models for possibly two reasons: an effect of the redshift uncertainties and the absence of AGNs in our model.

We compare with the Chapin et al. (2011) redshift distributions of the BLAST isolated sources at 250 μm , 350 μm , and 500 μm . This selection of isolated sources does not allow us to determine the effective size of the field. We thus normalized our model and the measured counts to have $\int dN/dz dz = 1$. Our predicted redshift distribution globally fits the measurements, except at low z at 250 μm and 350 μm . This difference could be explained by the selection of isolated sources, which could miss sources in structures at low redshift. The other models (Le Borgne et al. 2009; Valiante et al. 2009) underpredict the number of sources at low z . Valiante et al. (2009) also slightly overpredicts the number of sources at $z \sim 1.5$.

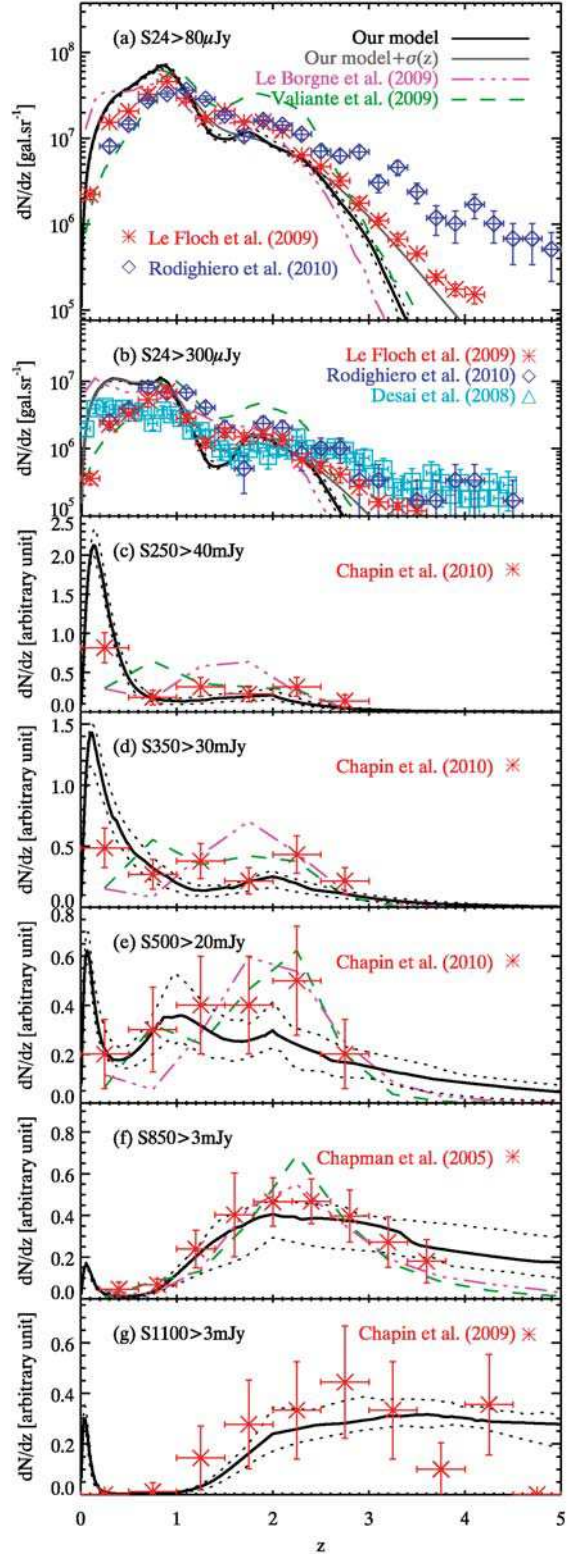


Fig. 7. Redshift distribution of the $S_{24} > 80 \mu\text{Jy}$ a), $S_{24} > 300 \mu\text{Jy}$ b), $S_{250} > 40 \text{ mJy}$ c), $S_{350} > 30 \text{ mJy}$ d), $S_{500} > 20 \text{ mJy}$ e), $S_{850} > 3 \text{ mJy}$ f), and $S_{1100} > 3 \text{ mJy}$ g) sources. These measurements are not fitted. Black solid line: our best-fit model. Black dotted line: 1- σ range of the model. Grey solid line: our best-fit model convolved by a Gaussian of $\sigma_z = 0.125z$. Purple three dot-dashed line: Le Borgne et al. (2009) model. Green dashed line: Valiante et al. (2009) model. Red asterisks: Le Floch et al. (2009) a), b), Chapin et al. (2011) c)–e), Chapman et al. (2005) f) and Chapin et al. (2009) g) measurements. Blue diamonds: Rodighiero et al. (2010) measurements a), b). Cyan squares: Desai et al. (2008) measurements b).

Table 3. Level of the non-correlated fluctuations of the CIB at different wavelengths and comparison with the predictions of the model.

Wavelength μm	Reference	S_{cut} mJy	$P_{\text{SN,mes}}$ $\text{Jy}^2 \text{sr}^{-1}$	$P_{\text{SN,model}}$ $\text{Jy}^2 \text{sr}^{-1}$	$\langle z_{\text{model}} \rangle$
60	Miville-Deschênes et al. (2002)	1000	1600 ± 300	2089 ± 386	0.20 ± 0.01
90	Matsuura et al. (2011)	20	360 ± 20	848 ± 71	0.79 ± 0.03
100	Miville-Deschênes et al. (2002)	700	5800 ± 1000	7364 ± 1232	0.38 ± 0.03
160	Lagache et al. (2007)	200	9848 ± 120	10834 ± 3124	0.73 ± 0.06
250	Viero et al. (2009)	500	11400 ± 1000	11585 ± 2079	0.81 ± 0.08
350	Viero et al. (2009)	400	6300 ± 500	5048 ± 1083	1.17 ± 0.12
500	Viero et al. (2009)	–	2700 ± 200	1677 ± 484	1.59 ± 0.21
1363	Hall et al. (2010)	15	17 ± 2	10 ± 3	4.07 ± 0.24

Notes. The uncertainties on the model predictions take into account the uncertainties on γ_b . The mean redshift $\langle z_{\text{model}} \rangle$ of the contribution to the fluctuations is a prediction of the model.

We compared the redshift distribution of the SCUBA sources at $850 \mu\text{m}$ with the prediction of our model. We used the selection-corrected measurements of Chapman et al. (2005) adopted by Marsden et al. (2011). All the models agree with this measurement.

We also compared the predictions of our model with the redshift distribution of the sources detected at 1.1 mm by AzTEC (Chapin et al. 2009). A significant fraction of the sources detected at this wavelength (10 over 28) are not identified, and the selection is not performed in term of flux, but signal-to-noise ratio. Consequently, the normalization of the redshift distribution is unknown. We thus use the same normalization than for the BLAST redshift distributions ($\int dN/dz dz = 1$). The behavior predicted by our model agrees well with the observations.

Jauzac et al. (2011) measured the contribution of the $S_{24} > 80 \mu\text{Jy}$ to the CIB at 70 and $160 \mu\text{m}$ as a function of the redshift. Their stacking analysis allows us to check the total far-infrared (FIR) emission of the faint sources not resolved at these wavelengths. Our model agrees well with their results, except near $z = 0.5$ (see Fig. 8), where their too low data points could come from a large-scale underdensity in the COSMOS field at this redshift. The Le Borgne et al. (2009) model overpredicts the contribution of the $24 \mu\text{m}$ sources at $z > 1$. The Valiante et al. (2009) model does not reproduce the trend of these measurements. Franceschini et al. (2010) underestimate the contribution of the local sources and overestimate the contribution of $z \sim 1$ sources.

5.6. Comparison with the measured Poisson fluctuations of the CIB

Table 3 summarizes the recent measurements of the non-correlated fluctuations of the CIB (P_{SN}) and the predictions of our model. We note that P_{SN} depends strongly on the $S_{\nu,\text{cut}}$, the flux density at which the resolved sources are cleaned. We agree with the measurements of Miville-Deschênes et al. (2002) at $60 \mu\text{m}$ and $100 \mu\text{m}$, Lagache et al. (2007) at $160 \mu\text{m}$, and Viero et al. (2009) at $250 \mu\text{m}$ and $350 \mu\text{m}$. We found a value 35% lower than Viero et al. (2009) at $500 \mu\text{m}$. This is consistent with the slight underestimation of the counts at $500 \mu\text{m}$ by our model. Our model is also about 40% lower than the SPT measurements at 1.36 mm (Hall et al. 2010), possibly because of a lack of faint sources at high redshift in our model. We also disagree with the results of Matsuura et al. (2011) at $90 \mu\text{m}$ within a factor of 2. Nevertheless, they cleaned all the detected sources without using a fixed cut in flux. We took their “mean” value of 20 mJy for the flux cut. The high sensitivity of the measurements to the flux cut could thus explain this difference (for instance, a decrease

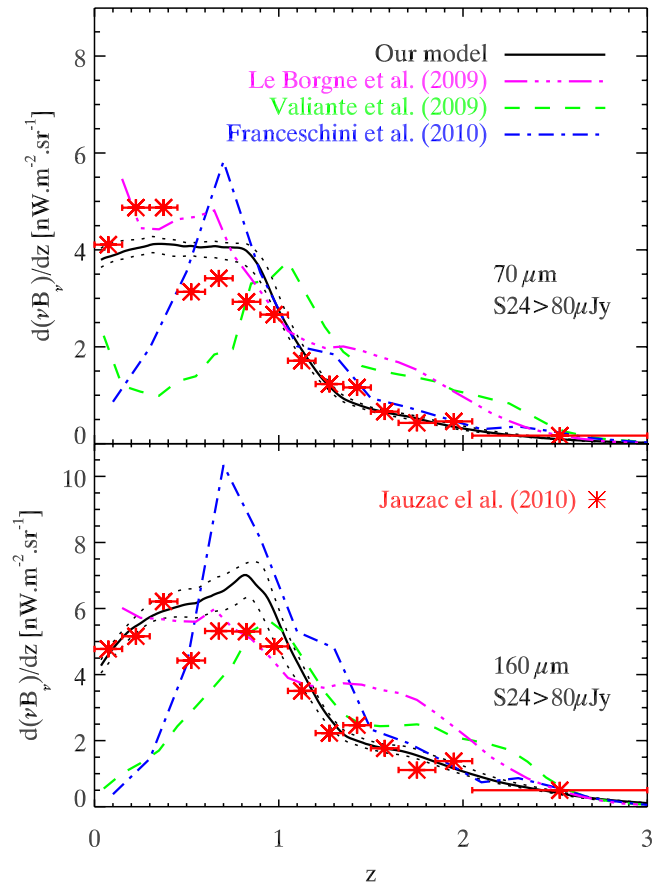


Fig. 8. Differential contribution of the $S_{24} > 80 \mu\text{Jy}$ sources to the CIB as a function of the redshift at $70 \mu\text{m}$ (upper panel) and $160 \mu\text{m}$ (lower panel). Red asterisks: measurement by stacking in the COSMOS field (Jauzac et al. 2011). Black solid line: our model ($1\text{-}\sigma$ limit in black dotted line). Purple three dot-dashed line: Le Borgne et al. (2009) model. Green dashed line: Valiante et al. (2009) model. Blue dot-dashed line: Franceschini et al. (2010) model.

in the flux cut by 25% leads to a decrease of the fluctuations of 19%).

We also computed the mean redshift at which the fluctuations are emitted with

$$\langle z \rangle = \frac{\int_0^\infty z \frac{dP_{\text{SN}}}{dz} dz}{\int_0^\infty \frac{dP_{\text{SN}}}{dz} dz}. \quad (17)$$

The results are written in Table 3. As expected, the mean redshift increases with the wavelength. Studying the long wavelengths is thus very useful for probing high redshift populations.

5.7. Comparison with the pixel histogram of the BLAST maps

The quality of our counts at low fluxes in the sub-mm range can be tested using a $P(D)$ analysis (Condon 1974; Patanchon et al. 2009; Glenn et al. 2010). Without instrumental noise, the probability density of the signal in a pixel of the map, $P(D)$, is given by

$$P(D) = \int_0^\infty \left[\exp \left(\int_0^\infty R(x) e^{i\omega x} dx - \int_0^\infty R(x) dx \right) \right] e^{-i\omega D} d\omega, \quad (18)$$

where $R(x)$ is defined by

$$R(x) = \int \frac{1}{b} \frac{dN}{dS_\nu} \left(\frac{x}{b} \right) d\Omega. \quad (19)$$

This probability distribution must be convolved with the distribution of the instrumental noise. We also subtract the mean of this distribution.

We tested our model by comparing with the deepest part of the observations of the CDFS by the BLAST team. We retained only the pixels in the map with a coverage larger than 90% of the maximum coverage. We smoothed the signal, noise, and beam map by a Gaussian kernel of the same full width at half maximum than the BLAST beam. This smoothing reduces the effect of the instrumental noise (Patanchon et al. 2009). Our model predictions and the BLAST pixel histograms at 250 μm , 350 μm , and 500 μm are shown in Fig. 9. The uncertainties in the model predictions take into account the BLAST calibration uncertainties (Truch et al. 2009). The model agrees rather well with the data. Nevertheless, the measured histogram is slightly broader than the predictions of the model, especially at 500 μm . It is consistent with the slight underestimation by our model of the counts at 500 μm (the higher the counts, the larger the histogram). The clustering of the galaxies (neglected in this analysis) tends to enlarge the histogram by about 10% and could also contribute to this disagreement (Takeuchi & Ishii 2004; Patanchon et al. 2009; Glenn et al. 2010). The Valiante et al. (2009) model reproduce the BLAST pixel histograms very well. Le Borgne et al. (2009) and Franceschini et al. (2010) over-predict the number of bright pixels at 250 μm and 350 μm ($S_\nu > 50$ mJy). It is consistent with these authors' overprediction of the counts at high flux (Oliver et al. 2010; Glenn et al. 2010).

5.8. Degeneracies between parameters

The Pearson correlation matrix of our model is given in Table 4. We found a very strong anti-correlations both between σ and $L_\star(z=0)$ (-0.90) and between $L_\star(z=0)$ and $\phi_\star(z=0)$ (-0.85). These classical strong correlations are due to the choice of the LF parametrisation. There are also very strong degeneracies between the evolution in density and luminosity of the LF: -0.81 between 0 and the first break; -0.67 between the two breaks; and -0.76 after the second break.

There are some slight degeneracies between the calibration factors. The *Spitzer* calibration parameters are correlated (0.68 between 24 μm and 70 μm , 0.73 between 24 μm and 160 μm , and 0.62 between 70 μm and 160 μm). The other correlations implying a calibration factor are between -0.6 and 0.6 .

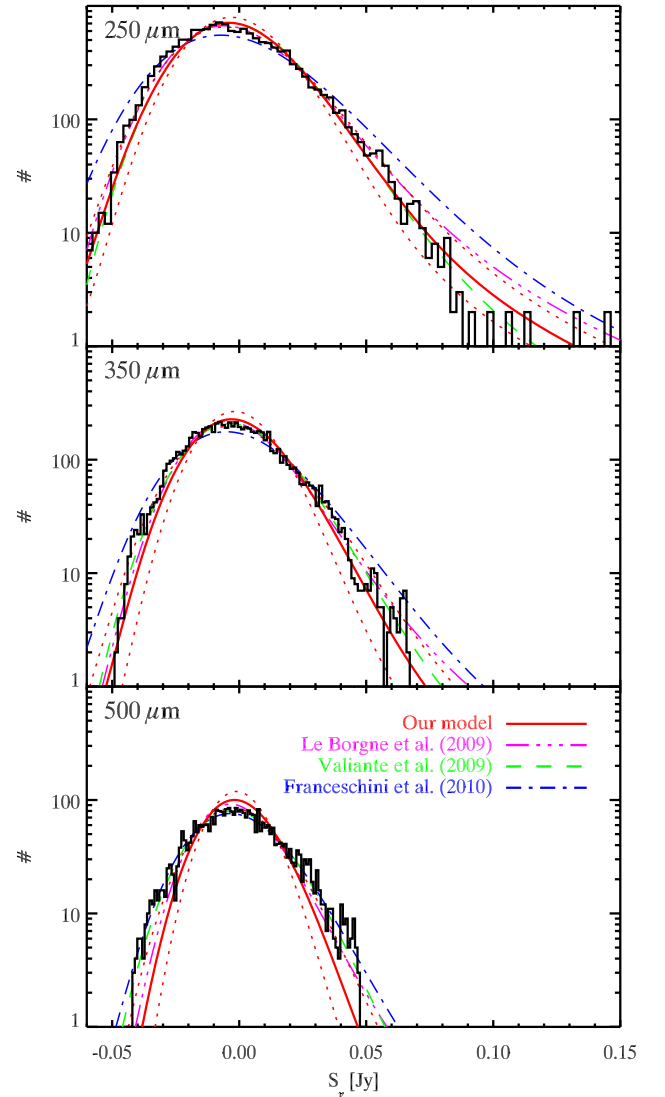


Fig. 9. Comparison with the BLAST pixel histogram at 250 μm (upper panel), 350 μm (middle panel) and 500 μm (lower panel). Black histogram: histogram of the values of the central part of the BLAST beam-smoothed map in Jy/beam. Red solid line: distribution predicted by our model using a $P(D)$ analysis. Our analysis does not include the clustering. Purple three dot-dashed line: Le Borgne et al. (2009) model. Green dashed line: Valiante et al. (2009) model. Blue dot-dashed line: Franceschini et al. (2010) model.

The marginalized probability distributions of each parameter and the 1, 2, and 3- σ confidence regions for each pair of parameters are plotted in Fig. 10. Some distributions are not Gaussian. It thus justifies the use of a MCMC algorithm.

6. Interpretation of the results

6.1. Evolution of the luminosity function

Our model uses a very strong evolution of the bolometric infrared luminosity function to reproduce the infrared observations. The characteristic luminosity (L_\star) has strongly decreased between $z = 2$ and now, by about a factor of 50 from $z = 2$ to 0. The characteristic density (ϕ_\star) increases strongly between $z = 2$ and $z = 1$ and slightly decreases between $z = 1$ and now. At $z > 2$, the model is compatible with no evolution in luminosity

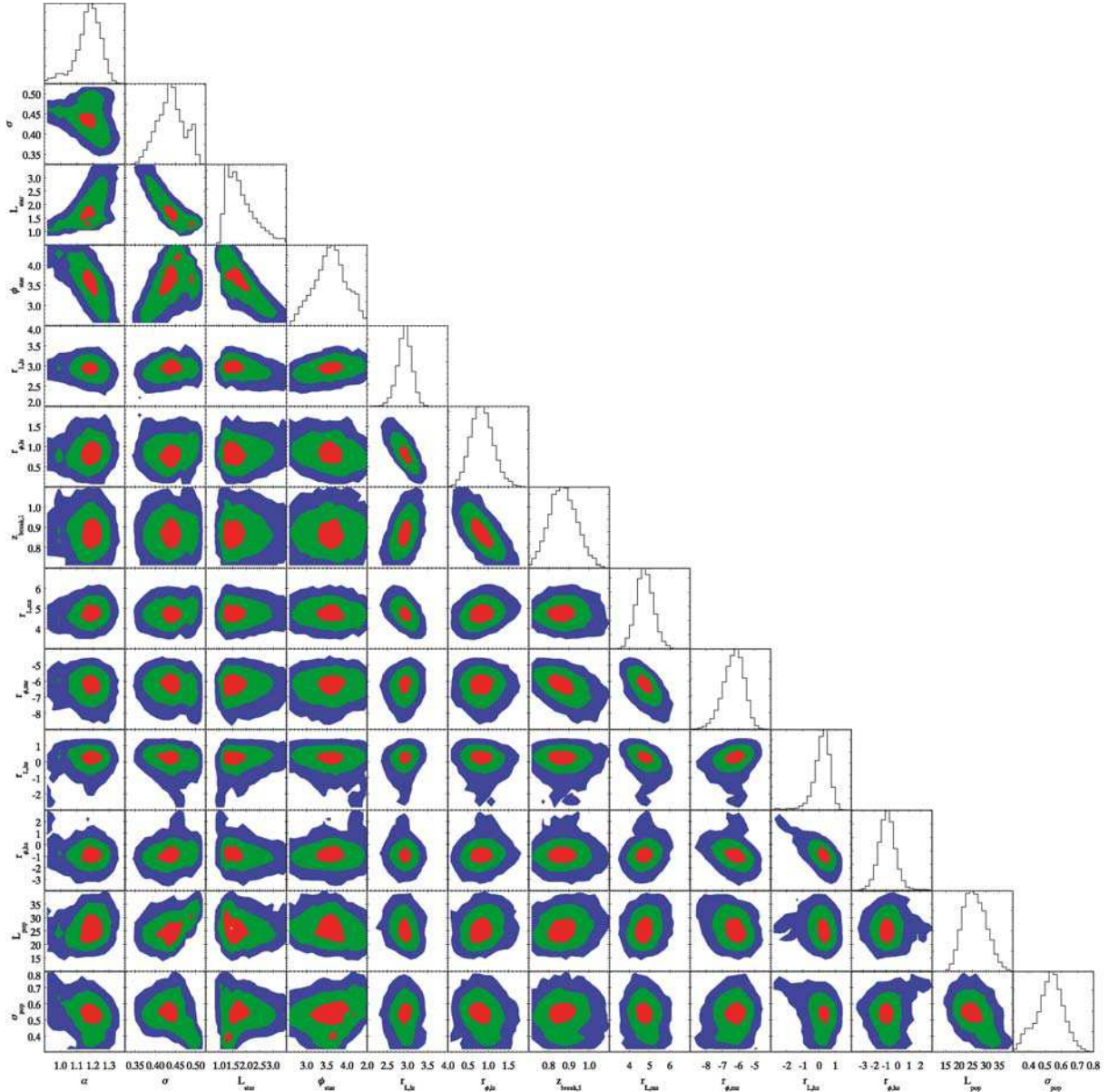


Fig. 10. Diagonal plots: marginalized probability distributions of each parameters deduced from the MCMC. Non-diagonal plots: 1- σ (red), 2- σ (green), and 3- σ (blue) regions for each pair of parameters). From left to right: α , σ , L_\star , ϕ_\star , $r_{L_\star,Jz}$, $r_{\phi_\star,Jz}$, $z_{\text{break},1}$, $r_{L_\star,mz}$, $r_{\phi_\star,mz}$, $r_{L_\star,hz}$, $r_{\phi_\star,hz}$, L_{pop} , and σ_{pop} (cf. Table 1).

and a slight decrease in the density as redshift increases. The evolution of these two parameters are plotted in Fig. 11.

We compared our results with the measurements of Caputi et al. (2007) performed from MIPS 24 μm observations and the measurement of Magnelli et al. (2009) obtained using MIPS 70 μm observations. These two works used a stacking analysis to measure the faintest points. The evolutions of L_\star and ϕ_\star only marginally agree with these two works. Nevertheless, they use different fixed values of σ and α and an extrapolation from the monochromatic luminosity to L_{IR} . These choices could imply some biases. We found as Caputi et al. (2007) a strong negative evolution in density between $z \sim 1$ and $z \sim 2$, these authors finding an evolution in $(1+z)^{-3.9 \pm 1.0}$ compared to our $(1+z)^{-6.2 \pm 0.5}$. Nevertheless, our value is probably biased by our non-smooth parametrization. This evolution is discussed in details by Caputi et al. (2007).

Reddy et al. (2008) claimed that $\alpha \sim 1.6$ at $z > 2$. However, we do not need to invoke an evolution of α and σ to reproduce

the observations. Nevertheless, the infrared measurements are not sufficiently deep to constrain accurately any evolution of α .

6.2. Evolution of the dust-obscured star formation rate

The bolometric infrared luminosity density (ρ_{IR}) can be deduced from the bolometric infrared LF. Our local value of ρ_{IR} ($(1.05 \pm 0.05) \times 10^8 L_\odot \text{Mpc}^{-3}$) agrees with the Vaccari et al. (2010) measurements ($1.31^{+0.24}_{-0.21} \times 10^8 L_\odot \text{Mpc}^{-3}$). We also agree well with higher redshift measurements of Rodighiero et al. (2010) and Pascale et al. (2009, see Fig. 12). The infrared luminosity density can be converted into star formation rate density (SFRD) using the conversion factor $1.7 \times 10^{-10} M_\odot \text{yr}^{-1} L_\odot^{-1}$ (Kennicutt 1998). The SFRD derived from our model agrees rather well with the Hopkins & Beacom (2006) fit to the optical and infrared measurements.

We also determined the contribution of the different ranges of luminosity to the bolometric infrared luminosity density

Table 4. Pearson correlation matrix for our model.

	α	σ	$L_*(z=0)$	$\phi_*(z=0)$	$r_{L_*,Lz}$	$r_{\phi_*,Lz}$	$z_{\text{break},1}$	$r_{L_*,mz}$	$r_{\phi_*,mz}$	$r_{L_*,Hz}$	$r_{\phi_*,Hz}$	L_{pop}	σ_{pop}
α	1.00	-0.48	0.71	-0.75	0.02	-0.06	0.04	0.14	-0.16	-0.04	0.11	-0.02	0.05
σ	-0.48	1.00	-0.90	0.62	-0.03	0.15	-0.06	0.10	0.05	-0.20	0.12	0.48	-0.37
$L_*(z=0)$	0.71	-0.90	1.00	-0.85	-0.14	-0.03	0.07	0.00	-0.11	0.11	-0.04	-0.19	0.20
$\phi_*(z=0)$	-0.75	0.62	-0.85	1.00	0.22	-0.15	-0.05	0.04	0.08	-0.04	-0.09	-0.11	-0.01
$r_{L_*,Lz}$	0.02	-0.03	-0.14	0.22	1.00	-0.81	0.51	-0.44	0.10	0.14	-0.12	-0.27	0.13
$r_{\phi_*,Lz}$	-0.06	0.15	-0.03	-0.15	-0.81	1.00	-0.78	0.18	0.07	-0.08	0.13	0.18	-0.17
$z_{\text{break},1}$	0.04	-0.06	0.07	-0.05	0.51	-0.78	1.00	0.05	-0.51	-0.09	0.07	0.12	0.12
$r_{L_*,mz}$	0.14	0.10	0.00	0.04	-0.44	0.18	0.05	1.00	-0.67	-0.43	0.29	0.05	-0.09
$r_{\phi_*,mz}$	-0.16	0.05	-0.11	0.08	0.10	0.07	-0.51	-0.67	1.00	0.35	-0.41	-0.04	-0.07
$r_{L_*,Hz}$	-0.04	-0.20	0.11	-0.04	0.14	-0.08	-0.09	-0.43	0.35	1.00	-0.76	-0.20	-0.26
$r_{\phi_*,Hz}$	0.11	0.12	-0.04	-0.09	-0.12	0.13	0.07	0.29	-0.41	-0.76	1.00	0.11	0.18
L_{pop}	-0.02	0.48	-0.19	-0.11	-0.27	0.18	0.12	0.05	-0.04	-0.20	0.11	1.00	-0.39
σ_{pop}	0.05	-0.37	0.20	-0.01	0.13	-0.17	0.12	-0.09	-0.07	-0.26	0.18	-0.39	1.00

Notes. The part of the matrix concerning the calibration factors is not written to save space.

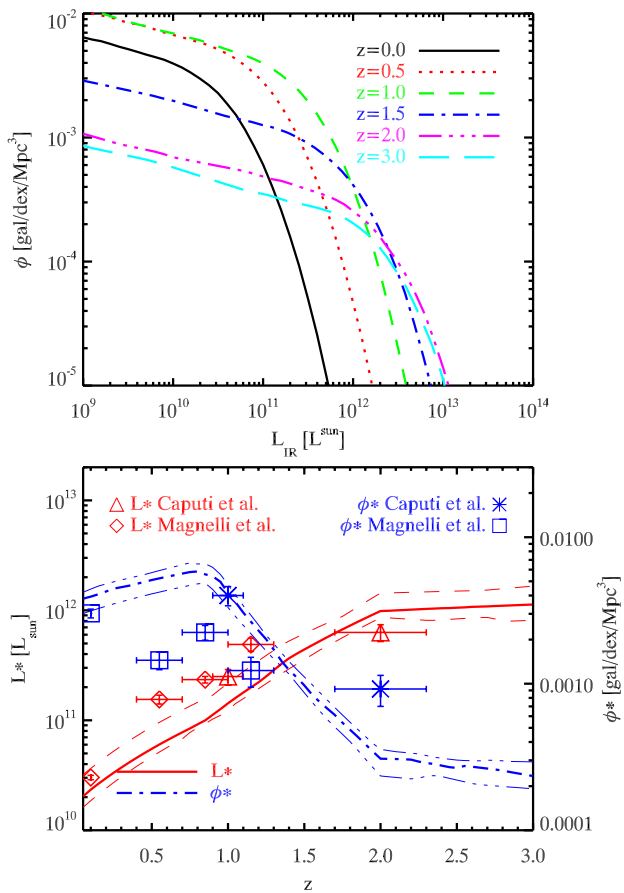


Fig. 11. Evolution of the bolometric infrared luminosity function with redshift. *Upper panel:* bolometric LF at $z=0$ (solid line), $z=0.5$ (dot line), $z=1$ (dashed line), $z=1.5$ (dot-dash line), $z=2$ (3-dot-dash line), and $z=3$ (long dashed line). *Lower panel:* Evolution of the L_* (red solid line) and ϕ_* (blue dot-dash line) parameter as a function of redshift and 1- σ confidence region. The measurement of L_* by Caputi et al. (2007) (triangles) using 24 μm observations and Magnelli et al. (2009) (diamonds) using 70 μm observations are plotted in red. The measurement of ϕ_* by Caputi et al. (2007) (cross) and Magnelli et al. (2009) (square) are in blue.

(normal: $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$, LIRG: $10^{11} < L_{\text{IR}} < 10^{12} L_{\odot}$, ULIRG: $10^{12} < L_{\text{IR}} < 10^{13} L_{\odot}$, HyLIRG: $L_{\text{IR}} > 10^{13} L_{\odot}$). Between $z=0$ and 0.5, the infrared luminosity density is dominated by normal galaxies ($L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$). Their contribution

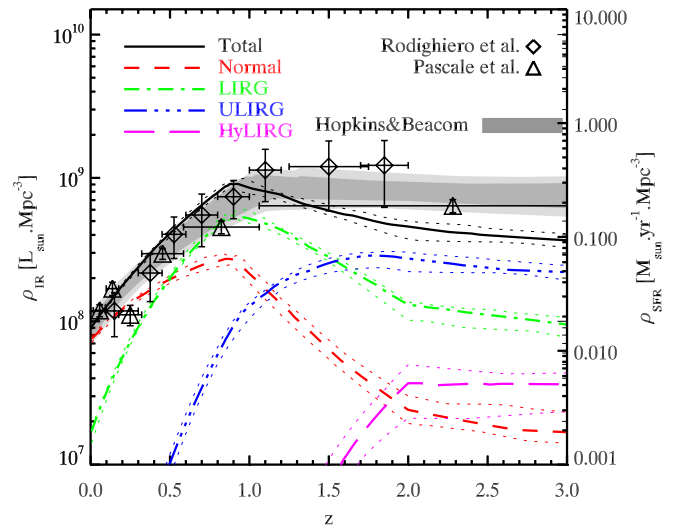


Fig. 12. Evolution of the bolometric infrared luminosity density (black solid line) as a function of the redshift. The contribution of normal galaxies ($L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$), LIRG ($10^{11} < L_{\text{IR}} < 10^{12} L_{\odot}$), ULIRG ($10^{12} < L_{\text{IR}} < 10^{13} L_{\odot}$), and HyLIRG ($L_{\text{IR}} > 10^{13} L_{\odot}$) are plotted with short-dashed, dot-dash, three-dot-dash, and long-dashed line respectively. The measurements of Rodighiero et al. (2010) using the MIPS 24 μm data are plotted with diamonds and Pascale et al. (2009) ones using a BLAST stacking analysis with triangles. The Hopkins & Beacom (2006) fit to the optical and infrared measurement is plotted with a dark grey area (1- σ) and a light grey area (3- σ).

decreases slowly with redshift because of the evolution of the LF seen in Fig. 11. Between $z=0.5$ and 1.5, the infrared output is dominated by the LIRG. At higher redshift, it is dominated by ULIRGs. The HyLIRGs never dominate and account for some percent at high redshift. A physical cutoff at very high luminosity would this not strongly change the infrared density evolution.

Following our model, the number of very bright objects ($>10^{12.5} L_{\odot}$) is maximal around $z=2$ (see Fig. 11). These objects could be very massive galaxies observed during their formation in the most massive dark matter halos. Among other analyses, the study of the spatial distribution of the galaxies will help us to confirm or exclude this scenario (Penin et al., in prep.).

Around $z=1$, the number of very bright objects is lower than at higher redshift, but the number of LIRGs is about one order of magnitude larger. From $z=1$ to now, the infrared output has decreased by about one order of magnitude. Our model describes

only this evolution and we need physical models to understand why, in contrast to today, the star formation at high redshift is dominated by a few very-quickly-star-forming galaxies, when the associated dark matter halos grew by hierarchical merging (Cole et al. 2000; Lanzoni et al. 2005). We also need to explain the decrease in the star formation since $z = 1$, the main candidates being the feedback of AGNs and starbursts (e.g. Baugh 2006) and/or the lack of gas.

6.3. CIB SED

The value of the CIB at different wavelengths predicted by the model is given in Table 5. We found a CIB integrated value (over the 8–1000 μm range) of $23.7 \pm 0.9 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, which agrees with the 24–27.5 $\text{nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ range of Dole et al. (2006).

We compared the CIB spectrum found with our model with the measurements (see Fig. 13). Our model is always higher than the lower limit given by the stacking. The Marsden et al. (2009) limits are very stringent. Nevertheless, they could be overestimated because of the contamination due to clustering (Bavouzet 2008; Fernandez-Conde et al. 2010; Béthermin et al. 2010b). Our model is compatible with the upper limit given by the absorption of the TeV photons by photon-photon interaction with the CIB (see Sect. 7.2). We globally agree with the DIRBE/WHAM (Lagache et al. 2000) and AKARI (Matsuura et al. 2011) absolute measurement, except at 90 μm (AKARI) and 100 μm (DIRBE/WHAM) where the measurements are significantly higher than our model. These measurements need an accurate subtraction of both the zodiacal light and the galactic emissions and an accurate inter-calibration between DIRBE and FIRAS. A bad removal of the zodiacal light might explain this disagreement (Dole et al. 2006). At longer wavelengths, we closely agree with the FIRAS absolute measurements of Lagache et al. (2000).

We separated the contribution of the infrared galaxies to the CIB to four redshift slices, each slice corresponding to about a quarter of the age of the Universe (Fig. 13). Between 8 and 30 μm , we can see a widely varying behavior of each slice caused by the PAH emission bands. The total CIB is smoother. The $0 < z < 0.3$ slice dominates the spectrum only near 8 μm because of the strong PAH emission at this rest-frame wavelength. This slice, where the infrared luminosity density is at its lowest, has a minor contribution at the other wavelengths. The $0.3 < z < 1$ slice dominates the spectrum between 10 and 350 μm . The sub-mm and mm wavelengths are dominated by the sources lying at higher redshift ($z > 2$, see Lagache et al. 2005) because of the redshift effects that shift the peak of emission around rest-frame 80 μm in the sub-mm. The mean redshift of the contribution to the CIB is written in Table 5 and computed with

$$\langle z \rangle = \frac{\int_0^\infty z \frac{dB_\nu}{dz} dz}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dz} dz}. \quad (20)$$

We also separate the contribution of the different infrared luminosity classes. The normal galaxies and LIRGs dominate the background up to 250 μm , which is compatible these populations being dominant ones at low redshift. At longer wavelengths, the redshift effects tend to select high redshift sources, LIRGs and ULIRGs each being responsible for about half of the CIB. The HyLIRG have only a small contribution (<10%) including in the mm range (Fig. 13, bottom).

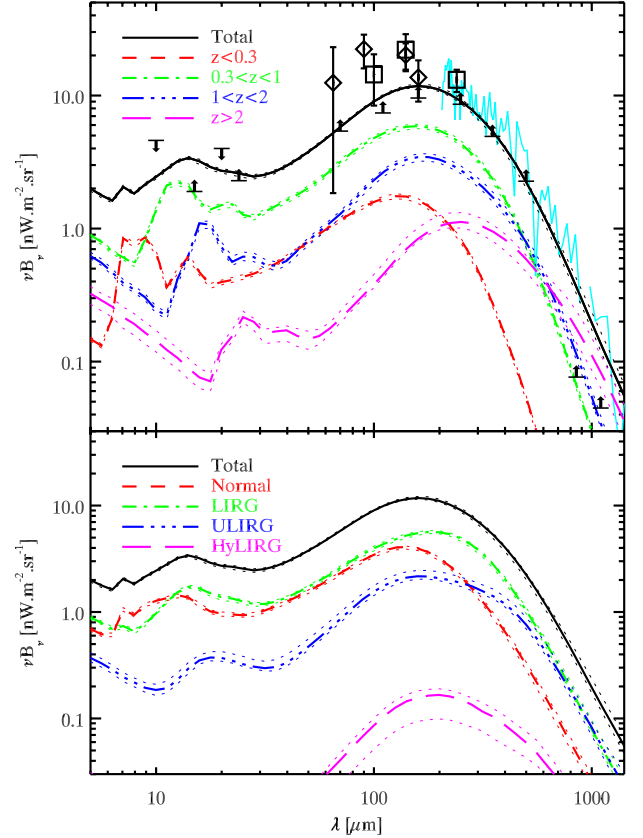


Fig. 13. Upper panel: contribution to the CIB per redshift slice. Black solid line: CIB spectrum predicted by the model. Red short-dashed line: contribution of the galaxies between $z = 0$ and 0.3. Green dot-dashed line: same thing between $z = 0.3$ and 1. Blue three dot-dashed line: same thing between $z = 1$ and 2. Purple long-dashed line: contribution of the galaxies at redshift higher than 2. Black arrows: lower limits coming from the number counts at 15 μm (Hopwood et al. 2010) and 24 μm (Béthermin et al. 2010a) and the stacking analysis at 70 μm (Béthermin et al. 2010a), 100 μm , 160 μm (Berta et al. 2010), 250 μm , 350 μm , 500 μm (Marsden et al. 2009), 850 μm (Greve et al. 2010), and 1.1 mm (Scott et al. 2010) and upper limits coming from absorption of the TeV photons of Stecker & de Jager (1997) at 20 μm and Renault et al. (2001) between 5 μm and 15 μm . Black diamonds: Matsuura et al. (2011) absolute measurements with AKARI. Black square: Lagache et al. (2000) absolute measurements with DIRBE/WHAM. Cyan line: Lagache et al. (2000) FIRAS measurement. Lower panel: contribution to the CIB of the normal galaxies (red short-dashed line), LIRGs (green dot-dashed line), ULIRGs (blue three dot-dashed line), HyLIRG (purple long-dashed line), and all the galaxies (black solid line).

7. Predictions

7.1. Confusion limit

The confusion limit can be defined in several ways. The radioastronomers classically use a source density criteria, where the confusion limit is the flux cut for which a critical density of sources is reached. The choice of this critical density is not trivial. We follow the approach of Dole et al. (2003). The source density limit N_{SDC} is reached when there is a probability P of having another source in a $k \theta_{\text{FWHM}}$ radius (where θ_{FWHM} is the full width at half maximum of the beam profile). Dole et al. (2003) show that

$$N_{\text{SDC}} = -\frac{\log(1 - P)}{\pi k^2 \theta_{\text{FWHM}}^2}. \quad (21)$$

We chose $P = 0.1$ and $k = 0.8$ following Dole et al. (2003).

Table 5. Surface brightness of the CIB and mean redshift ($\langle z \rangle$) of the contribution to the CIB at different wavelengths as predicted by the model.

Wavelength μm	CIB $\text{nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}$	CIB MJy sr^{-1}	$\langle z \rangle$
15	$3.294^{+0.105}_{-0.128}$	$0.016^{+0.001}_{-0.001}$	$0.820^{+0.026}_{-0.018}$
24	$2.596^{+0.076}_{-0.139}$	$0.021^{+0.001}_{-0.001}$	$0.894^{+0.025}_{-0.029}$
70	$5.777^{+0.165}_{-0.067}$	$0.135^{+0.004}_{-0.002}$	$0.773^{+0.022}_{-0.021}$
100	$9.014^{+0.231}_{-0.125}$	$0.300^{+0.008}_{-0.004}$	$0.829^{+0.023}_{-0.024}$
160	$11.771^{+0.382}_{-0.318}$	$0.628^{+0.020}_{-0.017}$	$0.947^{+0.032}_{-0.019}$
250	$9.100^{+0.395}_{-0.382}$	$0.758^{+0.033}_{-0.032}$	$1.124^{+0.053}_{-0.021}$
350	$5.406^{+0.190}_{-0.417}$	$0.631^{+0.022}_{-0.049}$	$1.335^{+0.075}_{-0.060}$
500	$2.237^{+0.077}_{-0.217}$	$0.373^{+0.013}_{-0.036}$	$1.680^{+0.124}_{-0.122}$
850	$0.374^{+0.057}_{-0.042}$	$0.106^{+0.016}_{-0.012}$	$2.444^{+0.292}_{-0.192}$
1100	$0.139^{+0.031}_{-0.017}$	$0.051^{+0.011}_{-0.006}$	$2.833^{+0.341}_{-0.201}$

This source density criterion does not take into account the contributions of the sources fainter than the flux limit. We also estimated the photometric confusion noise based on the $P(D)$ analysis (see Sect. 5.7). The $P(D)$ distribution in the absence of instrumental noise is non-Gaussian and have a large tail at bright flux. Thus, the standard deviation is not a good estimator of the confusion noise. We chose to compute the interquartile interval of the $P(D)$ divided by 1.349. With this definition, the value of the confusion noise is exactly σ in the Gaussian case, and we are less sensitive to the bright outliers.

These two estimators can be computed from the counts predicted by our model. We assume that the sources are point-like. The confusion noise found for large telescopes at short wavelengths ($< 8 \mu\text{m}$ for a 0.85 m-diameter telescope like *Spitzer* and $< 35 \mu\text{m}$ for a 3.29 m-diameter telescope like *Herschel*) are thus underestimated. For this reason, we do not estimate the confusion levels for beams smaller than 2 arcsec.

Figure 14 (upper panel) represents the confusion noise, which agrees with the confusion noise measured by Frayer et al. (2009) and Nguyen et al. (2010) with *Spitzer*/MIPS and *Herschel*/SPIRE. Weiß et al. (2009) estimate that the confusion noise for a APEX/LABOCA map smoothed by the beam is 0.9 mJy/beam. We find 0.6 mJy/beam with the $P(D)$ approach.

We also compute the resolved fraction of the CIB by sources brighter than the confusion limit of Dole et al. (2003) (source density criterion) and the $5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$ given by the $P(D)$. Figure 14 (lower panel) and Tables 6–10 summarize the results. The transition in the confusion regime between the source density limitation (short wavelengths) and the fluctuation limitation (long wavelengths) happens at 100 μm for *Spitzer*, 220 μm for *Herschel*, and 1120 μm for the JCMT (asterisks in the lower panel of Fig. 14). For larger antennas below 1.2 mm, the confusion is mainly due to the source density.

According to these results, at the confusion limit, *Herschel* can resolve 92%, 84%, 60%, 25.9%, 9.2%, and 3.3% of the CIB at 70 μm , 100 μm , 160 μm , 250 μm , 350 μm , and 500 μm , respectively. Nevertheless, owing to the blackbody emission of the telescope (about 60 K), very long integration times are needed to reach the confusion limit at short wavelengths. The confusion limit in PACS will only be reached in the ultra-deep region of the H-GOODS survey. The confusion limit will probably never be reached at 70 μm . A telescope of the same size as *Herschel* and a cold (5K) mirror, such as SPICA, could resolve almost all the CIB from the mid-infrared to 100 μm . A 25 m single-dish sub-mm telescope such as the Cornell Caltech Atacama telescope

Table 6. Confusion noise and resolved fraction of the CIB at different wavelengths for a 0.85 m telescope (*Spitzer* like).

λ μm	$5\sigma_{\text{conf},P(D)}$ mJy	CIB fraction ^a %	$S_{\text{conf,density}}$ mJy	CIB fraction ^b %
24	5.62×10^{-2}	83.1	7.51×10^{-2}	72.3
70	3.09×10^0	51.5	2.88×10^0	48.8
100	1.38×10^1	36.3	1.15×10^1	36.1
160	5.84×10^1	12.3	3.43×10^1	17.2
250	1.06×10^2	3.2	4.41×10^1	6.9
350	1.13×10^2	0.8	3.57×10^1	3.0
500	9.18×10^1	0.2	2.24×10^1	1.4
850	4.12×10^1	100.0	9.25×10^0	0.7
1100	2.76×10^1	100.0	6.25×10^0	0.5

Notes. ^(a) Fraction of the CIB resolved at $5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$. ^(b) Fraction of the CIB resolved at the flux limit.

Table 7. Confusion noise and resolved fraction of the CIB at different wavelengths for a 3.29 m telescope (*Herschel* like).

λ μm	$5\sigma_{\text{conf},P(D)}$ mJy	CIB fraction ^a %	$S_{\text{conf,density}}$ mJy	CIB fraction ^b %
70	7.95×10^{-2}	96.4	1.20×10^{-1}	91.8
100	5.13×10^{-1}	90.8	7.75×10^{-1}	83.9
160	5.01×10^0	67.8	5.93×10^0	59.8
250	1.75×10^1	25.9	1.28×10^1	29.6
350	2.30×10^1	9.2	1.28×10^1	15.8
500	2.08×10^1	3.3	9.24×10^0	8.7
850	1.13×10^1	1.5	3.88×10^0	4.4
1100	8.40×10^0	1.2	2.66×10^0	3.5

Notes. ^(a) Fraction of the CIB resolved at $5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$. ^(b) Fraction of the CIB resolved at the flux limit.

Table 8. Confusion noise and resolved fraction of the CIB at different wavelengths for a 12.00 m telescope (APEX like).

λ μm	$5\sigma_{\text{conf},P(D)}$ mJy	CIB fraction ^a %	$S_{\text{conf,density}}$ mJy	CIB fraction ^b %
160	5.86×10^{-2}	99.4	5.55×10^{-2}	98.2
250	7.06×10^{-1}	94.2	1.11×10^0	85.6
350	2.08×10^0	77.9	2.57×10^0	63.2
500	3.05×10^0	50.0	2.57×10^0	41.8
850	2.19×10^0	23.6	1.24×10^0	22.9
1100	1.74×10^0	18.4	8.74×10^{-1}	18.6

Notes. ^(a) Fraction of the CIB resolved at $5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$. ^(b) Fraction of the CIB resolved at the flux limit.

Table 9. Confusion noise and resolved fraction of the CIB at different wavelengths for a 15.00 m telescope (JCMT like).

λ μm	$5\sigma_{\text{conf},P(D)}$ mJy	CIB fraction ^a %	$S_{\text{conf,density}}$ mJy	CIB fraction ^b %
160	2.34×10^{-2}	99.8	1.04×10^{-2}	99.3
250	3.01×10^{-1}	97.6	4.48×10^{-1}	92.5
350	1.08×10^0	88.6	1.55×10^0	74.7
500	1.87×10^0	66.6	1.86×10^0	52.4
850	1.55×10^0	33.8	9.70×10^{-1}	29.4
1100	1.26×10^0	26.7	6.89×10^{-1}	24.1

Notes. ^(a) Fraction of the CIB resolved at $5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$. ^(b) Fraction of the CIB resolved at the flux limit.

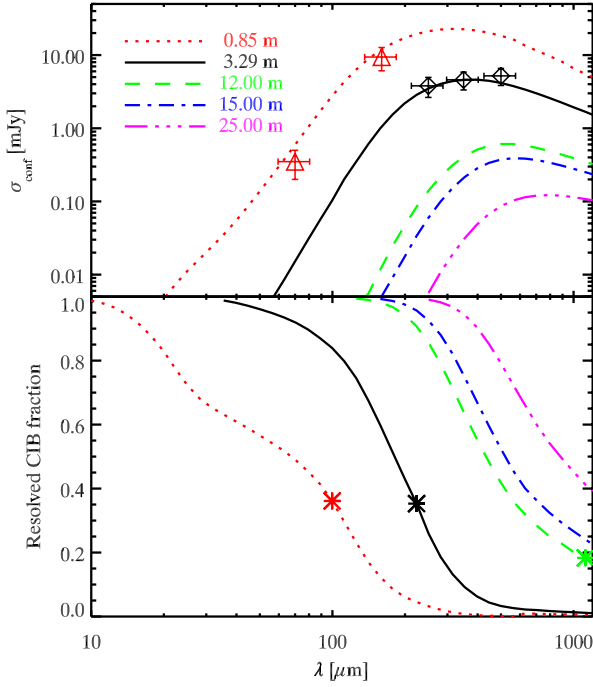


Fig. 14. *Upper panel:* 1- σ confusion noise as a function of the wavelength for different telescope diameters. We use the confusion noise given by the $P(D)$ method (see Sect. 7.1) for this plot. Red triangles: Frayer et al. (2009) *Spitzer*/MIPS confusion measurements. Black diamonds: Nguyen et al. (2010); *Herschel*/SPIRE confusion noise measurements ($5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$ cut). *Lower panel:* resolved fraction of the CIB by sources brighter than $5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$ (fluctuations) and the source density limit. *Both panel:* Red dotted line: telescope with a diameter of 0.85 m such as *Spitzer*. Black solid line: 3.29 m telescope such as *Herschel*. Green dashed line: 12 m telescope such as Atacama pathfinder experiment (APEX). Blue dot-dashed line: 15 m telescope such as the JCMT. Purple three dot-dashed line: 25 m such as the CCAT project. Asterisks: transition between the source density limitation (short wavelengths) and the fluctuation limitation (long wavelengths).

Table 10. Confusion noise and resolved fraction of the CIB at different wavelengths for a 25.00 m telescope (CCAT-like).

λ μm	$5\sigma_{\text{conf},P(D)}$ mJy	CIB fraction ^a %	$S_{\text{conf,density}}$ mJy	CIB fraction ^b %
250	2.81×10^{-2}	99.8	1.32×10^{-2}	99.1
350	1.57×10^{-1}	98.5	2.12×10^{-1}	94.2
500	4.31×10^{-1}	92.6	6.09×10^{-1}	79.1
850	5.99×10^{-1}	64.6	4.62×10^{-1}	49.7
1100	5.39×10^{-1}	53.1	3.46×10^{-1}	41.2

Notes. ^(a) Fraction of the CIB resolved at $5\text{-}\sigma_{\text{conf}}$. ^(b) Fraction of the CIB resolved at the flux limit.

(CCAT) project would be able to resolve more than 80% of the CIB up to $500 \mu\text{m}$.

7.2. High energy opacity

The CIB photons can interact with TeV photons. The cross-section between a E_γ rest-frame high-energy photon and an infrared photon with a observer-frame wavelength λ_{IR}

interacting at a redshift z with an angle θ (and $\mu = \cos(\theta)$) is (Heitler 1954; Jauch & Rohrlich 1976)

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \lambda_{\text{IR}}, \mu, z) = H\left(1 - \frac{\epsilon_{\text{th}}}{\epsilon}\right) \frac{3\sigma_T}{16} (1 - \beta^2) \quad (22)$$

$$\times \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) \right] \quad (23)$$

with

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{\epsilon_{\text{th}}}{\epsilon}}, \quad (24)$$

$$\epsilon_{\text{th}}(E_\gamma, \mu, z) = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_\gamma(1 - \mu)(1 + z)}, \quad (25)$$

$$\epsilon(\lambda_{\text{IR}}, z) = \frac{hc(1 + z)}{\lambda_{\text{IR}}}, \quad (26)$$

where σ_T is the Thomson cross-section ($6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$), m_e the mass of the electrons, and H the Heaviside step function ($H(x) = 1$ if $x > 0$ and 0 else).

The optical depth $\tau(E_\gamma, z_s)$ for a photon observed at energy E_γ and emitted at a redshift z_s can be easily computed (Dwek & Krennrich 2005; Younger & Hopkins 2011; Domínguez et al. 2011) with

$$\tau(E_\gamma, z_s) = \int_0^{z_s} dz \frac{D_H}{\sqrt{\Omega_\Lambda + (1 + z)^3 \Omega_m}} \times \int_{-1}^1 d\mu \frac{1 - \mu}{2} \int_{5 \mu\text{m}}^\infty d\lambda_{\text{IR}} n_{\lambda_{\text{IR}}}(\lambda_{\text{IR}}, z) (1 + z)^2 \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \lambda_{\text{IR}}, \mu, z), \quad (27)$$

where $n_{\lambda_{\text{IR}}}(\lambda_{\text{IR}}, z)$ is the comoving number density of photons emitted at a redshift greater than z between λ_{IR} and $\lambda_{\text{IR}} + d\lambda_{\text{IR}}$. The $5 \mu\text{m}$ cut corresponds to the limit of the validity of our model. The number density of photons is computed with

$$n_{\lambda_{\text{IR}}}(\lambda_{\text{IR}}, z) = \frac{4\pi}{hc\lambda_{\text{IR}}} (B_{\nu,\text{CIB}} + B_{\nu,\text{CMB}}), \quad (28)$$

where $B_{\nu,\text{CIB}}$ is the CIB given by our model and $B_{\nu,\text{CMB}}$ is the brightness of a blackbody at 2.725 K corresponding to the cosmic microwave background (Fixsen 2009). Our predicted opacities do not take into account the absorption by the cosmic optical background photons (COB, $\lambda < 5 \mu\text{m}$). Younger & Hopkins (2011) showed that the contribution of the COB to the opacity is negligible for energies higher than 5 TeV.

We can determine up to which redshift the opacity stays lower than 1. We can thus define an horizon as a function of the energy, called the Fazio-Stecker relation. We can see in Fig. 15 that the observed energy cutoff of low-redshift blazars (Mkn 501, Aharonian et al. 1999; Mkn 421, Aharonian et al. 2002; and BL Lac 1ES 1959+650, Aharonian et al. 2003) is compatible with this relation.

7.3. Effect of the strong lensing on the number counts

The strongly-lensed fraction is the ratio of the counts of lensed sources to the total observed counts. Because the slope of the counts varies a lot with the flux and wavelength, this fraction depends on the flux and the wavelength (see Fig. 16). The strongly lensed fraction is always smaller than 2% below $250 \mu\text{m}$ and is thus negligible. At longer wavelengths, we predict a maximum of the strongly lensed fraction near 100 mJy. At $500 \mu\text{m}$, about 15% of the sources brighter than 100 mJy are lensed. This fraction increases to 40% near 1 mm.

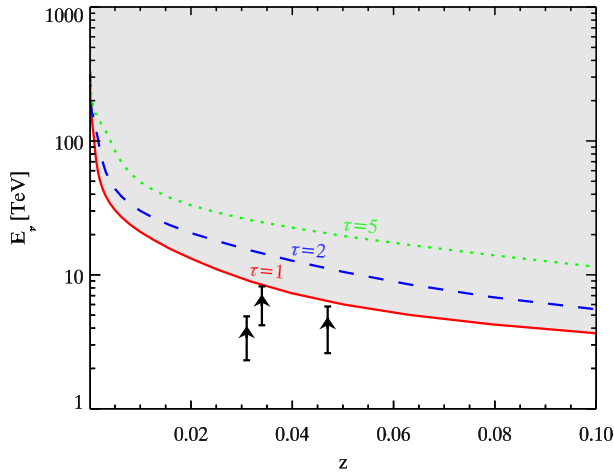


Fig. 15. Fazio-Stecker relation: energy at which the opacity reach a given τ as a function of redshift. This plot is done for $\tau = 1$ (red solid line), 2 (blue dashed line) and 5 (green dotted line). The data points are the cutoff energy of Mkn 501 (Aharonian et al. 1999), Mkn 421 (Aharonian et al. 2002) and Lac 1ES 1959+650 (Aharonian et al. 2003).

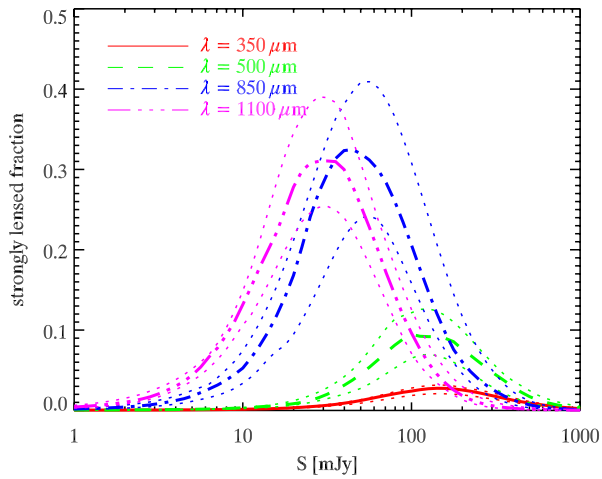


Fig. 16. Fraction of strongly lensed sources (magnification larger than 2) as a function of the flux at 350 μm (red solid line), at 500 μm (green dashed line), at 850 μm (blue dot-dashed line) and at 1.1 mm (purple three-dot-dashed line). The dotted lines represent the $1\text{-}\sigma$ confidence area of our model.

Our results can be compared with those of the Negrello et al. (2007) model. The two models predict that the lensed fraction as a function of the flux is a bump around 100 mJy. However, the amplitude of this bump predicted by the two models is significantly different. For instance, the maximum of the lensed fraction at 500 μm is 15% for our model and 50% for the Negrello et al. (2007) model. The slope between 10 and 100 mJy is steeper in Negrello et al. (2007) model than in ours and is incompatible with the measurements (Clements et al. 2010; Oliver et al. 2010; Glenn et al. 2010). The steeper the slope, the larger the lensed fraction. This explains why the Negrello et al. (2007) model predicts larger lensed fraction than ours. The probability of a source being lensed increases with its redshift. The differences in the redshift distributions of the models could also explain some of the differences in the lensed fraction.

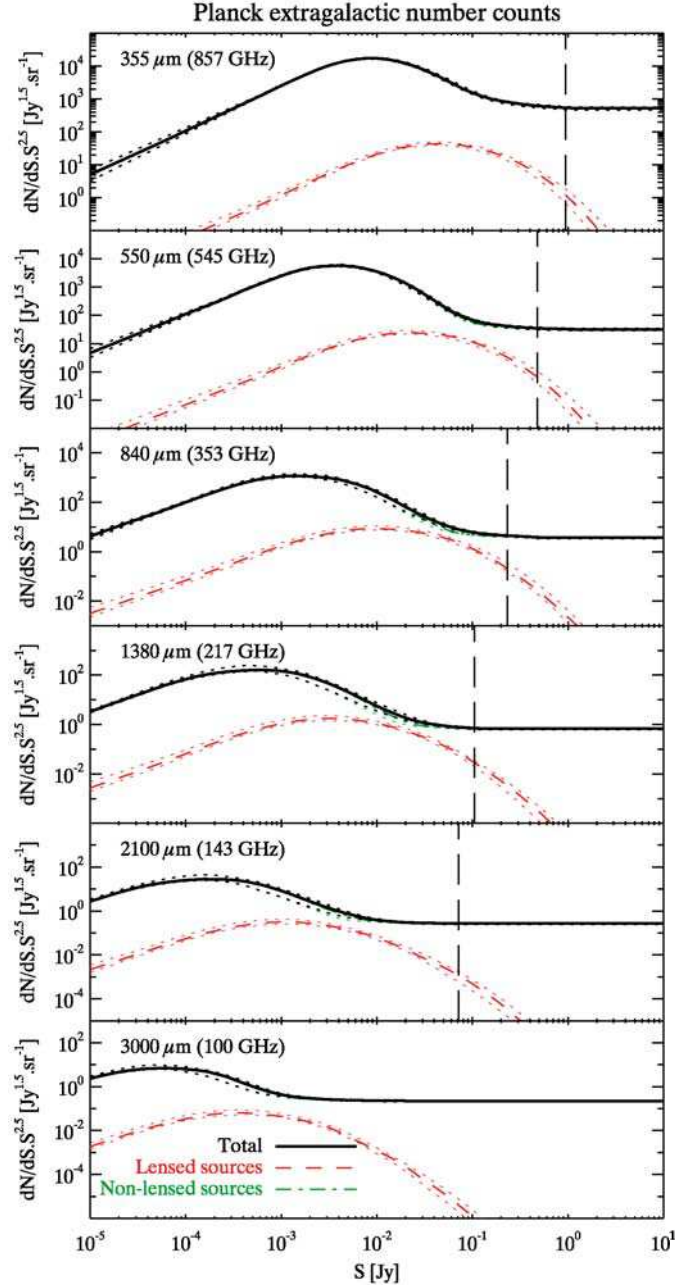


Fig. 17. Differential number counts in the *Planck* bands. These counts only take into account the individual star-forming galaxies. Black solid line: total contribution. Green dot-dashed line: contribution of the non-lensed sources. Red dashed line: contribution of the strongly-lensed sources. Dotted lines $1\text{-}\sigma$ contours. Vertical long-dashed line: $5\text{-}\sigma$ limits (confusion+instrumental) of Fernandez-Conde et al. (2008) for a bias of 1.5.

Figure 6 shows the respective contribution of the lensed and non-lensed sources to the SPT counts of dusty sources without IRAS 60 μm counterparts at 1.38 mm (Vieira et al. 2010). According to the model, these counts are dominated by strongly-lensed sources above 15 mJy. These bright sources are thus very likely to correspond to strongly-lensed sub-mm galaxies.

We predicted on the contribution of the strongly-lensed sources to the *Planck* number counts (see Fig. 17) using Fernandez-Conde et al. (2008) $5\text{-}\sigma$ limits, because they take into account the effect of the clustering on the confusion noise. This

effect is non-negligible because of the large beam of *Planck*. We found that the contribution of the lensed sources to the *Planck* counts is negligible in all the bands (a maximum of 0.47 galaxies sr^{-1} at $550 \mu\text{m}$). At high redshift, *Planck* will probably detect more small structures such as proto-clusters, than individual galaxies. *Planck* is thus not the best survey to find lensing candidates. Sub-mm surveys with a sensitivity near 100 mJy are more efficient. For instance, the *Herschel*-ATLAS survey should find 153 ± 26 and 411 ± 24 lensed sources with $S_{500} > 50$ mJy and $S_{350} > 50$ mJy, respectively, across 600 deg^2 .

8. Discussion

8.1. Comparison with other backward evolution models

The evolution of the infrared luminosity density predicted by our model can be compared with the predictions of other backward evolution models. We find, like Franceschini et al. (2010), a strong increase in ρ_{IR} from $z = 0$ to $z = 1$, a break around $z = 1$, and a decrease at higher redshift. In contrast, the Valiante et al. (2009) and Le Borgne et al. (2009) models predict a maximum of infrared luminosity density around $z = 2$.

In a similar way to Le Borgne et al. (2009) and Franceschini et al. (2010), we found that LIRGs dominate infrared luminosity density around $z = 1$ and that ULIRGs dominate at redshift higher than 1.5. We also found as Le Borgne et al. (2009) that normal galaxies dominates ρ_{IR} only up to $z \sim 0.5$.

Our model and the Valiante et al. (2009) one use a similar parametrization of the LF evolution. Both models found a very strong evolution in luminosity up to $z = 2$ ($(1+z)^{3.4}$ for the Valiante et al. (2009) model, which can be compared with $(1+z)^{2.9 \pm 0.1}$ from $z = 0$ to 0.87 ± 0.05 and $(1+z)^{4.7 \pm 0.3}$ from $z = 0.87 \pm 0.05$ to 2 for our model). At higher redshift, our model is compatible with no evolution and the Valiante et al. (2009) model predicts a slight decrease in $(1+z)^{-1}$. Concerning the evolution in density, both models predicts an increase from $z = 0$ to $z \approx 1$ (proportional to $(1+z)^2$ for the Valiante et al. (2009) model and $(1+z)^{0.8 \pm 0.2}$ for our model) and a decrease at higher redshift ($(1+z)^{-1.5}$ for the Valiante et al. (2009) model, $(1+z)^{-6.2 \pm 0.5}$ between $z = 0.87 \pm 0.5$ and $z = 2$ and $(1+z)^{-0.9 \pm 0.7}$ at $z > 2$ for our model). These two models thus agree on the global shape of the evolution of the LF, but disagree on the values of the coefficient driving it. There is in particular a large difference on the evolution density between $z \sim 1$ and $z \sim 2$. This difference could be explained by the different positions of the breaks. Nevertheless, the uncertainties on the Valiante et al. (2009) model are not estimated. It is thus difficult for us to draw any conclusion.

Valiante et al. (2009) and Franceschini et al. (2010) used AGNs to reproduce the infrared observations. Valiante et al. (2009) also used a temperature dispersion of the galaxies. Our model reproduce the same observations using neither AGNs nor temperature dispersion. This demonstrates that the AGN contribution and the temperature scatter cannot be accurately constrained by with this type of modeling.

8.2. Discriminating the models: smoking gun observations?

Although they use different galaxy populations and evolutions, the backward evolution models reproduce the number counts from the mid-IR to the mm domain in a reasonably good way. It is thus important to find new observables to discriminate between models.

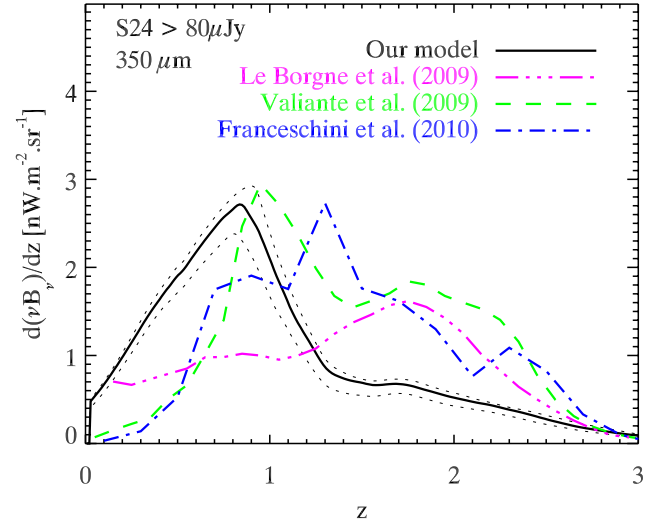


Fig. 18. Differential contribution of the $S_{24} > 80 \mu\text{Jy}$ sources to the CIB as a function of the redshift at $350 \mu\text{m}$. Black solid line: Our model (1- σ limit in black dotted line). Purple three dot-dashed line: Le Borgne et al. (2009) model. Green dashed line: Valiante et al. (2009) model. Blue dot-dashed line: Franceschini et al. (2010) model.

The sub-mm redshift distributions of the bright sources are quite straightforward, but very discriminant observations. For instance, Fig. 7 shows a significant difference in the sub-mm redshift distributions predicted by the different models. The Chapin et al. (2011) measurements performed on one small field with a cut at high flux do not enable us to draw strong conclusions. *Herschel* will help us to increase the accuracy of the measured redshift distributions and estimate the cosmic variance in them. These constraints will be crucial for the next generation of models.

Jauzac et al. (2011) showed that the redshift distribution of the contribution of the 24 microns sources to CIB at 70 and $160 \mu\text{m}$ ($d(\nu B_\nu)/dz$) also provides a strong constraint. Figure 18 shows the $d(\nu B_\nu)/dz$ at $350 \mu\text{m}$. The different models make totally incompatible predictions in the sub-mm. An accurate measurement of $d(\nu B_\nu)/dz$ will thus be crucial for future models.

8.3. Limits of our model

Our model is a useful tool to make a first interpretation of the observations from the mid-infrared to the mm domain. Nevertheless, it is biased by some structural choice in its construction.

The choice of the parameters biases the results. For example, we have chosen the minimal number of parameters to reproduce the counts. If we had used more breaks in the evolution in both density and luminosity, the evolutions with redshift would have been smoother and the errors in the predictions would have been different. Our errors are just the statistical errors due to the determination of the parameter of a given model using the data. It does not include the uncertainty in our hypothesis about the evolution (such as α fixed) and the biases due to our choice of parameters (evolution in $(1+z)^r$ with breaks). For instance, the strong decrease in density between $z \sim 0.9$ and $z = 2$ is probably an artifact caused by our choice of parametrization. In addition, our model of lensing is very simple and should be improved in the future. Nevertheless, the contribution of the lensing in the fitted data is low and the bias is thus negligible.

The backward evolution models gives a very limited interpretation of the data. They provide only a description of the evolution of the statistical properties of the infrared galaxies. The physical processes explaining the strong evolution of these objects are ignored. A more complex physical approach is thus necessary to deeply understand the history of the infrared galaxies. Nevertheless, our model is very useful for providing a rapid interpretation of new observations and predictions for future missions.

8.4. Perspectives

Our models fit the current data when we employ rather simple hypotheses. Nevertheless, the increasing accuracy of infrared observations will probably help us to improve the model. Additional model updates will be possible in the future.

The α and σ parameters are fixed, but it may be necessary to incorporate an evolution of the shape of the LF with the redshift. A Fisher matrix analysis shows that the evolution of α at high redshift cannot be constrained without deeper observations in the sub-mm. An evolution of σ could be constrained, but is not necessary to reproduce the current data.

The evolution of the parameters is very simple in the current version and could be updated by using more breaks or a smoother functional form.

The observations of *Herschel* will help us to improve the SED used in our model, and maybe enable us to determine the SED evolution with redshift. The temperature of the big grains and its dispersion will be measured more accurately. Nevertheless, this dispersion must be modeled with a limited number of templates to allow us to use an MCMC approach. This will be one of the future challenges of including it in our model.

Nevertheless, each refinement increases the number of free parameters of the model. It is important to limit the number of new parameters in comparison with the number of measurements.

9. Summary

- Our new parametric backward evolution model has enabled us to reproduce the number counts from 15 μm to 1.1 mm, the monochromatic LF, and the redshift distributions.
- We have found that our model predicts a strong evolution in the LF characteristic luminosity up to $z = 2$ and a strong decrease in density from $z = 1$ to $z = 2$. We predict that the number of HyLIRG reaches a maximum around $z = 2$.
- We have found that normal galaxies, LIRGs, and ULIRGs dominates the infrared output at $z = 0$, $z = 1$, and $z = 2$, respectively. The HyLIRG accounts for a small fraction ($<10\%$) at all redshifts.
- We have reproduced the CIB spectrum and predicted the contributions per redshift and luminosity slice. We found that the mid- and far-infrared part of the CIB are mainly emitted by the normal galaxies and LIRG. The sub-mm part is mainly due to LIRGs and ULIRGs at high redshift in accordance with the sub-mm observations of deep fields. We estimated the total flux of the CIB total to be $23.7 \pm 0.9 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$.
- We estimated the fraction of lensed sources in the sub-mm as a function of the flux and wavelength. This contribution is low ($<10\%$) below 500 μm , but high (up to 50%) around 100 mJy in the mm domain.

- We predicted that the population of very bright dusty galaxies detected by SPT without an IRAS counterpart (Vieira et al. 2010) is essentially composed of lensed sub-mm galaxies. We have also predicted the contribution of the lensed sources to the *Planck* number counts.
- We predict the confusion limits for future missions like SPICA or CCAT.
- We estimated the opacity of the Universe to TeV photons.
- Material of the model (software, tables and predictions) is available online¹.

10. Conclusion

We have demonstrated that it is possible to reproduce the number counts from the mid-IR to the mm domain with a rather simple parametric model that is minimized automatically. Nevertheless, other automatically-tuned models reproduce these counts with different redshift distributions (Le Borgne et al. 2009; Marsden et al. 2011). This suggests that number counts alone are insufficient to uniquely constrain these models. Different observables are thus crucial to discriminate the different parametrizations proposed by the model builders. These constraints are the luminosity functions, the redshift distributions, $P(D)$, and the fluctuations. Future measurements of these quantities and their uncertainties have to be very robust to be used to constrain the next generation of models.

Acknowledgements. We acknowledge Mattia Negrello for explaining us how includes the lensing in our galaxy evolution model, Guillaume Patanchon for pushing us to make a parametric model, Nicolas Taburet and Marian Douspis for their explanations about the MCMC, Julien Grain for his explanations on the photon-photon interaction, Josh Younger for giving us useful references, Axel Weiß and Alexandre Beelen for their discussion about the counts in the sub-mm, and Morgane Cousin for carefully reading the draft and founding some mistakes. We also thank the BLAST team for the public release of their maps. We finally acknowledge Stefano Berta, Seb Oliver, Dave Clements, Axel Weiß, Rosalind Hopwood, Joaquin Vieira, Andrew Hopkins, Alexandre Beelen and Kirsten Knudsen and Vandana Desai for providing us quickly their results. We also thanks Gaelen Marsden for our discussion about the comparison of our two models after the submission of our papers. This work was partially supported by the ANR-09-BLAN-0224-02.

References

- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Andronache, M., et al. 1999, *A&A*, 350, 757
- Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2002, *A&A*, 393, 89
- Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2003, *A&A*, 406, L9
- Alexander, D. M., Bauer, F. E., Chapman, S. C., et al. 2005, *ApJ*, 632, 736
- Austermann, J. E., Dunlop, J. S., Perera, T. A., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 160
- Baugh, C. M. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 3101
- Bavouzet, N. 2008, Ph.D. Thesis, Université Paris-Sud 11
- Beelen, A., Omont, A., Bavouzet, N., et al. 2008, *A&A*, 485, 645
- Berta, S., Magnelli, B., Lutz, D., et al. 2010, *A&A*, 518, L30
- Bertin, E., Dennefeld, M., & Moshir, M. 1997, *A&A*, 323, 685
- Béthermin, M., Dole, H., Beelen, A., & Aussel, H. 2010a, *A&A*, 512, A78
- Béthermin, M., Dole, H., Cousin, M., & Bavouzet, N. 2010b, *A&A*, 516, A43
- Borys, C., Chapman, S., Halpern, M., & Scott, D. 2003, *MNRAS*, 344, 385
- Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., et al. 2007, *ApJ*, 660, 97
- Chapin, E. L., Pope, A., Scott, D., et al. 2009, *MNRAS*, 398, 1793
- Chapin, E. L., Chapman, S. C., Coppin, K. E., et al. 2011, *MNRAS*, 411, 505
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
- Chib, S., & Greenberg, E. 1995, *Amer. Stat.*, 49, 325
- Clements, D. L., Rigby, E., Maddox, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L8
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Condon, J. J. 1974, *ApJ*, 188, 279
- Coppin, K., Chapin, E. L., Mortier, A. M. J., et al. 2006, *MNRAS*, 372, 1621
- Desai, V., Soifer, B. T., Dey, A., et al. 2008, *ApJ*, 679, 1204
- Devlin, M. J., Ade, P. A. R., Aretxaga, I., et al. 2009, *Nature*, 458, 737
- Dole, H., Lagache, G., & Puget, J. 2003, *ApJ*, 585, 617

¹ <http://www.ias.u-psud.fr/irgalaxies/>

- Dole, H., Lagache, G., Puget, J., et al. 2006, *A&A*, 451, 417
- Domínguez, A., Primack, J. R., Rosario, D. J., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 2556
- Driver, S. P., Popescu, C. C., Tuffs, R. J., et al. 2008, *ApJ*, 678, L101
- Dunkley, J., Bucher, M., Ferreira, P. G., Moodley, K., & Skordis, C. 2005, *MNRAS*, 356, 925
- Dwek, E., & Krennrich, F. 2005, *ApJ*, 618, 657
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Fadda, D., et al. 1999, *A&A*, 351, L37
- Engelbracht, C. W., Blaylock, M., Su, K. Y. L., et al. 2007, *PASP*, 119, 994
- Fadda, D., Yan, L., Lagache, G., et al. 2010, *ApJ*, 719, 425
- Fernandez-Conde, N., Lagache, G., Puget, J., & Dole, H. 2008, *A&A*, 481, 885
- Fernandez-Conde, N., Lagache, G., Puget, J., & Dole, H. 2010, *A&A*, 515, A48
- Fixsen, D. J. 2009, *ApJ*, 707, 916
- Franceschini, A., Rodighiero, G., Vaccari, M., et al. 2010, *A&A*, 517, A74
- Frayer, D. T., Sanders, D. B., Surace, J. A., et al. 2009, *AJ*, 138, 1261
- Glenn, J., Conley, A., Béthermin, M., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 109
- Gordon, K. D., Engelbracht, C. W., Fadda, D., et al. 2007, *PASP*, 119, 1019
- Gregorich, D. T., Neugebauer, G., Soifer, B. T., Gunn, J. E., & Herter, T. L. 1995, *AJ*, 110, 259
- Greve, T. R., Weiß, A., Walter, F., et al. 2010, *ApJ*, 719, 483
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L3
- Grupponi, C., Lari, C., Pozzi, F., et al. 2002, *MNRAS*, 335, 831
- Hacking, P., & Houck, J. R. 1987, *ApJS*, 63, 311
- Hall, N. R., Keisler, R., Knox, L., et al. 2010, *ApJ*, 718, 632
- Heitler, W. 1954, *Quantum theory of radiation*, ed. W. Heitler
- Hezaveh, Y. D., & Holder, G. P. 2010, *ApJ*, submitted [arXiv:1010.0998]
- Hogg, D. W. 1999 [arXiv:9905116]
- Hopkins, A. M., & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
- Hopwood, R., Serjeant, S., Negrello, M., et al. 2010, *ApJ*, 716, L45
- Imanishi, M. 2009, *ApJ*, 694, 751
- Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, *A&A*, 514, A1
- Jauch, J. M., & Rohrlich, F. 1976, *The theory of photons and electrons, The relativistic quantum field theory of charged particles with spin one-half*, ed. J. M. Jauch, & F. Rohrlich
- Jauzac, M., Dole, H., Le Floch, E., et al. 2011, *A&A*, 525, A52
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Knudsen, K. K., van der Werf, P. P., & Kneib, J. 2008, *MNRAS*, 384, 1611
- Lacey, C. G., Baugh, C. M., Frenk, C. S., et al. 2010, *MNRAS*, 443
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Désert, F. X., & Puget, J. 1999, *A&A*, 344, 322
- Lagache, G., Haffner, L. M., Reynolds, R. J., & Tufte, S. L. 2000, *A&A*, 354, 247
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., et al. 2004, *ApJS*, 154, 112
- Lagache, G., Puget, J., & Dole, H. 2005, *ARA&A*, 43, 727
- Lagache, G., Bavouzet, N., Fernandez-Conde, N., et al. 2007, *ApJ*, 665, L89
- Lanzoni, B., Guiderdoni, B., Mamon, G. A., Devriendt, J., & Hatton, S. 2005, *MNRAS*, 361, 369
- Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. 2011, *ApJS*, 192, 16
- Le Borgne, D., Elbaz, D., Ocvirk, P., & Pichon, C. 2009, *A&A*, 504, 727
- Le Floch, E., Papovich, C., Dole, H., et al. 2005, *ApJ*, 632, 169
- Le Floch, E., Aussel, H., Ilbert, O., et al. 2009, *ApJ*, 703, 222
- Lima, M., Jain, B., Devlin, M., & Aguirre, J. 2010, *ApJ*, 717, L31
- Lonsdale, C. J., Hacking, P. B., Conrow, T. P., & Rowan-Robinson, M. 1990, *ApJ*, 358, 60
- Magnelli, B., Elbaz, D., Chary, R. R., et al. 2009, *A&A*, 496, 57
- Marsden, G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1729
- Marsden, G., Chapin, E. L., Halpern, M., et al. 2011, *ApJ*, submitted [arXiv:1010.1176]
- Matsuura, S., Shirahata, M., Kawada, M., et al. 2011, *ApJ*, submitted [arXiv:1002.3674]
- Miville-Deschênes, M., Lagache, G., & Puget, J. 2002, *A&A*, 393, 749
- Negrello, M., Perrotta, F., González-Nuevo, J., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 1557
- Negrello, M., Hopwood, R., De Zotti, G., et al. 2010, *Science*, 330, 800
- Nguyen, H. T., Schulz, B., Levenson, L., et al. 2010, *A&A*, 518, L5
- Oliver, S. J., Wang, L., Smith, A. J., et al. 2010, *A&A*, 518, L21
- Papovich, C., Dole, H., Egami, E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 70
- Pascual, E., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2008, *ApJ*, 681, 400
- Pascual, E., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1740
- Patachon, G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1750
- Pearson, C. P., Oyabu, S., Wada, T., et al. 2010, *A&A*, 514, A8
- Perrotta, F., Baccigalupi, C., Bartelmann, M., De Zotti, G., & Granato, G. L. 2002, *MNRAS*, 329, 445
- Perrotta, F., Magliocchetti, M., Baccigalupi, C., et al. 2001, unpublished [arXiv:astro-ph/0111239]
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
- Puget, J., Abergel, A., Bernard, J., et al. 1996, *A&A*, 308, L5
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2008, *ApJS*, 175, 48
- Reed, D. S., Bower, R., Frenk, C. S., Jenkins, A., & Theuns, T. 2007, *MNRAS*, 374, 2
- Renault, C., Barrau, A., Lagache, G., & Puget, J. 2001, *A&A*, 371, 771
- Rodighiero, G., Vaccari, M., Franceschini, A., et al. 2010, *A&A*, 515, A8
- Rowan-Robinson, M. 2009, *MNRAS*, 394, 117
- Rowan-Robinson, M., Hughes, J., Veda, K., & Walker, D. W. 1990, *MNRAS*, 246, 273
- Saunders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., et al. 1990, *MNRAS*, 242, 318
- Scott, S. E., Dunlop, J. S., & Serjeant, S. 2006, *MNRAS*, 370, 1057
- Scott, K. S., Yun, M. S., Wilson, G. W., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 2260
- Shupe, D. L., Rowan-Robinson, M., Lonsdale, C. J., et al. 2008, *AJ*, 135, 1050
- Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., & Kneib, J. 2002, *MNRAS*, 331, 495
- Soifer, B. T., & Neugebauer, G. 1991, *AJ*, 101, 354
- Stansberry, J. A., Gordon, K. D., Bhattacharya, B., et al. 2007, *PASP*, 119, 1038
- Stecker, F. W., & de Jager, O. C. 1997, *ApJ*, 476, 712
- Swinyard, B. M., Ade, P., Baluteau, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L4
- Takeuchi, T. T., & Ishii, T. T. 2004, *ApJ*, 604, 40
- Teplitz, H. I., Chary, R., Elbaz, D., et al. 2011, *AJ*, 141, 1
- Truch, M. D. P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1723
- Vaccari, M., Marchetti, L., Franceschini, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L20
- Valiante, E., Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., & Chapin, E. L. 2009, *ApJ*, 701, 1814
- Vieira, J. D., Crawford, T. M., Switzer, E. R., et al. 2010, *ApJ*, 719, 763
- Viero, M. P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1766
- Weiß, A., Kovács, A., Coppin, K., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1201
- Wilman, R. J., Jarvis, M. J., Mauch, T., Rawlings, S., & Hickey, S. 2010, *MNRAS*, accepted [arXiv:1002.1112]
- Younger, J. D., & Hopkins, P. F. 2011, *MNRAS*, 410, 2180
- Zemcov, M., Blain, A., Halpern, M., & Levenson, L. 2010, *ApJ*, 721, 424

Annexe F

4ème article

Cet article a été publié par MNRAS.

Cross-correlation between the cosmic microwave and infrared backgrounds for integrated Sachs–Wolfe detection

Stéphane Ilić,[★] Marian Douspis, Mathieu Langer, Aurélie Pénin and Guilaine Lagache

Institut d’Astrophysique Spatiale, UMR8617, Université Paris-Sud & CNRS, Bât. 121, Orsay F-91405, France

Accepted 2011 June 10. Received 2011 June 10; in original form 2011 May 6

ABSTRACT

We investigate the cross-correlation between the cosmic infrared background (CIB) and cosmic microwave background (CMB) anisotropies due to the integrated Sachs–Wolfe (ISW) effect. We first describe the CIB anisotropies using a linearly biased power spectrum, valid on the angular scales of interest. From this, we derive the theoretical angular power spectrum of the CMB–CIB cross-correlation for different instruments and frequencies. Our cross-spectra show similarities in shape with usual CMB–galaxies cross-correlations. We discuss the detectability of the ISW signal by performing a signal-to-noise ratio (S/N) analysis with our predicted spectra. Our results show that (i) in the ideal case of noiseless, full-sky maps, the significances obtained range from 6σ to 7σ depending on the frequency, with a maximum at 353 GHz, and (ii) in realistic cases which account for the presence of noise including astrophysical contaminants, the results depend strongly on the major contribution to the noise term. They span from 2σ to 5σ , the most favourable frequency for detection being 545 GHz. We also find that the joint use of all available frequencies in the cross-correlation does not improve significantly the total S/N, due to the high level of correlation of the CIB maps at different frequencies.

Key words: cosmic background radiation – cosmology: theory – dark energy – large-scale structure of Universe – infrared: diffuse background.

1 INTRODUCTION

The discovery of the acceleration of the expansion of the Universe, made through supernova observations (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999) at the end of the last century, has since led to many theories aimed at explaining its origin. These theories have been re-grouped under the term ‘dark energy’ (DE), designating a new and unknown component of our Universe which theoretically amounts to 70 per cent of its total energy budget. Among the many solutions proposed to account for this intriguing phenomenon, one of the leading contenders is the so-called ‘cosmological constant’, an idea first introduced by Einstein in his original theory of general relativity to achieve a stationary universe, but which he discarded after the discovery of the Hubble redshift. This cosmological constant is assimilated to an intrinsic energy density of the vacuum, and therefore is constant in time and space; it also has an equation of state $w = p/\rho$ equal to -1 , both on theoretical grounds and because no confirmed deviations from $w = -1$ have been detected so far. Despite its simplicity, it does reproduce most of the current observations while being (one of) the most ‘economical’ solution, but it is nevertheless plagued by a few serious theoretical problems (e.g. Padmanabhan 2003; Bass 2011).

Apart from these theoretical issues, the accelerated expansion of the Universe still needs to be tested further in the framework of the Λ cold dark matter model by independent measurements from cosmological observations. Over the last decade, other possible probes have been proposed, such as the study of baryon acoustic oscillations (Eisenstein, Hu & Tegmark 1998; Eisenstein et al. 2005; Bassett & Hlozek 2010, and references therein), which provide a ‘standard ruler’ in cosmology and are heavily influenced by the energy content of the Universe and so by the DE.

In this article, we focus on an alternative probe of the DE, namely the study of the integrated Sachs–Wolfe (ISW) effect; the ‘original’ SW effect first introduced at the end of the 1960s (Sachs & Wolfe 1967) describes the imprint on the cosmic microwave background (CMB) of anisotropies caused by gravitational redshift occurring at the surface of last scattering. Its ‘integrated’ counterpart is similar in that it also has a gravitational origin and contributes to the CMB secondary anisotropies, but it only occurs in a Universe not dominated by matter. Indeed, the ISW effect is caused by the large-scale structures of the Universe, whose gravitational potentials are slowly decaying – instead of being constant in a matter-dominated regime – and therefore giving a net gain (in the case of a potential well) or loss (hill) of energy to the CMB photons that travel across them.

This effect shows in the power spectrum of the CMB temperature anisotropies at large angular scales (low ℓ), but the cosmic variance

[★]E-mail: stephane.ilic@ias.u-psud.fr

at those very multipoles, together with the relatively small amplitude of the ISW effect, makes its direct detection very challenging, if not impossible, when using only the CMB itself. To circumvent this limitation, cosmologists have devised a way to exploit the link between this imprint on the CMB and the large-scale structures causing it, by simply cross-correlating the CMB with matter density maps (actually galaxy maps in practice) and then comparing the results to a null hypothesis and to what is expected from theory.

During the last decade or so, a growing interest has arisen in this field thanks to the development of large galaxy surveys: the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; Abazajian et al. 2009, for the latest release), the NRAO VLA Sky Survey (NVSS; Condon et al. 1998), the Two Micron All Sky Survey (2MASS; Jarrett et al. 2000), etc. They allow cosmologists to cross-correlate the CMB as seen by the *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) to proxies of the matter density field as seen at many wavelengths: X-rays (Boughn & Crittenden 2004), optical (Granett, Neyrinck & Szapudi 2009), near-infrared (Rassat et al. 2007) or radio (Pietrobon, Balbi & Marinucci 2006). However, this method has yet to produce a definitive and conclusive detection of the ISW effect, with significances so far ranging from negligible (Sawangwit et al. 2010) to 4.5σ (Giannantonio et al. 2008) throughout the literature. The potential of future surveys such as the Large Synoptic Survey Telescope (LSST), the Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (Pan-STARRS) or *Euclid* have also been explored in terms of signal-to-noise ratio (S/N) of the ISW detection (Douspis et al. 2008). Another noteworthy approach by Taburet et al. (2011) considered the cross-correlation of the ISW effect with the thermal Sunyaev–Zel’dovich effect as both effects take place in the same potential wells; this could provide an independent probe for the existence of DE out of pure CMB data.

The originality of our work is to consider here the cosmic infrared background (CIB), first discovered by Puget et al. (1996). This background, visible roughly from 10 to 1000 μm in wavelength, arises from accumulated emissions from star-forming galaxies spanning a large range of redshifts. The earliest epoch for the production of this background is thought to be when star formation first began, and contributions to the CIB continued through the present epoch, including our current DE-dominated era. The CIB also features anisotropies (first detected and discussed by Lagache & Puget 2000 and Matsuhara et al. 2000) that are underlined by the galaxy density field and thus the matter density fluctuations. It is therefore reasonable to expect that it has a positive correlation with the CMB through the aforementioned ISW effect.

In this paper, we first present an analytical calculation of the CMB–CIB cross-correlation signal through the ISW effect. We then use it to compute the expected power spectrum of this correlation in different cases, namely with a CIB observed at several frequencies and with various instruments (*IRAS*, *Herschel*-SPIRE and *Planck*-HFI). With these results we perform a S/N analysis in order to quantify the detectability of the cross-correlation, focusing first on the ‘perfect case’ scenario, i.e. a situation where both the CMB and CIB are full-sky maps, without noise, so that the detection is only limited by the cosmic variance. We then discuss the effect of noise (including contaminating astrophysical components and instrumental noise) in the maps and its consequences on the S/N. Finally, we end with a few conclusions and discussions about the perspective of application of our predictions.

Throughout all our calculations, we assume a Euclidean universe corresponding to the *WMAP7* best-fitting cosmology, with adiabatic scalar perturbations and a nearly scale invariant initial power spectrum.

2 MODELLING THE EXPECTED SIGNAL

2.1 CIB anisotropies

Ever since its discovery, many efforts have been deployed to detect the CIB with increasing precision, especially in order to study its anisotropies which contain a lot of information about the star and galaxy formation histories, including their clustering processes. The most recent papers on the CIB anisotropies use sophisticated models which compute the halo occupation distribution (HOD; see e.g. Peacock & Smith 2000; Cooray & Sheth 2002) and the dark matter halo properties, in order to predict the power spectrum of these anisotropies. Recently applied to the new *Planck* data (see *Planck* Collaboration 2011b), this framework allowed us to confirm that the bias between infrared galaxies and the linear theory matter power spectrum is not independent of scale and that the HOD is evolving with redshift.

Such models are particularly useful when describing the small, non-linear scales of the CIB. Since we focus here on the ISW effect which only concerns much larger scales, we can use a simpler model for the CIB, similar to the description made by Knox et al. (2001). The general definition of the CIB anisotropies at a given frequency ν and in a given direction \hat{n} can be then written as the following line-of-sight integral:

$$\delta T_{\text{CIB}}(\hat{n}, \nu) = \int_{\eta_{\text{far}}}^{\eta_0} dz \frac{d\eta}{dz} a(z) \delta j((\eta_0 - \eta)\hat{n}, \nu, z), \quad (1)$$

with δj being the emissivity fluctuations of the CIB. The integration is made over η , the conformal time, from some initial time η_{far} before star formation began to our location at the coordinate origin η_0 . In their work, Knox et al. hypothesized that the CIB anisotropies are direct tracers of the matter density fluctuations $\delta = \delta\rho_m/\bar{\rho}_m$, up to a bias factor. Therefore, the previous expression becomes an integral of the product between a mean far-infrared (FIR) emissivity and the matter density fluctuation field:

$$\delta T_{\text{CIB}}(\hat{n}, \nu) = \int_{\eta_{\text{far}}}^{\eta_0} dz \frac{d\eta}{dz} a(z) b_j(\nu, z) \bar{j}(\nu, z) \delta((\eta_0 - \eta)\hat{n}, z). \quad (2)$$

The quantity $b_j(\nu, z)$ is a frequency- and redshift-dependent matter-emissivity bias defined by

$$\frac{\delta j((\eta_0 - \eta)\hat{n}, \nu, z)}{\bar{j}(\nu, z)} = b_j(\nu, z) \delta((\eta_0 - \eta)\hat{n}, z), \quad (3)$$

and $\bar{j}(\nu, z)$ is the mean emissivity per comoving unit volume at frequency ν as a function of redshift z , which is derived here using the empirical, parametric model of Béthermin et al. (2011). The matter density field δ is described in our analysis by a linear power spectrum. While this approximation is not accurate at small scales where non-linearities arise, it is perfectly valid for the scales of interest in our work since the first hundred multipoles ($\ell < 100$) comprise most of the ISW signal. Following a calculation similar to the one described in the next section, we can express the angular power spectrum of the CIB fluctuations as follows:

$$C_\ell^{\text{CIB}}(\nu) = 4\pi \frac{9}{25} \int \frac{dk}{k} \Delta_{\mathcal{R}}^2 M_\ell^2(k, \nu), \quad (4)$$

where $M_\ell(k, \nu)$ is given in equation (10) and $\Delta_{\mathcal{R}}^2$ is defined below in equation (8).

Lastly, we choose the previously mentioned linear bias¹ $b_j(\nu, z)$ to be constant in redshift: $b_j(\nu, z) = b_{\text{lin}}(\nu)$. To obtain

¹ This bias here represents our matter-emissivity bias in equation (3) and should not be confused with the widely used galaxy-dark matter bias, though

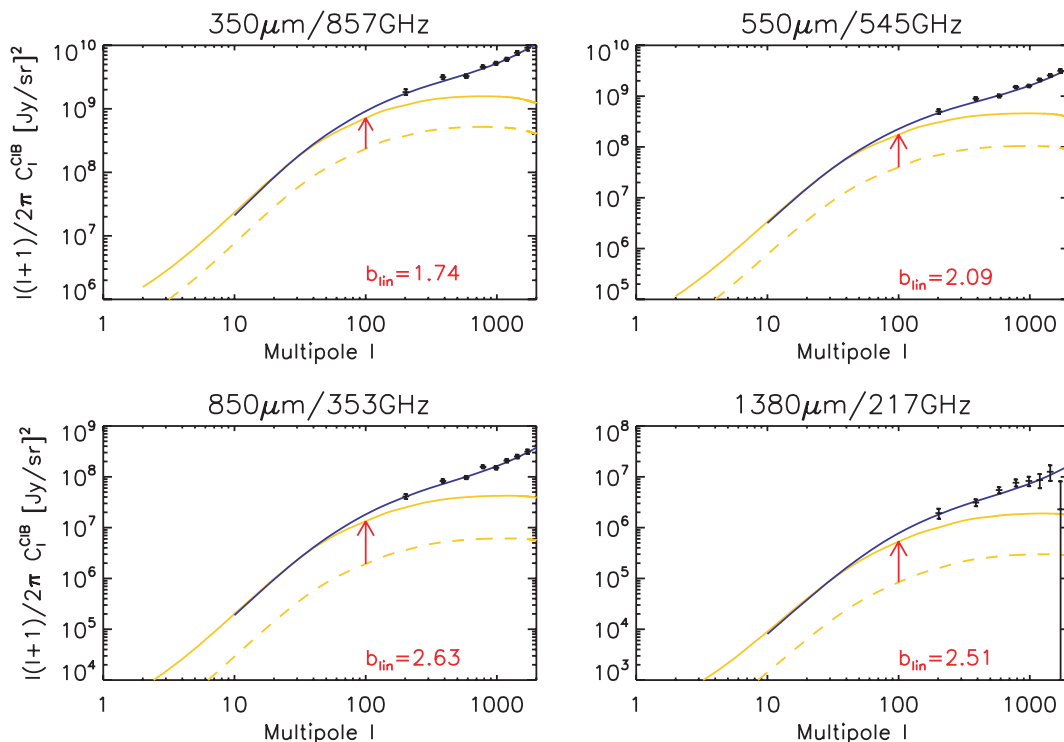


Figure 1. Angular power spectra of the CIB fluctuations at four frequencies of the *Planck*-HFI instrument, as predicted by the *Planck* Team (blue continuous line) and by our non-biased models (dashed yellow line). For each frequency, we provide in red the linear bias which gives the best agreement between the two models, and plot our models taking into account this bias (solid yellow line). The data points correspond to measurements obtained by the *Planck* Team (*Planck* Collaboration 2011b).

it at each frequency, we compute the value of b_{lin} that gives the best agreement between our linear CIB power spectrum and those obtained from the *Planck* data (*Planck* Collaboration 2011b). We choose to fit the two spectra in the range of multipoles $\ell \in [10, 50]$, where most of the ISW signal resides. This is illustrated in Fig. 1 where we plot the biased and non-biased CIB linear spectra from our framework and compare them to the ones from the *Planck* Collaboration (2011b) at their four frequencies. Overall, the two sets of spectra show good agreement over the multipoles of interest; the spectra deviate at higher ℓ (starting from $\simeq 100$) due to the rise of non-linearities that we did not account for in our linear model – namely the small-scale correlations between galaxies inside the same haloes. The linear bias we obtain this way increases with the wavelength: this is coherent with the fact that as we go further deep into the infrared, the galaxies probed are more luminous at higher z . They reside in more massive and rarer haloes and are therefore more biased.

2.2 Correlation with the ISW

In the CMB anisotropies, the temperature contribution due to the ISW effect is an integral over the conformal time of the growth rate of the gravitational potentials:

$$\delta T_{\text{ISW}}(\hat{n}) = \int_{\eta_r}^{\eta_0} d\eta e^{-\tau(\eta)} (\Phi - \Psi)[(\eta_0 - \eta)\hat{n}, \eta], \quad (5)$$

where η_r is some initial time deep in the radiation era, Φ and Ψ are the Newtonian gauge gravitational potentials (with the conventions

ours *does* contain information about how the emitting objects populate dark matter haloes.

used in Kodama & Sasaki 1984), $\tau(\eta)$ is the optical depth included to account for the possibility of late re-ionization and the dot denotes differentiation with respect to η .

We are interested in calculating the CIB–ISW cross-correlation function C^{cr} at a given frequency ν in direct space:

$$C^{\text{cr}}(\theta_{\hat{n}_1, \hat{n}_2}, \nu) \equiv \langle \delta T_{\text{CIB}}(\hat{n}_1, \nu) \delta T_{\text{ISW}}(\hat{n}_2) \rangle. \quad (6)$$

After a decomposition into Legendre series, we get

$$C^{\text{cr}}(\theta, \nu) = \sum_{l=2}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} C_l^{\text{cr}}(\nu) P_l(\cos \theta), \quad (7)$$

where we do not include the monopole and dipole terms in the sum. Using equations (2) and (5), we follow a calculation similar to Garriga, Pogosian & Vachaspati (2004) in order to finally get the CMB–CIB cross-power spectrum at a frequency ν :

$$C_l^{\text{cr}}(\nu) = 4\pi \frac{9}{25} \int \frac{dk}{k} \Delta_{\mathcal{R}}^2 T_l^{\text{ISW}}(k) M_l(k, \nu), \quad (8)$$

where $\Delta_{\mathcal{R}}^2$ comes from the primordial curvature power spectrum $P_{\mathcal{R}} \equiv 2\pi^2 \Delta_{\mathcal{R}}^2 / k^3$. The use of this primordial spectrum differs from previous works on CMB–galaxies cross-correlation, where the present matter power spectrum is usually introduced instead, and is then evolved backwards in order to find its correlation with the CMB. Conversely, in the Garriga et al. approach, the starting point is the primordial perturbations which are evolved to the present time. While it allows a full account of possible fluctuations in the DE in non- Λ models, it also avoids the frequently used Limber approximation, which is known to be somewhat inaccurate at the largest scales considered here.

At this point, we need to compute the two main functions T_ℓ^{ISW} and M_ℓ , which are defined as

$$T_\ell^{\text{ISW}}(k) = \int_{\eta_0}^{\eta_r} d\eta e^{-\tau(\eta)} j_\ell(k[\eta - \eta_0]) (c_{\Psi\Phi} \dot{\Psi} - \dot{\Phi}) \quad (9)$$

and

$$M_\ell(k, \nu) = c_{\delta\Psi} \int_{\eta_0}^{\eta_r} d\eta j_\ell(k[\eta - \eta_0]) a(\eta) b_{\text{lin}}(\nu) \bar{j}(\nu, \eta) \bar{\delta}(k, \eta), \quad (10)$$

where $j_\ell(\cdot)$ are the spherical Bessel functions, while $\bar{\delta}$, ϕ and ψ are the time-dependent² parts of (respectively) the dark matter density contrast δ and the two Newtonian gravitational potentials Φ and Ψ . The two coefficients $c_{\Psi\Phi}$ and $c_{\delta\Psi}$ give the relations between δ , Φ and Ψ for adiabatic initial conditions:

$$c_{\delta\Psi} \equiv \frac{\delta}{\Psi} = -\frac{3}{2}, \quad c_{\Psi\Phi} \equiv \frac{\Psi}{\Phi} = -\left(1 + \frac{2}{5}R_\nu\right), \quad (11)$$

where $R_\nu \equiv \rho_\nu/(\rho_\nu + \rho_\gamma)$, ρ_ν and ρ_γ being, respectively, the energy densities in relativistic neutrinos and photons.

2.3 Shape of the cross-correlation spectrum

To compute these expressions, we adapted for our analysis an already modified version of CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga 1996), named CROSS_CMBFAST (Corasaniti, Giannantonio & Melchiorri 2005). For a given cosmology and emissivity function $\bar{j}(\nu, z)$ (see equations 2 and 3), our code calculates the C_ℓ^{cr} from equation (8) and at the same time the predicted power spectrum of the CIB fluctuations described in equation (4) and already illustrated in Fig. 1. It also gives the standard CMBFAST outputs, including the CMB temperature power spectrum.

In Fig. 2, we present our predictions for the CIB–CMB cross-correlation, at several FIR wavelengths and for different instruments, namely *IRAS* at 100 μm , *Herschel-SPIRE* at 250, 350 and 500 μm and *Planck*-HFI at 350, 550, 850, 1380 and 2097 μm . We note that at 350 μm , the SPIRE- and *Planck*-predicted spectra differ slightly from each other, due to the difference in wavelength bandwidth of the two instruments.

In a fashion similar to previous galaxy–ISW cross-correlations (see the references in Section 1), we note that the cross-correlation peaks around $\ell \simeq 10$ –30, and quickly vanishes at higher multipoles. Comparing the signal at the different wavelengths shows that the amplitude of the cross-correlation signal is maximum at a wavelength $\simeq 250 \mu\text{m}$. This is not entirely surprising, since this wavelength roughly corresponds to the maximum of the observed CIB spectral energy distribution (SED; Dole et al. see 2006, for reference).

It should be also noted that these results are not exact at the highest ℓ values since the non-linear counterpart to the ISW effect, called the Rees–Sciama effect, contributes at those scales (see Schaefer, Kalovidouris & Heisenberg 2011, for a discussion). However, in our case the linear part of the ISW largely dominates at the observed peak in Fig. 2.

² The separation between time and space dependence in the terms δ , Φ and Ψ is allowed in our calculation since the time evolution of each Fourier mode only depends on the magnitude $k = \|\mathbf{k}\|$. For example $\Phi(\mathbf{k}, \eta) = \Phi(k, \eta)\phi(k, \eta)$.

3 SIGNAL-TO-NOISE RATIO ANALYSIS

3.1 Ideal case

We now investigate the detection level of the ISW effect using CMB–CIB cross-correlation by performing a S/N analysis. Using the power spectra computed in the previous section, we can write for each given frequency ν the total S/N of the ISW detection as

$$\left[\frac{S}{N}\right]^2(\nu) = \sum_{\ell=2}^{\ell_{\text{max}}} (2\ell + 1) \frac{[C_\ell^{\text{cr}}(\nu)]^2}{[C_\ell^{\text{cr}}(\nu)]^2 + C_\ell^{\text{CIB}}(\nu) \times C_\ell^{\text{CMB}}}, \quad (12)$$

where the total (or cumulative) S/N is summed over multipoles between $\ell = 2$ and $\ell_{\text{max}} \leq 100$ where the signal has its major contribution (see previous section, Fig. 2).

In this section, we first consider the ideal situation where the CIB and CMB maps used for cross-correlation are noiseless and cover the whole sky; with these assumptions we obtain the highest possible S/N, the only limitation being the cosmic variance. In Fig. 3 we present our prediction for the CIB–CMB cross-correlation in the case of a full-sky CIB map provided³ by the previously mentioned instruments and frequencies.

With these optimistic assumptions, we obtain high levels of detection for the CIB–CMB correlation which reach $\simeq 7\sigma$ (for detailed results, see Table 1). It should be mentioned that these results in the ideal case are independent of the previously discussed linear bias in Section 2.1 even if it boosts the correlation signal. This can be understood from equation (12) where the linear bias can be factorized from each term (one for C_ℓ^{cr} and a squared one for C_ℓ^{CIB}) and therefore cancels out.

As evoked in Section 2.3, we see that the largest contribution to the S/N comes from multipoles lower than $\simeq 50$. On the other hand, the most interesting feature of these results is that contrary to what could be intuited from Fig. 2, the total S/N peaks around 850 μm instead of 250 μm for the cross-correlation signal itself. The reason for this is actually quite subtle: it comes from the shape of the ‘noise’ term in the S/N expression in equation (12), as a function of ℓ , namely

$$[N_\ell]^2(\nu) \equiv \left([C_\ell^{\text{cr}}(\nu)]^2 + C_\ell^{\text{CIB}}(\nu) C_\ell^{\text{CMB}} \right) / (2\ell + 1).$$

For all the frequencies studied here, this ‘noise’ has roughly the same amplitude *relative* to its corresponding ‘signal’:

$$[S_\ell]^2(\nu) \equiv [C_\ell^{\text{cr}}(\nu)]^2.$$

This is illustrated in Fig. 4, where we plotted in the left-hand panel all the $[S_\nu]^2$ terms with their respective maximum rescaled to unity. In the middle panel, we apply the same rescaling factor of each $[S_\nu]^2$ term to the corresponding $[N_\nu]^2$ term. By doing this, we can compare all frequencies without changing their associated S/N. On the resulting graph, we see that at $\ell = 100$ the rescaled noise amplitude is roughly the same, while the signal has the same shape at all frequencies, except for a small shift in ℓ . However, there is a major difference in the shape of the noise power spectrum from one frequency to another: its slope changes depending on the frequency, with the steepest one for *Planck* 850 μm . Therefore, its amplitude goes down more quickly than the others as ℓ approaches zero where

³ Only the *IRAS* 100- μm data are already available, and previous works have managed to extract the CIB component on small patches of sky (Miville-Deschênes, Lagache & Puget 2002), but the CIB has yet to be extracted over a large enough part to allow for an ISW detection.

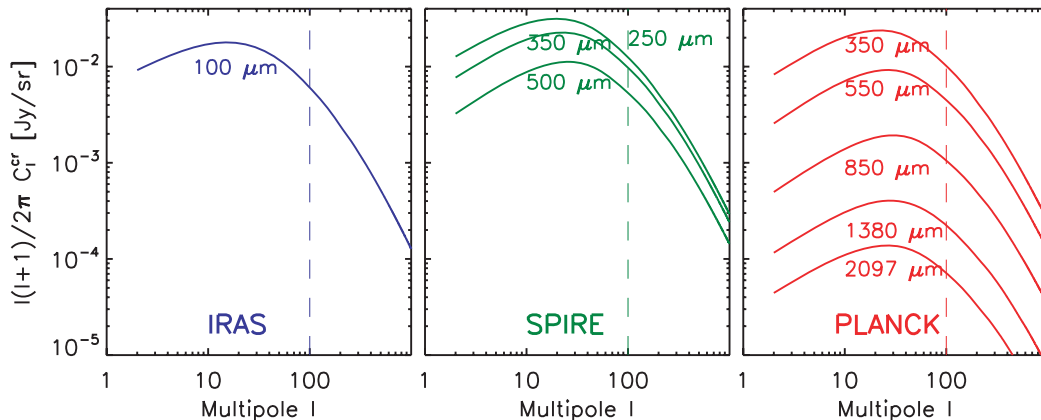


Figure 2. Theoretical angular cross-power spectrum of the CIB–CMB correlation calculated for *IRAS* at 100 μm (left-hand panel), for *Herschel*-SPIRE between 250 and 500 μm (central panel) and *Planck*-HFI between 350 and 2097 μm (right-hand panel). The linear bias, b_{lin} , is fixed here to 1 at all frequencies in order to compare the non-biased CIB power spectra. The vertical dashed line on each panel marks the upper limit of the multipoles used in our analysis: this choice comes from the absence of ISW signal (see Fig. 3) and the rise of non-linearities at higher ℓ .

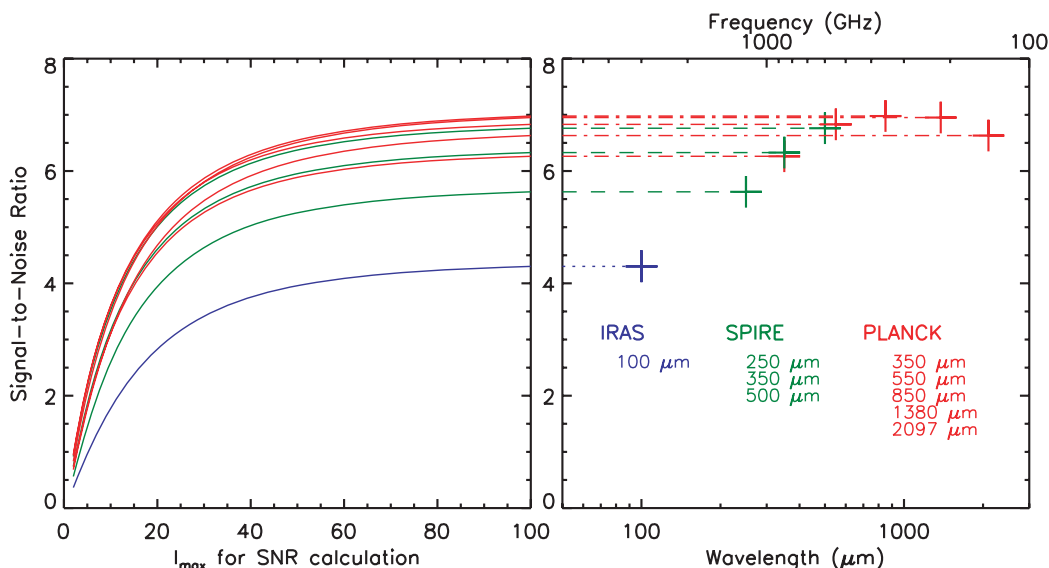


Figure 3. Left-hand panel: cumulated S/N as a function of ℓ_{max} (defined in equation 12) for the CMB–CIB cross-correlation, at our chosen frequencies and instruments. Right-hand panel: total S/N with $\ell_{\text{max}} = 100$ as a function of frequency/wavelength.

Table 1. Total S/N of the CIB–CMB cross-correlation for four of the CIB frequencies of *Planck*-HFI. The results are given for each frequency and for the joint cross-correlation, first for the ideal case discussed in Section 3.1 and then for two more realistic cases.

Frequency (GHz)	857	545	353	217
Wavelength (μm)	350	550	850	1380
Perfect single S/N	6.26	6.83	6.98	6.95
Joint S/N	7.12			
Realistic single S/N 1				
($f_{\text{sky}} = 0.75, f_{\text{CMB}} = 0.01, \mathcal{A}_{\text{fore.}} = 0.01$)	5.36	5.73	5.39	3.56
Joint S/N	5.88			
Realistic single S/N 2				
($f_{\text{sky}} = 0.15, f_{\text{CMB}} = 0.01, \mathcal{A}_{\text{fore.}} = 0.01$)	2.40	2.56	2.41	1.59
Joint S/N	2.63			

coincidentally the signal is strong, which then boosts the S/N at the low multipoles, and the total S/N.

In light of these results, the optimal frequency for ISW detection appears to be around 353 GHz/850 μm , with a maximum S/N reach-

ing 7σ . However, in practice, the CIB extraction at this frequency might prove challenging since the CMB becomes dominant here, and increasingly so as we go down in frequency. Therefore, the possible residuals in our extracted CIB map have to be accounted for, and other sources of noise as well, which is the purpose of the next subsection.

3.2 More realistic S/N

We now carry a more realistic study by including several possible sources of contamination: first the signal is completely dominated on a large part of the sky by emissions from our own Galaxy. The contamination from this foreground in the Galactic plane is several orders of magnitude above the CIB level and prevents us from extracting the CIB, therefore reducing the ‘usable’ fraction of the sky by at least ~ 25 per cent. Furthermore, the rest of the sky is also quite polluted – from a CIB point of view – by these foregrounds full of galactic dust. These will have to be removed from our maps although some residuals might remain in the final CIB map used

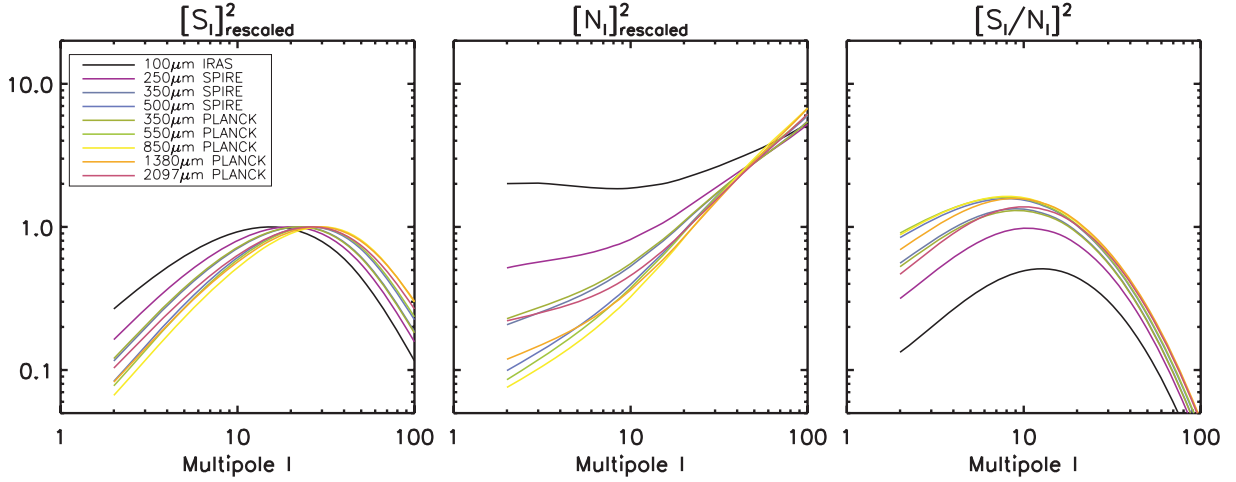


Figure 4. ‘Signal’ terms (left-hand panel, rescaled to unity) and ‘noise’ terms (middle panel, same rescale factor as the ‘signal’) of the S/N as functions of ℓ (see text for details) for our chosen frequencies and instruments. The quotient of the two terms, used in the calculation of the S/N itself, is shown in the right-hand panel: the main difference throughout the frequencies comes from the shape of the ‘noise’ term.

for the cross-correlation. There may even be a significant CMB residual in this map, due to an imperfect separation of components. Consequently, we need to assess the impact of these contaminants in our study.

To account for these effects on the detectability of the CIB–CMB cross-correlation, we use in the present section a more realistic formulation of the S/N by adding new elements in the noise term. It therefore becomes at a given frequency ν

$$\left[\frac{S}{N}\right]^2(\nu) = f_{\text{sky}} \sum_{\ell=2}^{\ell_{\text{max}}} (2\ell + 1) \times \frac{[C_{\ell}^{\text{cr}}(\nu)]^2}{[C_{\ell}^{\text{cr}}(\nu) + N_{\ell}^{\text{cr}}(\nu)]^2 + [C_{\ell}^{\text{CIB}}(\nu) + N_{\ell}^{\text{CIB}}(\nu)] [C_{\ell}^{\text{CMB}} + N_{\ell}^{\text{CMB}}]}, \quad (13)$$

where f_{sky} is the fraction of the sky common to the CMB and the CIB maps, and N_{ℓ}^{cr} , N_{ℓ}^{CIB} and N_{ℓ}^{CMB} are the noise contributions, respectively, in the cross-, CIB and CMB signal. Since the CMB is expected to be only variance limited at the multipoles of interest, we take here $N_{\ell}^{\text{CMB}} = 0$. However, we still have to take into account the CIB contamination.

To do so, we first break the CIB noise power spectrum into several independent parts:

$$N_{\ell}^{\text{CIB}}(\nu) = R_{\ell}^{\text{CMB}}(\nu) + R_{\ell}^{\text{fore.}}(\nu) + N_{\ell}^{\text{instr.}}(\nu) + N_{\ell}^{\text{correl.}}(\nu),$$

where these four different terms represent, from left to right, the power spectra of the CMB residual, the galactic foreground residuals, the instrumental noise and finally the noise due to correlation between residuals and the CIB (which appears when autocorrelating the final CIB map).

We quantify the CMB residual in the CIB map as a fraction, f_{CMB} , of the total CMB map, which affects both the cross-correlation and CIB noise. This consequently defines the noise in the cross-signal,

$$N_{\ell}^{\text{cr}}(\nu) = f_{\text{CMB}}(\nu) \times C_{\ell}^{\text{CMB}},$$

and the following two contributions:

$$R_{\ell}^{\text{CMB}}(\nu) = f_{\text{CMB}}^2(\nu) \times C_{\ell}^{\text{CMB}},$$

$$N_{\ell}^{\text{correl.}}(\nu) = 2f_{\text{CMB}}(\nu) \times C_{\ell}^{\text{cr}}(\nu).$$

We then define the spectrum of the foreground residuals as the following power law:

$$R_{\ell}^{\text{fore.}}(\nu) = \mathcal{A}_{\text{fore.}}(\nu) \times C_{\ell=10}^{\text{CIB}}(\nu) \left(\frac{\ell}{10}\right)^{\alpha},$$

so that their amplitudes are defined relative to the real CIB signal through a chosen constant $\mathcal{A}_{\text{fore.}}$, which defines the quantity

$$\mathcal{A}_{\text{fore.}}(\nu) = R_{\ell=10}^{\text{fore.}}(\nu) / C_{\ell=10}^{\text{CIB}}(\nu),$$

i.e. the ratio between the foreground residuals and the CIB spectrum at the multipole $\ell = 10$, approximately where the cross-signal is at its maximum. The slope of the spectrum α is fixed here for all frequencies; previous analysis of infrared maps (Wright 1998; Miville-Deschênes et al. 2007) found it to be $\simeq -3$ for foregrounds at high galactic latitudes. Finally, the instrumental noise power spectra, $N_{\ell}^{\text{instr.}}$, at each frequency are taken from the first 10 months of *Planck* data in the *Planck* Collaboration (2011a), and extrapolated to the 30 months, i.e. the end of the fourth *Planck* full-sky survey.

In this section, we focus on four of the five previously described *Planck*-HFI frequencies, from 217 to 857 GHz: we discard the fifth, 143 GHz, as the CMB completely dominates the CIB signal there. We also put aside the *IRAS* frequency here because of its weaker significance, and the *SPIRE* frequencies since the instrument is not scheduled to ever cover very large regions of the sky (i.e. $f_{\text{sky}} \ll 1$), dramatically decreasing the realistic S/N (see equation 13).

At this point, we get three free parameters at each of the four frequencies in our S/N analysis: f_{sky} , f_{CMB} and $\mathcal{A}_{\text{fore.}}$. The next step would be to explore this 3D parameter space at each frequency and compute the S/N at each point. Considering the very large number of possible combinations of parameters, it would not be practical to display the complete results of this exploration here. Therefore, we first choose to fix f_{sky} to two values of interest.

(i) $f_{\text{sky}} = 0.75$, which corresponds to an optimistic case where the only part of the sky that we discard is the Galactic plane; unfortunately, there are other highly contaminated regions where the component separation techniques might not be able to extract the CIB.

(ii) $f_{\text{sky}} = 0.15$, which is a low estimate of the area of the sky where the current data allow for an efficient CIB extraction. The methods currently employed are based on the use of H I maps as a

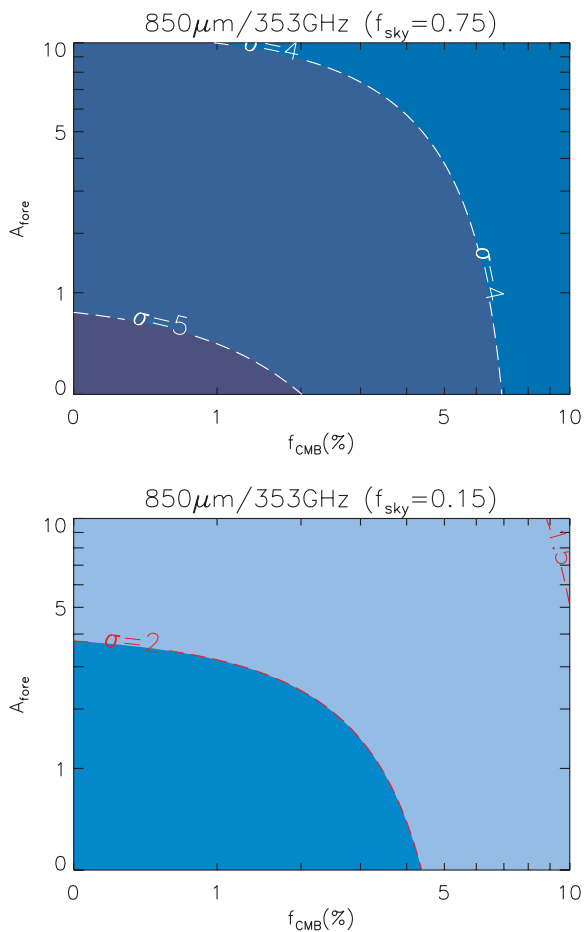


Figure 5. Total S/N of the CIB–CMB cross-correlation at 353 GHz, as a function of the CMB residuals (in percentage of the total CMB signal) and the foreground residuals (through the parameter $\mathcal{A}_{\text{fore}}$). Upper panel: $f_{\text{sky}} = 0.75$, the results go from less than 4 to more than 5, from the brightest coloured area to the darkest. Lower panel: $f_{\text{sky}} = 0.15$, the S/N goes from slightly less than 1.5 to more than 2, again from the brightest to the darkest area.

tracer of the galactic dust, though it only remains valid for an H I column density lower than a specific threshold (see *Planck* Collaboration 2011b, for details on these methods).

Concerning our other two parameters we limit ourselves to reasonable values, with $f_{\text{CMB}} \in [0, 0.1]$ and $\mathcal{A}_{\text{fore}} \in [0, 10]$.

We then focus on the frequency that gave the best S/N results in the ideal case, namely $850 \mu\text{m}/353 \text{ GHz}$, and study the effect of the noise on the cross-correlation detectability. The results are presented in Fig. 5 which shows the contour levels of the S/N in the $(f_{\text{CMB}}, \mathcal{A}_{\text{fore}})$ parameter space. The influence of the CMB is clearly visible at this frequency, quickly reducing the S/N as its residual level increases. This effect is even more pronounced at $1380 \mu\text{m}/217 \text{ GHz}$, where the S/N is typically twice as low as in the ideal case (see Table 1), due to the fact that we get closer to the maximum of the SED of the CMB. It makes this frequency far less significant for the ISW detection than in the ideal case. The presence of instrumental noise – whose effect cannot be appreciated with Fig. 5 alone – becomes significant at the two lowest frequencies (217 and 353 GHz), again reducing their value in the cross-correlation. As expected, the galactic foreground residuals also decrease the S/N, though their influence is roughly the same at all frequencies as

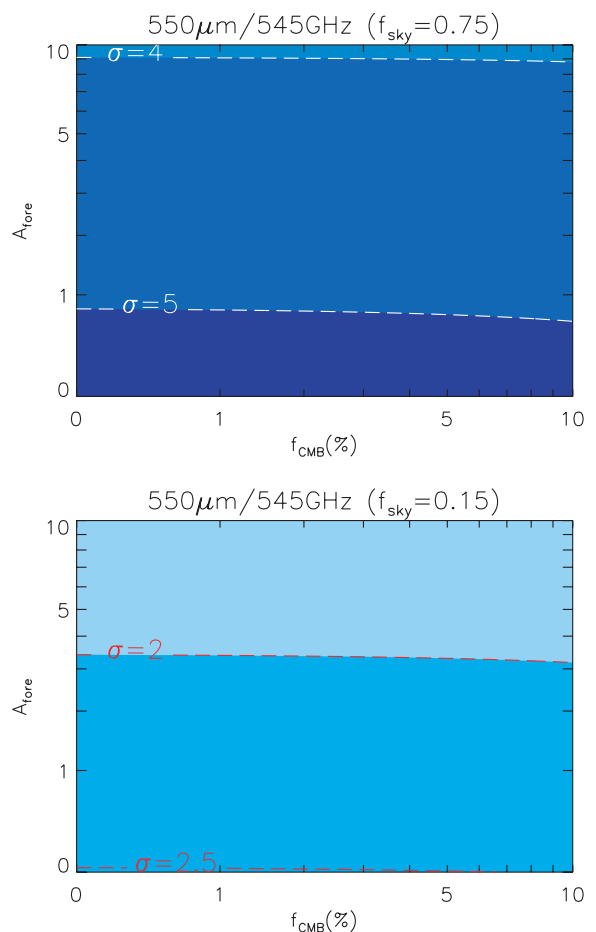


Figure 6. Total S/N of the CIB–CMB cross-correlation at 545 GHz as a function of the CMB residuals and the foreground residuals. Upper panel: $f_{\text{sky}} = 0.75$, the results go from slightly less than 4 to more than 5, from the brightest to the darkest area. Lower panel: $f_{\text{sky}} = 0.15$, the S/N goes from less than 2 to slightly more than 2.5.

they are defined relative to the CIB spectrum in our analysis. Lastly, the biggest influence comes from the fraction of the sky through the f_{sky} parameter, as the total S/N scales as $\sqrt{f_{\text{sky}}}$. This makes it a crucial requirement for future applications to have the largest possible coverage to minimize this effect.

Taking all these remarks into account and after some exploration of the parameter space, the optimal frequency that stands out in these more realistic scenarios is $545 \text{ GHz}/550 \mu\text{m}$. Indeed, it is weakly influenced by instrumental noise and CMB residuals and also has a higher ‘original’ S/N (in the ideal case) than the other remaining frequency $857 \text{ GHz}/350 \mu\text{m}$. Our analysis at 545 GHz is presented in Fig. 6.

3.3 Joint S/N

Until now we have only considered a detection at a single CIB frequency and its associated significance. In practice, we will have several cross-spectra at different frequencies, e.g. in the case of *Planck* where we will be able to extract the CIB at four different frequencies on a large fraction of the sky. This allows us to increase the total S/N of the ISW detection by combining the constraints from all available frequencies, though this will be limited by the possible intrinsic correlations between the CIB maps at different frequencies. Indeed, such correlations imply some redundancy in

the measured information, and therefore lessen the gain in the total significance of the combined detection.

We can expand the previous S/N formalism to express the theoretical joint significance of a set of n cross-correlations (i.e. CIB at n frequencies, each correlated to the same CMB):

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{Total}}^2 = X^T \mathcal{M}^{-1} X, \quad (14)$$

with X (X^T) being the column (row) vector of all the cross-correlations:

$$X^T = (X^T(\nu_1) \cdots X^T(\nu_n)),$$

where $X^T(\nu_i)$ contains the cross-spectrum at the frequency ν_i , from $\ell = 2$ to 100:

$$X^T(\nu_i) = (C_{\ell=2}^{\text{cr}}(\nu_i) \cdots C_{\ell=100}^{\text{cr}}(\nu_i)).$$

The block matrix \mathcal{M} is the covariance matrix, containing $n \times n$ blocks. Each one of them represents the covariance of two cross-spectra at different CIB frequencies, depending on the position of the block. At the i th line and j th column, the block \mathcal{M}^{ij} is written as

$$\mathcal{M}^{ij} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{\ell=2}^{ij} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \mathcal{M}_{\ell=100}^{ij} \end{pmatrix}.$$

The diagonality of \mathcal{M}^{ij} comes from the assumption that the different multipoles are uncorrelated. In the noiseless case discussed in Section 3.1, the elements of each block can be expressed as follows:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\ell}^{ij} &= \text{Covar}(C_{\ell}^{\text{cr}}(\nu_i), C_{\ell}^{\text{cr}}(\nu_j)) \\ &= \frac{C_{\ell}^{\text{cr}}(\nu_i)C_{\ell}^{\text{cr}}(\nu_j) + C_{\ell}^{\text{CMB}}C_{\ell}^{\text{crCIB}}(\nu_i, \nu_j)}{2\ell + 1}. \end{aligned}$$

We can see here the dependence on the aforementioned possible correlation between the CIB at frequency ν_i and the CIB at frequency ν_j , through the cross-spectrum $C_{\ell}^{\text{crCIB}}(\nu_i, \nu_j)$. To perform a more advanced analysis, we can easily modify this expression to account for the possible sources of noise discussed in the previous section.

Once again, the large number of possible combinations of noise parameters makes it unpractical to present a complete study of the joint correlation. Instead, we focus on a few particular cases, motivated by what we found in Section 3.2. A summary of our results on single and joint correlations is presented in Table 1: we first go back to the ideal case to quantify the impact of the joint detection. We found a relatively small gain, as it increases the total S/N by a mere $\simeq 0.15$ compared to the maximum significance of a single detection. This can be attributed to the high correlations between the CIB at its different observed frequencies, which limit the usefulness of the joint cross-correlation.

Considering now more realistic situations, with the presence of instrumental noise, we once again choose to fix some of the parameters mentioned in Section 3.2, with $f_{\text{sky}} = 0.75$ and 0.15. A reasonable confidence in component separation techniques allows us to hope for small enough residuals, so that we choose $f_{\text{CMB}} = 0.01$ and $\mathcal{A}_{\text{fore.}} = 0.01$. In these cases, the joint correlation has once again a limited interest (respectively, a $\simeq 0.15$ and $\simeq 0.07$ gain for $f_{\text{sky}} = 0.75$ and 0.15) due to the correlations not only in both the CIB signals, but also in the astrophysical noise contributions – CMB and dust – between frequencies.

4 CONCLUSIONS

The topic of this paper is an investigation of the cross-correlation between the cosmological infrared and microwave backgrounds, and a study of its detectability under various observational situations. A non-zero correlation is expected to exist between the two backgrounds and their anisotropies through the ISW effect, caused by the time-evolving gravitational potentials that underlie the large-scale structures which are the sources of the CIB and of its anisotropies. Describing the CIB anisotropies as linearly biased tracers of the matter field fluctuations, we calculated the theoretical angular power spectrum of the CMB–CIB cross-correlation at several frequencies and for different instruments, taking into account their actual band-passes. As is well known for CMB–galaxies cross-correlations, the signal peaks at low multipoles and quickly vanishes at higher ℓ . The linear bias introduced by our formalism was then obtained by confronting our predicted linear CIB power spectra with the data coming from the *Planck* mission. These observed CIB anisotropies were fitted by the *Planck* Collaboration (2011b) by an HOD model, to which we compared our own spectra at the low multipoles in order to get the desired bias at each different frequency.

Using an advanced S/N analysis which included the main sources of noise, both instrumental and astrophysical, and all their possible correlations, we pointed out the most promising frequency in the ideal case of noiseless full-sky maps (850 μm /353 GHz) with an expected significance as high as $\simeq 7\sigma$ for the cross-correlation signal. The same frequency turned out to be less optimal with more realistic assumptions about sky coverage and possible sources of noise (here CMB, dust residuals and instrumental noise). In this case, higher frequencies such as *Planck*-HFI's 545 and 857 GHz are favoured, with an expected significance ranging from 2.4 to 5.7 depending on the frequency, the levels of noise and the fraction of the sky available for analysis. We also found that a joint cross-correlation using all available frequencies is of minor interest, due to the high correlations between CIB anisotropies at the different frequencies. Nevertheless, our best results for $f_{\text{sky}} = 0.75$ are higher than the significances of all current CMB–galaxies cross-correlation, with $\sigma > 5$, although a less optimistic estimate for the sky coverage quickly reduces our S/N. This stresses once again the requirement of good component separation techniques and foreground removals for future applications, in order to have the largest fraction of common clean sky, f_{sky} , possible.

The results of this work will be valuable in the forthcoming years of analysis and exploitation of the *Planck* data. The formalism we developed provides us with an accurate forecast of the expected results of the CIB–CMB cross-correlation and allows us to constrain the requirements for a significant ISW detection. Regarding the use of the CIB itself, it presents some advantages over classical ISW studies: the underlying structures observed through the CIB span a large integrated range of redshifts and cover the whole sky, whereas the usual galaxy surveys used often have a limited depth and width in redshift or a small sky coverage – some of the main limiting factors in the ISW detection.

In current studies, the CIB is always considered in its integrated form at a given frequency, meaning that in this observed CIB, contributions from many redshift ranges are mixed together. An interesting further step would be to use the multiple observed frequencies to reconstruct the contributions from different redshift bands, in order to obtain several decorrelated CIB maps corresponding to these redshift slices. The resulting independent CIB maps could then be individually correlated with the CMB. Combining the independent detections could increase even more the total S/N of the

ISW detection, as it allows us to get rid of the correlation terms between CIB maps. Furthermore, each of these maps will then help in tracing the DE at a different time. Our preliminary calculations from predicted power spectra indicate encouraging enhancements in the S/N, although the details of the CIB decorrelation need further investigation and optimization, and will be presented in a future work.

Finally, let us note that as a background the CIB is likely to be lensed by large-scale structures in the local Universe: a dedicated study of the effects of lensing in a future work will be able to determine if the lensing could lead to a possible gain in the S/N of the ISW effect, or should be considered as a possible source of bias in the DE detection.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Nabila Aghanim and Fabien Lacasa for valuable comments and fruitful discussions. We also thank Olivier Doré for his encouraging comments. ML and SI acknowledge financial support by the Doctoral Programme ‘AAP 2010 contrats doctoraux Paris-Sud 11’.

REFERENCES

- Abazajian K. N. et al., 2009, *ApJS*, 182, 543
 Bass S. D., 2011, *J. Phys. G: Nuclear Part. Phys.*, 38, 043201
 Bassett B., Hlozek R., 2010, *Baryon Acoustic Oscillations*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 246
 Béthermin M., Dole H., Lagache G., Le Borgne D., Pénin A., 2011, *A&A*, 529, A4
 Boughn S., Crittenden R., 2004, *Nat*, 427, 45
 Condon J. J., Cotton W. D., Greisen E. W., Yin Q. F., Perley R. A., Taylor G. B., Broderick J. J., 1998, *AJ*, 115, 1693
 Cooray A., Sheth R., 2002, *Phys. Rep.*, 372, 1
 Corasaniti P., Giannantonio T., Melchiorri A., 2005, *Phys. Rev. D*, 71, 123521
 Dole H. et al., 2006, *A&A*, 451, 417
 Douspis M., Castro P. G., Caprini C., Aghanim N., 2008, *A&A*, 485, 395
 Eisenstein D. J., Hu W., Tegmark M., 1998, *ApJ*, 504, L57
 Eisenstein D. J. et al., 2005, *ApJ*, 633, 560
 Garriga J., Pogosian L., Vachaspati T., 2004, *Phys. Rev. D*, 69, 063511
 Giannantonio T., Scranton R., Crittenden R. G., Nichol R. C., Boughn S. P., Myers A. D., Richards G. T., 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 123520
 Granett B. R., Neyrinck M. C., Szapudi I., 2009, *ApJ*, 701, 414
 Jarrett T. H., Chester T., Cutri R., Schneider S., Skrutskie M., Huchra J. P., 2000, *AJ*, 119, 2498
 Knox L., Cooray A., Eisenstein D. J., Haiman Z., 2001, *ApJ*, 550, 7
 Kodama H., Sasaki M., 1984, *Progress Theor. Phys. Suppl.*, 78, 1
 Lagache G., Puget J.-L., 2000, *A&A*, 355, 17
 Matsuhara H. et al., 2000, *A&A*, 361, 407
 Miville-Deschênes M.-A., Lagache G., Puget J.-L., 2002, *A&A*, 393, 749
 Miville-Deschênes M.-A., Lagache G., Boulanger F., Puget J.-L., 2007, *A&A*, 469, 595
 Padmanabhan T., 2003, *Phys. Rep.*, 380, 235
 Peacock J. A., Smith R. E., 2000, *MNRAS*, 318, 1144
 Perlmutter S. et al., 1999, *ApJ*, 517, 565
 Pietrobon D., Balbi A., Marinucci D., 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 043524
Planck Collaboration, 2011a, preprint (arXiv:1101.2048)
Planck Collaboration, 2011b, preprint (arXiv:1101.2028)
 Puget J.-L., Abergel A., Bernard J.-P., Boulanger F., Burton W. B., Désert F.-X., Hartmann D., 1996, *A&A*, 308, L5
 Rassat A., Land K., Lahav O., Abdalla F. B., 2007, *MNRAS*, 377, 1085
 Riess A. G. et al., 1998, *AJ*, 116, 1009
 Sachs R. K., Wolfe A. M., 1967, *ApJ*, 147, 73
 Sawangwit U., Shanks T., Cannon R. D., Croom S. M., Ross N. P., Wake D. A., 2010, *MNRAS*, 402, 2228
 Schaefer B. M., Kalovidouris A. F., Heisenberg L., 2011, *MNRAS*, submitted (arXiv:1010.1096)
 Seljak U., Zaldarriaga M., 1996, *ApJ*, 469, 437
 Taburet N., Hernandez-Monteagudo C., Aghanim N., Douspis M., Sunyaev R. A., 2011, *MNRAS*, submitted (arXiv:1012.5036)
 Wright E. L., 1998, *ApJ*, 496, 1

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Bibliographie

- Almeida, C., Baugh, C. M., and Lacey, C. G. (2010). Modelling the dusty universe II : The clustering of submillimetre-selected galaxies. *ArXiv e-prints*.
- Amblard, A. and Cooray, A. (2007). Anisotropy Studies of the Unresolved Far-Infrared Background. *Astrophys. J.*, **670**, 903–911.
- Amblard, A., Cooray, A., Serra, P., Altieri, B., Arumugam, V., Aussel, H., Blain, A., Bock, J., Boselli, A., Buat, V., Castro-Rodriguez, N., Cava, A., Chanical, P., Chapin, E., Clements, D. L., Conley, A., Conversi, L., Dowell, C. D., Dwek, E., Eales, S., Elbaz, D., Farrah, D., Franceschini, A., Gear, W., Glenn, J., Griffin, M., Halpern, M., Hatziminaoglou, E., Ibar, E., Isaak, K., Ivison, R. J., Khostovan, A. A., Lagache, G., Levenson, L., Lu, N., Madden, S., Maffei, B., Mainetti, G., Marchetti, L., Marsden, G., Mitchell-Wynne, K., Nguyen, H. T., O’Halloran, B., Oliver, S. J., Omont, A., Page, M. J., Panuzzo, P., Papageorgiou, A., Pearson, C. P., Perez-Fournon, I., Pohlen, M., Rangwala, N., Roseboom, I. G., Rowan-Robinson, M., Sanchez Portal, M., Schulz, B., Scott, D., Seymour, N., Shupe, D. L., Smith, A. J., Stevens, J. A., Symeonidis, M., Trichas, M., Tugwell, K., Vaccari, M., Valiante, E., Valtchanov, I., Vieira, J. D., Vigroux, L., Wang, L., Ward, R., Wright, G., Xu, C. K., and Zemcov, M. (2011). Sub-millimetre galaxies reside in dark matter halos with masses greater than 3×10^{11} solar masses. *ArXiv e-prints*.
- Ballantyne, D. R. and Papovich, C. (2007). On the Contribution of Active Galactic Nuclei to the Cosmic Background Radiation. *Astrophys. J.*, **660**, 988–994.
- Bell, E. F., Papovich, C., Wolf, C., Le Floch, E., Caldwell, J. A. R., Barden, M., Egami, E., McIntosh, D. H., Meisenheimer, K., Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Rigby, J. R., and Rix, H. (2005). Toward an Understanding of the Rapid Decline of the Cosmic Star Formation Rate. *Astrophys. J.*, **625**, 23–36.
- Berta, S., Magnelli, B., Lutz, D., Altieri, B., Aussel, H., Andreani, P., Bauer, O., Bongiovanni, A., Cava, A., Cepa, J., Cimatti, A., Daddi, E., Dominguez, H., Elbaz, D., Feuchtgruber, H., Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Gruppioni, C., Katterloher, R., Magdis, G., Maiolino, R., Nordon, R., Pérez García, A. M., Poglitsch, A., Popesso, P., Pozzi, F., Riguccini, L., Rodighiero, G., Saintonge, A., Santini, P., Sanchez-Portal, M., Shao, L., Sturm, E., Tacconi, L. J., Valtchanov, I., Wetzstein, M., and Wierprecht, E. (2010). Dissecting the cosmic infra-red background with Herschel/PEP. *Astron. Astrophys.*, **518**, L30+.
- Béthermin, M., Dole, H., Beelen, A., and Aussel, H. (2010a). Spitzer deep and wide legacy mid- and far-infrared number counts and lower limits of cosmic infrared background. *Astron. Astrophys.*, **512**, A78+.

-
- Béthermin, M., Dole, H., Cousin, M., and Bavouzet, N. (2010b). Submillimeter number counts at 250 μm , 350 μm and 500 μm in BLAST data. *Astron. Astrophys.*, **516**, A43+.
- Béthermin, M., Dole, H., Lagache, G., Le Borgne, D., and Penin, A. (2011). Modeling the evolution of infrared galaxies : a parametric backward evolution model. *Astron. Astrophys.*, **529**, A4+.
- Biggs, A. D. and Ivison, R. J. (2008). High-resolution radio observations of submillimetre galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **385**, 893–904.
- Blagrove, K., Lockman, F. J., and Martin, P. G. (2010). Targeted deep surveys of high Galactic latitude HI with the GBT. *ArXiv e-prints*.
- Blain, A. W., Chapman, S. C., Smail, I., and Ivison, R. (2004). Clustering of Submillimeter-selected Galaxies. *Astrophys. J.*, **611**, 725–731.
- Boothroyd, A., Lockman, F. J., Blagrove, K., and Martin, P. G. (2011). *in prep*.
- Borys, C., Smail, I., Chapman, S. C., Blain, A. W., Alexander, D. M., and Ivison, R. J. (2005). The Relationship between Stellar and Black Hole Mass in Submillimeter Galaxies. *Astrophys. J.*, **635**, 853–863.
- Bot, C., Helou, G., Boulanger, F., Lagache, G., Miville-Deschenes, M., Draine, B., and Martin, P. (2009). Serendipity Observations of Far Infrared Cirrus Emission in the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey : Analysis of Far-Infrared Correlations. *Astrophys. J.*, **695**, 469–478.
- Boulanger, F. and Perault, M. (1988). Diffuse infrared emission from the galaxy. I - Solar neighborhood. *Astrophys. J.*, **330**, 964–985.
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J., Burton, W. B., Desert, F., Hartmann, D., Lagache, G., and Puget, J. (1996). The dust/gas correlation at high Galactic latitude. *Astron. Astrophys.*, **312**, 256–262.
- Bridge, C. R., Appleton, P. N., Conselice, C. J., Choi, P. I., Armus, L., Fadda, D., Laine, S., Marleau, F. R., Carlberg, R. G., Helou, G., and Yan, L. (2007). The Role of Galaxy Interactions and Mergers in Star Formation at $z=1.3$: Mid-Infrared Properties in the Spitzer First Look Survey. *Astrophys. J.*, **659**, 931–940.
- Brodwin, M., Dey, A., Brown, M. J. I., Pope, A., Armus, L., Bussmann, S., Desai, V., Jannuzi, B. T., and Le Floch, E. (2008). Clustering of Dust-Obscured Galaxies at $z \sim 2$. *Astrophys. J. Lett.*, **687**, L65–L68.
- Burgarella, D., Le Floch, E., Takeuchi, T. T., Huang, J. S., Buat, V., Rieke, G. H., and Tyler, K. D. (2007). Lyman break galaxies at $z \sim 1$ and the evolution of dust attenuation in star-forming galaxies with redshift. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **380**, 986–998.
- Caputi, K. I., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., and Schael, A. M. (2006a). Further constraints on the evolution of K_s – selected galaxies in the GOODS/CDFS field. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **366**, 609 – –623.
- Caputi, K. I., Dole, H., Lagache, G., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Puget, J., Le Floch, E., and Pérez-González, P. G. (2006b). The role of the LIRG and ULIRG phases in the evolution of K_s – selected galaxies. *Astron. Astrophys.*, **454**, 143 – –150.

- Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., Dole, H., Bavouzet, N., Le Floch, E., Choi, P. I., Helou, G., and Reddy, N. (2007). The Infrared Luminosity Function of Galaxies at Redshifts $z = 1$ and $z \sim 2$ in the GOODS Fields. *Astrophys. J.*, **660**, 97–116.
- Caputi, K. I., Kovač, K., Bolzonella, M., Lilly, S. J., Zamorani, G., Aussel, H., Sanders, D., Bardelli, S., Bongiorno, A., Contini, T., Coppa, G., Cucciati, O., de la Torre, S., de Ravel, L., Franzetti, P., Frayer, D., Garilli, B., Iovino, A., Kampczyk, P., Kneib, J.-P., Knobel, C., Lamareille, F., Le Borgne, J. F., Le Brun, V., Le Fèvre, O., Le Floch, E., Leauthaud, A., Maier, C., Mainieri, V., Mignoli, M., Pellò, R., Peng, Y., Pérez-Montero, E., Ricciardelli, E., Salvato, M., Scodreggio, M., Scoville, N., Silverman, J., Surace, J., Tanaka, M., Tasca, L., Tresse, L., Vergani, D., Zucca, E., Abbas, U., Bottini, D., Capak, P., Cappi, A., Carollo, C. M., Cassata, P., Cimatti, A., Fumana, M., Ilbert, O., Kartaltepe, J., Maccagni, D., Marinoni, C., McCracken, H., Memeo, P., Meneux, B., Oesch, P., Porciani, C., Pozzetti, L., Renzini, A., Scaramella, R., and Scarlata, C. (2009). The Close Environment of 24 μm Galaxies at $0.6 < z < 1.0$ in the Cosmos Field. *Astrophys. J.*, **691**, 91–97.
- Caputi, K. I., Cirasuolo, M., Dunlop, J. S., McLure, R. J., Farrah, D., and Almaini, O. (2011). The stellar mass function of the most-massive galaxies at $3 \leq z \leq 5$ in the UKIDSS Ultra Deep Survey. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **413**, 162 – –176.
- Chapman, S. C., Scott, D., Steidel, C. C., Borys, C., Halpern, M., Morris, S. L., Adelberger, K. L., Dickinson, M., Giavalisco, M., and Pettini, M. (2000). A search for the submillimetre counterparts to Lyman break galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **319**, 318–330.
- Chapman, S. C., Scott, D., Borys, C., and Fahlman, G. G. (2002). Submillimetre sources in rich cluster fields : source counts, redshift estimates and cooling flow limits. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **330**, 92–104.
- Chapman, S. C., Smail, I., Windhorst, R., Muxlow, T., and Ivison, R. J. (2004). Evidence for Extended, Obscured Starbursts in Submillimeter Galaxies. *Astrophys. J.*, **611**, 732–738.
- Clements, D. L., Rigby, E., Maddox, S., Dunne, L., Mortier, A., Pearson, C., Amblard, A., Auld, R., Baes, M., Bonfield, D., Burgarella, D., Buttiglione, S., Cava, A., Cooray, A., Dariush, A., de Zotti, G., Dye, S., Eales, S., Frayer, D., Fritz, J., Gardner, J. P., Gonzalez-Nuevo, J., Herranz, D., Ibar, E., Ivison, R., Jarvis, M. J., Lagache, G., Leeuw, L., Lopez-Caniego, M., Negrello, M., Pascale, E., Pohlen, M., Rodighiero, G., Samui, S., Serjeant, S., Sibthorpe, B., Scott, D., Smith, D. J. B., Temi, P., Thompson, M., Valtchanov, I., van der Werf, P., and Verma, A. (2010). Herschel-ATLAS : Extragalactic number counts from 250 to 500 microns. *Astron. Astrophys.*, **518**, L8+.
- Cooper, M. C., Newman, J. A., Croton, D. J., Weiner, B. J., Willmer, C. N. A., Gerke, B. F., Madgwick, D. S., Faber, S. M., Davis, M., Coil, A. L., Finkbeiner, D. P., Guhathakurta, P., and Koo, D. C. (2006). The DEEP2 Galaxy Redshift Survey : the relationship between galaxy properties and environment at $z \sim 1$. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **370**, 198–212.
- Cooper, M. C., Newman, J. A., Coil, A. L., Croton, D. J., Gerke, B. F., Yan, R., Davis, M., Faber, S. M., Guhathakurta, P., Koo, D. C., Weiner, B. J., and Willmer, C. N. A. (2007). The DEEP2 galaxy redshift survey : evolution of the colour-density relation at $0.4 < z < 1.35$. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **376**, 1445–1459.
- Cooray, A. and Sheth, R. (2002). Halo models of large scale structure. *Phys. Rep.*, **372**, 1–129.

-
- Cooray, A., Amblard, A., Wang, L., Arumugam, V., Auld, R., Aussel, H., Babbedge, T., Blain, A., Bock, J., Boselli, A., Buat, V., Burgarella, D., Castro-Rodriguez, N., Cava, A., Chanial, P., Clements, D. L., Conley, A., Conversi, L., Dowell, C. D., Dwek, E., Eales, S., Elbaz, D., Farrah, D., Fox, M., Franceschini, A., Gear, W., Glenn, J., Griffin, M., Halpern, M., Hatziminaoglou, E., Ibar, E., Isaak, K., Ivison, R. J., Khostovan, A. A., Lagache, G., Levenson, L., Lu, N., Madden, S., Maffei, B., Mainetti, G., Marchetti, L., Marsden, G., Mitchell-Wynne, K., Mortier, A. M. J., Nguyen, H. T., O'Halloran, B., Oliver, S. J., Omont, A., Page, M. J., Panuzzo, P., Papageorgiou, A., Pearson, C. P., Perez Fournon, I., Pohlen, M., Rawlings, J. I., Raymond, G., Rigopoulou, D., Rizzo, D., Roseboom, I. G., Rowan-Robinson, M., Schulz, B., Scott, D., Serra, P., Seymour, N., Shupe, D. L., Smith, A. J., Stevens, J. A., Symeonidis, M., Trichas, M., Tugwell, K. E., Vaccari, M., Valtchanov, I., Vieira, J. D., Vigroux, L., Ward, R., Wright, G., Xu, C. K., and Zemcov, M. (2010). HerMES : Halo occupation number and bias properties of dusty galaxies from angular clustering measurements. *Astron. Astrophys.*, **518**, L22+.
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., and Cohen, J. G. (1996). New Insight on Galaxy Formation and Evolution From Keck Spectroscopy of the Hawaii Deep Fields. *Astron. J.*, **112**, 839+.
- Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., De Lucia, G., Frenk, C. S., Gao, L., Jenkins, A., Kauffmann, G., Navarro, J. F., and Yoshida, N. (2006). The many lives of active galactic nuclei : cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **365**, 11–28.
- Daddi, E., Cimatti, A., Renzini, A., Fontana, A., Mignoli, M., Pozzetti, L., Tozzi, P., and Zamorani, G. (2004). A New Photometric Technique for the Joint Selection of Star-forming and Passive Galaxies at $1.4 < z < 2.5$. *Astrophys. J.*, **617**, 746–764.
- Daddi, E., Dickinson, M., Chary, R., Pope, A., Morrison, G., Alexander, D. M., Bauer, F. E., Brandt, W. N., Giavalisco, M., Ferguson, H., Lee, K., Lehmer, B. D., Papovich, C., and Renzini, A. (2005). The Population of BzK-selected ULIRGs at $z \sim 2$. *Astrophys. J. Lett.*, **631**, L13–L16.
- 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., and Mignoli, M. (2007). Multiwavelength Study of Massive Galaxies at $z \sim 2$. I. Star Formation and Galaxy Growth. *Astrophys. J.*, **670**, 156–172.
- Daddi, E., Dannerbauer, H., Stern, D., Dickinson, M., Morrison, G., Elbaz, D., Giavalisco, M., Mancini, C., Pope, A., and Spinrad, H. (2009). Two Bright Submillimeter Galaxies in a $z = 4.05$ Protocluster in Goods-North, and Accurate Radio-Infrared Photometric Redshifts. *Astrophys. J.*, **694**, 1517–1538.
- Damen, M., Labbé, I., Franx, M., van Dokkum, P. G., Taylor, E. N., and Gawiser, E. J. (2009). The Evolution of the Specific Star Formation Rate of Massive Galaxies to $z \sim 1.8$ in the Extended Chandra Deep Field South. *Astrophys. J.*, **690**, 937–943.
- Dasyra, K. M., Tacconi, L. J., Davies, R. I., Naab, T., Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., Baker, A. J., Veilleux, S., Sanders, D. B., and Burkert, A. (2006). Dynamical Properties of Ultraluminous Infrared Galaxies. II. Traces of Dynamical Evolution and End Products of Local Ultraluminous Mergers. *Astrophys. J.*, **651**, 835–852.
- Davé, R., Finlator, K., Oppenheimer, B. D., Fardal, M., Katz, N., Kereš, D., and Weinberg, D. H. (2010). The nature of submillimetre galaxies in cosmological hydrodynamic simulations. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **404**, 1355–1368.

- Davis, M. and Peebles, P. J. E. (1983). A survey of galaxy redshifts. V - The two-point position and velocity correlations. *Astrophys. J.*, **267**, 465–482.
- De Lucia, G., Kauffmann, G., Springel, V., White, S. D. M., Lanzoni, B., Stoehr, F., Tormen, G., and Yoshida, N. (2004). Substructures in cold dark matter haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **348**, 333–344.
- Desert, F., Boulanger, F., and Puget, J. L. (1990). Interstellar dust models for extinction and emission. *Astron. Astrophys.*, **237**, 215–236.
- Dickinson, M., Papovich, C., Ferguson, H. C., and Budavári, T. (2003). The Evolution of the Global Stellar Mass Density at 0z3. *Astrophys. J.*, **587**, 25–40.
- Dole, H., Lagache, G., and Puget, J. (2003). Predictions for Cosmological Infrared Surveys from Space with the Multiband Imaging Photometer for SIRTf. *Astrophys. J.*, **585**, 617–629.
- 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., and Blaylock, M. (2006). The cosmic infrared background resolved by Spitzer. Contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background. *Astron. Astrophys.*, **451**, 417–429.
- Dressler, A. (1980). Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies. *Astrophys. J.*, **236**, 351–365.
- Dunne, L., Ivison, R. J., Maddox, S., Cirasuolo, M., Mortier, A. M., Foucaud, S., Ibar, E., Almaini, O., Simpson, C., and McLure, R. (2009). The star formation history of K-selected galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **394**, 3–20.
- Dye, S., Eales, S. A., Aretxaga, I., Serjeant, S., Dunlop, J. S., Babbedge, T. S. R., Chapman, S. C., Cirasuolo, M., Clements, D. L., Coppin, K. E. K., Dunne, L., Egami, E., Farrah, D., Ivison, R. J., van Kampen, E., Pope, A., Priddey, R., Rieke, G. H., Schael, A. M., Scott, D., Simpson, C., Takagi, T., Takata, T., and Vaccari, M. (2008). The SCUBA HALf Degree Extragalactic Survey (SHADES) - VII. Optical/IR photometry and stellar masses of submillimetre galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **386**, 1107–1130.
- Elbaz, D. and Cesarsky, C. J. (2003). A Fossil Record of Galaxy Encounters. *Science*, **300**, 270–274.
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Chanial, P., Aussel, H., Franceschini, A., Fadda, D., and Chary, R. R. (2002). The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM. *Astron. Astrophys.*, **384**, 848–865.
- Elbaz, D., Daddi, E., Le Borgne, D., Dickinson, M., Alexander, D. M., Chary, R., Starck, J., Brandt, W. N., Kitzbichler, M., MacDonald, E., Nonino, M., Popesso, P., Stern, D., and Vanzella, E. (2007). The reversal of the star formation-density relation in the distant universe. *Astron. Astrophys.*, **468**, 33–48.
- Elbaz, D., Dickinson, M., Hwang, H. S., Diaz-Santos, T., Magdis, G., Magnelli, B., Le Borgne, D., Galliano, F., Pannella, M., Chanial, P., Armus, L., Charmandaris, V., Daddi, E., Aussel, H., Popesso, P., Kartaltepe, J., Altieri, B., Valtchanov, I., Coia, D., Dannerbauer, H., Dasyra, K., Leiton, R., Mazzarella, J., Buat, V., Burgarella, D., Chary, R. ., Gilli, R., Ivison, R. J., Juneau, S., LeFloch, E., Lutz, D., Morrison, G. E., Mullaney, J., Murphy, E., Pope, A., Scott,

-
- D., Alexander, D., Brodwin, M., Calzetti, D., Cesarsky, C., Charlot, S., Dole, H., Eisenhardt, P., Ferguson, H. C., Foerster-Schreiber, N., Frayer, D., Giavalisco, M., Huynh, M., Koekemoer, A. M., Papovich, C., Reddy, N., Surace, C., Teplitz, H., Yun, M. S., and Wilson, G. (2011). GOODS-Herschel : an infrared main sequence for star-forming galaxies. *ArXiv e-prints*.
- Elmegreen, D. M., Elmegreen, B. G., Ravindranath, S., and Coe, D. A. (2007). Resolved Galaxies in the Hubble Ultra Deep Field : Star Formation in Disks at High Redshift. *Astrophys. J.*, **658**, 763–777.
- Engel, H., Tacconi, L. J., Davies, R. I., Neri, R., Smail, I., Chapman, S. C., Genzel, R., Cox, P., Greve, T. R., Ivison, R. J., Blain, A., Bertoldi, F., and Omont, A. (2010). Most Submillimetre Galaxies are Major Mergers. *ArXiv e-prints*.
- Fadda, D., Yan, L., Lagache, G., Sajina, A., Lutz, D., Wuyts, S., Frayer, D. T., Marcillac, D., Le Floch, E., Caputi, K., Spoon, H. W. W., Veilleux, S., Blain, A., and Helou, G. (2010). Ultra-deep Spitzer Mid-Infrared Spectroscopy of LIRGs and ULIRGs at $z \sim 1-2$. *ArXiv e-prints*.
- 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., and Surace, J. (2006a). Erratum : “The Spatial Clustering of Ultraluminous Infrared Galaxies over $1.5 < z < 3$ ” ([abs/2006ApJ..641L..17](#))>ApJ 641, L17 [2006]. *Astrophys. J. Lett.*, **643**, L139–L140.
- 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., and Surace, J. (2006b). The Spatial Clustering of Ultraluminous Infrared Galaxies over $1.5 < z < 3$. *Astrophys. J. Lett.*, **641**, L17–L20.
- Fernandez-Conde, N., Lagache, G., Puget, J.-L., and Dole, H. (2008). Simulations of the cosmic infrared and submillimeter background for future large surveys. I. Presentation and first application to Herschel/SPIRE and Planck/HFI. *Astron. Astrophys.*, **481**, 885–895.
- Fiolet, N., Omont, A., Lagache, G., Bertin-court, B., Fadda, D., Baker, A. J., Beelen, A., Berta, S., Boulanger, F., Farrah, D., Kovács, A., Lonsdale, C., Owen, F., Polletta, M., Shupe, D., and Yan, L. (2010). Mid-infrared spectroscopy of Spitzer-selected ultra-luminous starbursts at $z \sim 2$. *Astron. Astrophys.*, **524**, A33+.
- Fixsen, D. J., Dwek, E., Mather, J. C., Bennett, C. L., and Shafer, R. A. (1998). The Spectrum of the Extragalactic Far-Infrared Background from the COBE FIRAS Observations. *Astrophys. J.*, **508**, 123–128.
- Flagey, N., Noriega-Crespo, A., Boulanger, F., Carey, S. J., Brooke, T. Y., Falgarone, E., Huard, T. L., McCabe, C. E., Miville-Deschênes, M. A., Padgett, D. L., Paladini, R., and Rebull, L. M. (2009). Evidence for Dust Evolution Within the Taurus Complex from Spitzer Images. *Astrophys. J.*, **701**, 1450–1463.
- Fontana, A., Pozzetti, L., Donnarumma, I., Renzini, A., Cimatti, A., Zamorani, G., Menci, N., Daddi, E., Giallongo, E., Mignoli, M., Perna, C., Salimbeni, S., Saracco, P., Broadhurst, T., Cristiani, S., D’Odorico, S., and Gilmozzi, R. (2004). The K20 survey. VI. The distribution of the stellar masses in galaxies up to $z = 2$. *Astron. Astrophys.*, **424**, 23–42.
- Franceschini, A., Berta, S., Rigopoulou, D., Aussel, H., Cesarsky, C. J., Elbaz, D., Genzel, R., Moy, E., Oliver, S., Rowan-Robinson, M., and Van der Werf, P. P. (2003). Infrared spectroscopy

- of faint 15 μm sources in the Hubble Deep Field South : First hints at the properties of the sources of the IR background. *Astron. Astrophys.*, **403**, 501–522.
- 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., and Wilson, G. (2006a). Spitzer 70 and 160 μm Observations of the Extragalactic First Look Survey. *Astron. J.*, **131**, 250–260.
- Frayer, D. T., Huynh, M. T., Chary, R., Dickinson, M., Elbaz, D., Fadda, D., Surace, J. A., Teplitz, H. I., Yan, L., and Mobasher, B. (2006b). Spitzer 70 Micron Source Counts in GOODS-North. *Astrophys. J. Lett.*, **647**, L9–L12.
- Frayer, D. T., Sanders, D. B., Surace, J. A., Aussel, H., Salvato, M., Le Floc’h, E., Huynh, M. T., Scoville, N. Z., Afonso-Luis, A., Bhattacharya, B., Capak, P., Fadda, D., Fu, H., Helou, G., Ilbert, O., Kartaltepe, J. S., Koekemoer, A. M., Lee, N., Murphy, E., Sargent, M. T., Schinnerer, E., Sheth, K., Shopbell, P. L., Shupe, D. L., and Yan, L. (2009). Spitzer 70 and 160 μm Observations of the COSMOS Field. *Astron. J.*, **138**, 1261–1270.
- Gao, L., White, S. D. M., Jenkins, A., Stoehr, F., and Springel, V. (2004). The subhalo populations of ΛCDM dark haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **355**, 819–834.
- Gautier, III, T. N., Boulanger, F., Perault, M., and Puget, J. L. (1992). A calculation of confusion noise due to infrared cirrus. *Astron. J.*, **103**, 1313–1324.
- 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., and Thatte, N. (1998). What Powers Ultraluminous IRAS Galaxies? *Astrophys. J.*, **498**, 579–+.
- Giannantonio, T., Scranton, R., Crittenden, R. G., Nichol, R. C., Boughn, S. P., Myers, A. D., and Richards, G. T. (2008). Combined analysis of the integrated Sachs-Wolfe effect and cosmological implications. *Phys. Rev. D*, **77**(12), 123520–+.
- Giavalisco, M. (2002). Lyman-Break Galaxies. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **40**, 579–641.
- Gilli, R., Daddi, E., Chary, R., Dickinson, M., Elbaz, D., Giavalisco, M., Kitzbichler, M., Stern, D., and Vanzella, E. (2007). The spatial clustering of mid-IR selected star forming galaxies at $z \sim 1$ in the GOODS fields. *Astron. Astrophys.*, **475**, 83–99.
- Gillmon, K., Shull, J. M., Tumlinson, J., and Danforth, C. (2006). A FUSE Survey of Interstellar Molecular Hydrogen toward High-Latitude AGNs. *Astrophys. J.*, **636**, 891–907.
- Gispert, R., Lagache, G., and Puget, J. L. (2000). Implications of the cosmic infrared background for light production and the star formation history in the Universe. *Astron. Astrophys.*, **360**, 1–9.
- Glazebrook, K., Abraham, R. G., McCarthy, P. J., Savaglio, S., Chen, H., Crampton, D., Murowinski, R., Jørgensen, I., Roth, K., Hook, I., Marzke, R. O., and Carlberg, R. G. (2004). A high abundance of massive galaxies 3-6 billion years after the Big Bang. *Nature*, **430**, 181–184.

-
- Glenn, J., Conley, A., Béthermin, M., Altieri, B., Amblard, A., Arumugam, V., Aussel, H., Babbedge, T., Blain, A., Bock, J., Boselli, A., Buat, V., Castro-Rodríguez, N., Cava, A., Chanical, P., Clements, D. L., Conversi, L., Cooray, A., Dowell, C. D., Dwek, E., Eales, S., Elbaz, D., Ellsworth-Bowers, T. P., Fox, M., Franceschini, A., Gear, W., Griffin, M., Halpern, M., Hatziminaoglou, E., Ibar, E., Isaak, K., Ivison, R. J., Lagache, G., Laurent, G., Levenson, L., Lu, N., Madden, S., Maffei, B., Mainetti, G., Marchetti, L., Marsden, G., Nguyen, H. T., O'Halloran, B., Oliver, S. J., Omont, A., Page, M. J., Panuzzo, P., Papageorgiou, A., Pearson, C. P., Pérez-Fournon, I., Pohlen, M., Rigopoulou, D., Rizzo, D., Roseboom, I. G., Rowan-Robinson, M., Portal, M. S., Schulz, B., Scott, D., Seymour, N., Shupe, D. L., Smith, A. J., Stevens, J. A., Symeonidis, M., Trichas, M., Tugwell, K. E., Vaccari, M., Valtchanov, I., Vieira, J. D., Vigroux, L., Wang, L., Ward, R., Wright, G., Xu, C. K., and Zemcov, M. (2010). HerMES : deep galaxy number counts from a P(D) fluctuation analysis of SPIRE Science Demonstration Phase observations. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **409**, 109–121.
- Gómez, P. L., Nichol, R. C., Miller, C. J., Balogh, M. L., Goto, T., Zabludoff, A. I., Romer, A. K., Bernardi, M., Sheth, R., Hopkins, A. M., Castander, F. J., Connolly, A. J., Schneider, D. P., Brinkmann, J., Lamb, D. Q., SubbaRao, M., and York, D. G. (2003). Galaxy Star Formation as a Function of Environment in the Early Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophys. J.*, **584**, 210–227.
- González, V., Labbé, I., Bouwens, R. J., Illingworth, G., Franx, M., Kriek, M., and Brammer, G. B. (2010). The Stellar Mass Density and Specific Star Formation Rate of the Universe at $z \sim 7$. *Astrophys. J.*, **713**, 115–130.
- Goto, T. (2005). Optical properties of 4248 IRAS galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **360**, 322–339.
- Goulding, A. D. and Alexander, D. M. (2009). Towards a complete census of AGN in nearby Galaxies : a large population of optically unidentified AGN. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **398**, 1165–1193.
- Grazian, A., Salimbeni, S., Pentericci, L., Fontana, A., Nonino, M., Vanzella, E., Cristiani, S., de Santis, C., Gallozzi, S., Giallongo, E., and Santini, P. (2007). A comparison of LBGs, DRGs, and BzK galaxies : their contribution to the stellar mass density in the GOODS-MUSIC sample. *Astron. Astrophys.*, **465**, 393–404.
- Greve, T. R., Bertoldi, F., Smail, I., Neri, R., Chapman, S. C., Blain, A. W., Ivison, R. J., Genzel, R., Omont, A., Cox, P., Tacconi, L., and Kneib, J.-P. (2005). An interferometric CO survey of luminous submillimetre galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **359**, 1165–1183.
- Groth, E. J. and Peebles, P. J. E. (1977). Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. VII - Two- and three-point correlation functions for the high-resolution Shane-Wirtanen catalog of galaxies. *Astrophys. J.*, **217**, 385–405.
- Haiman, Z. and Knox, L. (2000). Correlations in the Far-Infrared Background. *Astrophys. J.*, **530**, 124–132.
- Hajian, A., Viero, M. P., Addison, G., Aguirre, P., Appel, J. W., Battaglia, N., Bock, J. J., Bond, J. R., Das, S., Devlin, M. J., Dicker, S. R., Dunkley, J., Dunner, R., Essinger-Hileman, T., Hughes, J. P., Fowler, J. W., Halpern, M., Hasselfield, M., Hilton, M., Hincks, A. D., Hlozek, R., Irwin, K. D., Klein, J., Kosowsky, A., Lin, Y., Marriage, T. A., Marsden, D., Marsden, G.,

- Menanteau, F., Moncelsi, L., Moodley, K., Netterfield, C. B., Niemack, M. D., Nolta, M. R., Page, L. A., Parker, L., Scott, D., Sehgal, N., Sievers, J., Spergel, D. N., Staggs, S. T., Swetz, D. S., Switzer, E. R., Thornton, R., and Wollack, E. (2011). Correlations in the (Sub)millimeter background from ACTxBLAST. *ArXiv e-prints*.
- Hall, N. R., Keisler, R., Knox, L., Reichardt, C. L., Ade, P. A. R., Aird, K. A., Benson, B. A., Bleem, L. E., Carlstrom, J. E., Chang, C. L., Cho, H., Crawford, T. M., Crites, A. T., de Haan, T., Dobbs, M. A., George, E. M., Halverson, N. W., Holder, G. P., Holzzapfel, W. L., Hrubes, J. D., Joy, M., Lee, A. T., Leitch, E. M., Lueker, M., McMahan, J. J., Mehl, J., Meyer, S. S., Mohr, J. J., Montroy, T. E., Padin, S., Plagge, T., Pryke, C., Ruhl, J. E., Schaffer, K. K., Shaw, L., Shirokoff, E., Spieler, H. G., Stalder, B., Staniszewski, Z., Stark, A. A., Switzer, E. R., Vanderlinde, K., Vieira, J. D., Williamson, R., and Zahn, O. (2010). Angular Power Spectra of the Millimeter-wavelength Background Light from Dusty Star-forming Galaxies with the South Pole Telescope. *Astrophys. J.*, **718**, 632–646.
- Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., Zheng, X. Z., Liang, Y. C., and Cesarsky, C. (2005). Did most present-day spirals form during the last 8 Gyr?. A formation history with violent episodes revealed by panchromatic observations. *Astron. Astrophys.*, **430**, 115–128.
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., Dwek, E., Odegard, N., Weiland, J. L., Freudenreich, 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., and Wright, E. L. (1998). The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections. *Astrophys. J.*, **508**, 25–43.
- Ilic, S., Douspis, M., Langer, M., Pénin, A., and Lagache, G. (2011). Cosmic Microwave and Infrared Backgrounds cross-correlation for ISW detection. *ArXiv e-prints*.
- Ishida, C. M. (2004). *The link between interactions, infrared emission and the transformation of galaxies : A detailed study of a complete sample of luminous infrared galaxies*. Ph.D. thesis, UNIVERSITY OF HAWAII.
- Jauzac, M., Dole, H., Le Floch, E., Aussel, H., Caputi, K., Ilbert, O., Salvato, M., Bavouzet, N., Beelen, A., Béthermin, M., Kneib, J.-P., Lagache, G., and Puget, J.-L. (2011). The cosmic far-infrared background buildup since redshift 2 at 70 and 160 microns in the COSMOS and GOODS fields. *Astron. Astrophys.*, **525**, A52+.
- Juvela, M., Mattila, K., Lemke, D., Klaas, U., Leinert, C., and Kiss, C. (2009). Determination of the cosmic far-infrared background level with the ISOPHOT instrument. *Astron. Astrophys.*, **500**, 763–768.
- Kartaltepe, J. S., Sanders, D. B., Frayer, D. T., Le Floch, E., Arnouts, S., Aussel, H., Ilbert, O., Koekemoer, A., Salvato, M., Scoville, N., Surace, J., and Yan, L. (2009). (U)LIRG Morphology and Color : 70 μ m Selected Galaxies in the COSMOS Field. In W. Wang, Z. Yang, Z. Luo, & Z. Chen, editor, *The Starburst-AGN Connection*, volume 408 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 272–+.
- Kawakatu, N., Anabuki, N., Nagao, T., Umemura, M., and Nakagawa, T. (2006). Type I Ultraluminous Infrared Galaxies : Transition Stage from ULIRGs to QSOs. *Astrophys. J.*, **637**, 104–113.

-
- Kelsall, T., Weiland, J. L., Franz, B. A., Reach, W. T., Arendt, R. G., Dwek, E., Freudenreich, H. T., Hauser, M. G., Moseley, S. H., Odegard, N. P., Silverberg, R. F., and Wright, E. L. (1998). The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud. *Astrophys. J.*, **508**, 44–73.
- Kennicutt, Jr., R. C. (1998). The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *Astrophys. J.*, **498**, 541–+.
- Knox, L., Cooray, A., Eisenstein, D., and Haiman, Z. (2001). Probing Early Structure Formation with Far-Infrared Background Correlations. *Astrophys. J.*, **550**, 7–20.
- Kochanek, C. S., White, M., Huchra, J., Macri, L., Jarrett, T. H., Schneider, S. E., and Mader, J. (2003). Clusters of Galaxies in the Local Universe. *Astrophys. J.*, **585**, 161–181.
- Kravtsov, A. V., Berlind, A. A., Wechsler, R. H., Klypin, A. A., Gottlöber, S., Allgood, B., and Primack, J. R. (2004). The Dark Side of the Halo Occupation Distribution. *Astrophys. J.*, **609**, 35–49.
- Krist, J. E., Ardila, D. R., Golimowski, D. A., Clampin, M., Ford, H. C., Illingworth, G. D., Hartig, G. F., Bartko, F., Benítez, N., Blakeslee, J. P., Bouwens, R. J., Bradley, L. D., Broadhurst, T. J., Brown, R. A., Burrows, C. J., Cheng, E. S., Cross, N. J. G., Demarco, R., Feldman, P. D., Franx, M., Goto, T., Gronwall, C., Holden, B., Homeier, N., Infante, L., Kimble, R. A., Lesser, M. P., Martel, A. R., Mei, S., Menanteau, F., Meurer, G. R., Miley, G. K., Motta, V., Postman, M., Rosati, P., Sirianni, M., Sparks, W. B., Tran, H. D., Tsvetanov, Z. I., White, R. L., and Zheng, W. (2005). Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys Coronagraphic Imaging of the AU Microscopii Debris Disk. *Astron. J.*, **129**, 1008–1017.
- Labbé, I., Huang, J., Franx, M., Rudnick, G., Barmby, P., Daddi, E., van Dokkum, P. G., Fazio, G. G., Schreiber, N. M. F., Moorwood, A. F. M., Rix, H.-W., Röttgering, H., Trujillo, I., and van der Werf, P. (2005). IRAC Mid-Infrared Imaging of the Hubble Deep Field-South : Star Formation Histories and Stellar Masses of Red Galaxies at $z2$. *Astrophys. J. Lett.*, **624**, L81–L84.
- Lagache, G. and Puget, J. L. (2000). Detection of the extra-Galactic background fluctuations at 170 μ m. *Astron. Astrophys.*, **355**, 17–22.
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Désert, F. X., and Puget, J. (1999). First detection of the warm ionised medium dust emission. Implication for the cosmic far-infrared background. *Astron. Astrophys.*, **344**, 322–332.
- Lagache, G., Puget, J., Abergel, A., Desert, F., Dole, H., Bouchet, F. R., Boulanger, F., Ciliegi, P., Clements, D. L., Cesarsky, C., Elbaz, D., Franceschini, A., Gispert, R., Guiderdoni, B., Haffner, L. M., Harwit, M., Laureijs, R., Lemke, D., Moorwood, A. F. M., Oliver, S., Reach, W. T., Reynolds, R. J., Rowan-Robinson, M., Stickel, M., and Tufte, S. L. (2000). The Extragalactic Background and Its Fluctuations in the Far-Infrared Wavelengths. In D. Lemke, M. Stickel, & K. Wilke, editor, *ISO Survey of a Dusty Universe*, volume 548 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 81–+.
- Lagache, G., Dole, H., and Puget, J.-L. (2003). Modelling infrared galaxy evolution using a phenomenological approach. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **338**, 555–571.

- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., Pérez-González, P. G., Le Floch, E., Rieke, G. H., Papovich, C., Egami, E., Alonso-Herrero, A., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Misselt, K. A., and Morrison, J. E. (2004). Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Contribution to the Infrared Output Energy of the Universe at $z \sim 2$. *Astrophys. J. S. S.*, **154**, 112–117.
- Lagache, G., Puget, J., and Dole, H. (2005). Dusty Infrared Galaxies : Sources of the Cosmic Infrared Background. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **43**, 727–768.
- Lagache, G., Bavouzet, N., Fernandez-Conde, N., Ponthieu, N., Rodet, T., Dole, H., Miville-Deschênes, M.-A., and Puget, J.-L. (2007). Correlated Anisotropies in the Cosmic Far-Infrared Background Detected by the Multiband Imaging Photometer for Spitzer : Constraint on the Bias. *Astrophys. J. Lett.*, **665**, L89–L92.
- Le Fèvre, O., Guzzo, L., Meneux, B., Pollo, A., Cappi, A., Colombi, S., Iovino, A., Marinoni, C., McCracken, H. J., Scaramella, R., Bottini, D., Garilli, B., Le Brun, V., Maccagni, D., Picat, J. P., Scodreggio, M., Tresse, L., Vettolani, G., Zanichelli, A., Adami, C., Arnaboldi, M., Arnouts, S., Bardelli, S., Blaizot, J., Bolzonella, M., Charlot, S., Ciliegi, P., Contini, T., Foucaud, S., Franzetti, P., Gavignaud, I., Ilbert, O., Marano, B., Mathez, G., Mazure, A., Merighi, R., Paltani, S., Pellò, R., Pozzetti, L., Radovich, M., Zamorani, G., Zucca, E., Bondi, M., Bongiorno, A., Busarello, G., Lamareille, F., Mellier, Y., Merluzzi, P., Rippepi, V., and Rizzo, D. (2005). The VIMOS VLT deep survey. The evolution of galaxy clustering to $z \sim 2$ from first epoch observations. *Astron. Astrophys.*, **439**, 877–885.
- Le Floch, 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., and Mould, J. (2005). Infrared Luminosity Functions from the Chandra Deep Field-South : The Spitzer View on the History of Dusty Star Formation at $0 < z < 1$. *Astrophys. J.*, **632**, 169–190.
- Liang, Y. C., Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., Marcillac, D., and Cesarsky, C. J. (2004). The Luminosity-Metallicity relation of distant luminous infrared galaxies. *Astron. Astrophys.*, **423**, 867–880.
- Lin, Y., Mohr, J. J., and Stanford, S. A. (2004). K-Band Properties of Galaxy Clusters and Groups : Luminosity Function, Radial Distribution, and Halo Occupation Number. *Astrophys. J.*, **610**, 745–761.
- Liszt, H. (2002). Two-phase equilibrium and molecular hydrogen formation in damped Lyman-alpha systems. *Astron. Astrophys.*, **389**, 393–404.
- Lockman, F. J. and Condon, J. J. (2005). The Spitzer Space Telescope First Look Survey : Neutral Hydrogen Emission. *Astron. J.*, **129**, 1968–1977.
- Lockman, F. J., Jahoda, K., and McCammon, D. (1986). The structure of galactic HI in directions of low total column density. *Astrophys. J.*, **302**, 432–449.
- Lonsdale, C. J., Lonsdale, C. J., Smith, H. E., and Diamond, P. J. (2003). VLBI Imaging of Luminous Infrared Galaxies : Active Galactic Nucleus Cores in Markarian 231, UGC 5101, and NGC 7469. *Astrophys. J.*, **592**, 804–818.
- Maddox, S. J., Efstathiou, G., Sutherland, W. J., and Loveday, J. (1990). Galaxy correlations on large scales. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **242**, 43P–47P.

-
- Maddox, S. J., Dunne, L., Rigby, E., Eales, S., Cooray, A., Scott, D., Peacock, J. A., Negrello, M., Smith, D. J. B., Benford, D., Amblard, A., Auld, R., Baes, M., Bonfield, D., Burgarella, D., Buttiglione, S., Cava, A., Clements, D., Dariush, A., de Zotti, G., Dye, S., Frayer, D., Fritz, J., Gonzalez-Nuevo, J., Herranz, D., Ibar, E., Ivison, R., Jarvis, M. J., Lagache, G., Leeuw, L., Lopez-Caniego, M., Pascale, E., Pohlen, M., Rodighiero, G., Samui, S., Serjeant, S., Temi, P., Thompson, M., and Verma, A. (2010). Herschel-ATLAS : The angular correlation function of submillimetre galaxies at high and low redshift. *Astron. Astrophys.*, **518**, L11+.
- 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 Propriis, 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., and Taylor, K. (2003). The 2dF Galaxy Redshift Survey : galaxy clustering per spectral type. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **344**, 847–856.
- Magliocchetti, M., Cirasuolo, M., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Almaini, O., Foucaud, S., de Zotti, G., Simpson, C., and Sekiguchi, K. (2008). On the evolution of clustering of 24- μ m-selected galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **383**, 1131–1142.
- Magnelli, B., Elbaz, D., Chary, R. R., Dickinson, M., Le Borgne, D., Frayer, D. T., and Willmer, C. N. A. (2009). The 0.4 z 1.3 star formation history of the Universe as viewed in the far-infrared. *Astron. Astrophys.*, **496**, 57–75.
- Makovoz, D. and Marleau, F. R. (2005). Point-Source Extraction with MOPEX. , **117**, 1113–1128.
- Marcillac, D., Rieke, G. H., Papovich, C., Willmer, C. N. A., Weiner, B. J., Coil, A. L., Cooper, M. C., Gerke, B. F., Woo, J., Newman, J. A., Georgakakis, A., Laird, E. S., Nandra, K., Fazio, G. G., Huang, J., and Koo, D. C. (2008). The Environment on a Few Mpc Scales of Infrared Luminous Galaxies at Redshift $z \sim 1$. *Astrophys. J.*, **675**, 1156–1170.
- Marleau, F. R., Fadda, D., Storrìe-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., and Wilson, G. (2004). Extragalactic Source Counts at 24 Microns in the Spitzer First Look Survey. *Astrophys. J. S. S.*, **154**, 66–69.
- Marsden, G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Chapin, E. L., Devlin, M. J., Dicker, S. R., Griffin, M., Gundersen, J. O., Halpern, M., Hargrave, P. C., Hughes, D. H., Klein, J., Maukopf, P., Magnelli, B., Moncelsi, L., Netterfield, C. B., Ngo, H., Olmi, L., Pascale, E., Patanchon, G., Rex, M., Scott, D., Semisch, C., Thomas, N., Truch, M. D. P., Tucker, C., Tucker, G. S., Viero, M. P., and Wiebe, D. V. (2009). BLAST : Resolving the Cosmic Submillimeter Background. *Astrophys. J.*, **707**, 1729–1739.
- Matsuhara, H., Kawara, K., Sato, Y., Taniguchi, Y., Okuda, H., Matsumoto, T., Sofue, Y., Wakamatsu, K., Cowie, L. L., Joseph, R. D., and Sanders, D. B. (2000). ISO deep far-infrared survey in the “Lockman Hole”. II. Power spectrum analysis : evidence of a strong evolution in number counts. *Astron. Astrophys.*, **361**, 407–414.
- Matsuura, S., Shirahata, M., Kawada, M., Takeuchi, T. T., Burgarella, D., Clements, D. L., Jeong, W., Hanami, H., Khan, S. A., Matsuhara, H., Nakagawa, T., Oyabu, S., Pearson, C. P.,

- Pollo, A., Serjeant, S., Takagi, T., and White, G. (2010). Detection of the Cosmic Far-Infrared Background in the AKARI Deep Field South. *ArXiv e-prints*.
- Melbourne, J., Koo, D. C., and Le Floch, E. (2005). Optical Morphology Evolution of Infrared Luminous Galaxies in GOODS-N. *Astrophys. J. Lett.*, **632**, L65–L68.
- Menéndez-Delmestre, K., Blain, A. W., Smail, I., Alexander, D. M., Chapman, S. C., Armus, L., Frayer, D., Ivison, R. J., and Teplitz, H. (2009). Mid-Infrared Spectroscopy of Submillimeter Galaxies : Extended Star Formation in Massive High-redshift Galaxies. *Astrophys. J.*, **699**, 667–685.
- Miville-Deschênes, M.-A. and Lagache, G. (2005). IRIS : A New Generation of IRAS Maps. *Astrophys. J. S. S.*, **157**, 302–323.
- Miville-Deschênes, M.-A., Lagache, G., and Puget, J.-L. (2002). Power spectrum of the cosmic infrared background at 60 and 100 μm with IRAS. *Astron. Astrophys.*, **393**, 749–756.
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Reach, W. T., and Noriega-Crespo, A. (2005). The First Detection of Dust Emission in a High-Velocity Cloud. *Astrophys. J. Lett.*, **631**, L57–L60.
- Miville-Deschênes, M.-A., Lagache, G., Boulanger, F., and Puget, J.-L. (2007). Statistical properties of dust far-infrared emission. *Astron. Astrophys.*, **469**, 595–605.
- Mizuno, D. R., Carey, S. J., Noriega-Crespo, A., Paladini, R., Padgett, D., Shenoy, S., Kuchar, T. A., Kraemer, K. E., and Price, S. D. (2008). Processing for the MIPS GAL 24 μm Survey of the Inner Galactic Plane. , **120**, 1028–1042.
- Nakamura, O., Fukugita, M., Brinkmann, J., and Schneider, D. P. (2004). The $H\alpha$ Luminosity Function of Morphologically Classified Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. *Astron. J.*, **127**, 2511–2521.
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., and White, S. D. M. (1996). The Structure of Cold Dark Matter Halos. *Astrophys. J.*, **462**, 563–+.
- Oemler, Jr., A. (1974). The Systematic Properties of Clusters of Galaxies. Photometry of 15 Clusters. *Astrophys. J.*, **194**, 1–20.
- Oliver, S. J., Wang, L., Smith, A. J., Altieri, B., Amblard, A., Arumugam, V., Auld, R., Aussel, H., Babbedge, T., Blain, A., Bock, J., Boselli, A., Buat, V., Burgarella, D., Castro-Rodríguez, N., Cava, A., Chanial, P., Clements, D. L., Conley, A., Conversi, L., Cooray, A., Dowell, C. D., Dwek, E., Eales, S., Elbaz, D., Fox, M., Franceschini, A., Gear, W., Glenn, J., Griffin, M., Halpern, M., Hatziminaoglou, E., Ibar, E., Isaak, K., Ivison, R. J., Lagache, G., Levenson, L., Lu, N., Madden, S., Maffei, B., Mainetti, G., Marchetti, L., Mitchell-Wynne, K., Mortier, A. M. J., Nguyen, H. T., O’Halloran, B., Omont, A., Page, M. J., Panuzzo, P., Papageorgiou, A., Pearson, C. P., Pérez-Fournon, I., Pohlen, M., Rawlings, J. L., Raymond, G., Rigopoulou, D., Rizzo, D., Roseboom, I. G., Rowan-Robinson, M., Sánchez Portal, M., Savage, R., Schulz, B., Scott, D., Seymour, N., Shupe, D. L., Stevens, J. A., Symeonidis, M., Trichas, M., Tugwell, K. E., Vaccari, M., Valiante, E., Valtchanov, I., Vieira, J. D., Vigroux, L., Ward, R., Wright, G., Xu, C. K., and Zemcov, M. (2010). HerMES : SPIRE galaxy number counts at 250, 350, and 500 μm . *Astron. Astrophys.*, **518**, L21+.

-
- Papovich, C., Dole, H., Egami, E., Le Floch, 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., and Young, E. T. (2004). The 24 Micron Source Counts in Deep Spitzer Space Telescope Surveys. *Astrophys. J. S. S.*, **154**, 70–74.
- Peacock, J. A. and Smith, R. E. (2000). Halo occupation numbers and galaxy bias. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **318**, 1144–1156.
- Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Villar, V., Barro, G., Blaylock, M., Egami, E., Gallego, J., Gil de Paz, A., Pascual, S., Zamorano, J., and Donley, J. L. (2008). The Stellar Mass Assembly of Galaxies from $z = 0$ to $z = 4$: Analysis of a Sample Selected in the Rest-Frame Near-Infrared with Spitzer. *Astrophys. J.*, **675**, 234–261.
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Balbi, A., Banday, A. J., and et al. (2011a). Planck Early Results : Dust in the diffuse interstellar medium and the Galactic halo. *ArXiv e-prints*.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Balbi, A., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartlett, J. G., Battaner, E., Benabed, K., Benoit, A., Bernard, J., Bersanelli, M., Bhatia, R., Blagrove, K., Bock, J. J., Bonaldi, A., Bonavera, L., Bond, J. R., Borrill, J., Bouchet, F. R., Bucher, M., Burigana, C., Cabella, P., Cardoso, J., Catalano, A., Cayon, L., Challinor, A., Chamballu, A., Chiang, L., Chiang, C., Christensen, P. R., Clements, D. L., Colombi, S., Couchot, F., Coulais, A., Crill, B. P., Cuttaia, F., Danese, L., Davies, R. D., Davis, R. J., de Bernardis, P., de Gasperis, G., de Rosa, A., de Zotti, G., Delabrouille, J., Delouis, J., Desert, F., Dole, H., Donzelli, S., Dore, O., Dorl, U., Douspis, M., Dupac, X., Efstathiou, G., Ensslin, T. A., Eriksen, H. K., Finelli, F., Forni, O., Fosalba, P., Frailis, M., Franceschi, E., Galeotta, S., Ganga, K., Giard, M., Giardino, G., Giraud-Heraud, Y., Gonzalez-Nuevo, J., Gorski, K. M., Grain, J., Gratton, S., Gregorio, A., Gruppuso, A., Hansen, F. K., Harrison, D., Helou, G., Henrot-Versille, S., Herranz, D., Hildebrandt, S. R., Hivon, E., Hobson, M., Holmes, W. A., Hovest, W., Hoyland, R. J., Hufenberger, K. M., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Juvela, M., Keihänen, E., Keskitalo, R., Kisner, T. S., Kneissl, R., Knox, L., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J., Lasenby, A., Laureijs, R. J., Lawrence, C. R., Leach, S., Leonardi, R., Leroy, C., Lilje, P. B., Linden-Vornle, M., Lockman, F. J., Lopez-Caniego, M., Lubin, P. M., Macias-Perez, J. F., MacTavish, C. J., Maffei, B., Maino, D., Mandolesi, N., Mann, R., Maris, M., Martin, P., Martinez-Gonzalez, E., Masi, S., Matarrese, S., Matthai, F., Mazzotta, P., Melchiorri, A., Mendes, L., Mennella, A., Mitra, S., Miville-Deschenes, M., Moneti, A., Montier, L., Morgante, G., Mortlock, D., Munshi, D., Murphy, A., Naselsky, P., Natoli, P., Netterfield, C. B., Norgaard-Nielsen, H. U., Novikov, D., Novikov, I., O’Dwyer, I. J., Oliver, S., Osborne, S., Pajot, F., Pasian, F., Patanchon, G., Perdureau, O., Perotto, L., Perrotta, F., Piacentini, F., Piat, M., Pinheiro Goncalves, D., Plaszczynski, S., Pointecouteau, E., Polenta, G., Ponthieu, N., Poutanen, T., Prezeau, G., Prunet, S., Puget, J., Rachen, J. P., Reach, W. T., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renault, C., Ricciardi, S., Riller, T., Ristorcelli, I., Rocha, G., Rosset, C., Rowan-Robinson, M., Rubino-Martin, J. A., Rusholme, B., Sandri, M., Santos, D., Savini, G., Scott, D., Seiffert, M. D., Shellard, P., Smoot, G. F., Starck, J., Stivoli, F., Stolyarov, V., Stompor, R., Sudiwala, R., Sunyaev, R., Sygnet, J., Tauber, J. A., Terenzi, L., Toffolatti, L., Tomasi, M., Torre, J., Tristram, M., Tuovinen, J., Umana, G., Valenziano, L., Vielva, P., Villa, F., Vittorio, N., Wade,

- L. A., Wandelt, B. D., White, M., Yvon, D., Zacchei, A., and Zonca, A. (2011b). Planck Early Results : The Power Spectrum Of Cosmic Infrared Background Anisotropies. *ArXiv e-prints*.
- Puget, J., Abergel, A., Bernard, J., Boulanger, F., Burton, W. B., Desert, F., and Hartmann, D. (1996). Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. *Astron. Astrophys.*, **308**, L5+.
- Reach, W. T., Franz, B. A., Weiland, J. L., Hauser, M. G., Kelsall, T. N., Wright, E. L., Rawley, G., Stemwedel, S. W., and Spiesman, W. J. (1995). Observational confirmation of a circumsolar dust ring by the COBE satellite. *Nature*, **374**, 521–523.
- Reddy, N. A., Erb, D. K., Steidel, C. C., Shapley, A. E., Adelberger, K. L., and Pettini, M. (2005). A Census of Optical and Near-Infrared Selected Star-forming and Passively Evolving Galaxies at Redshift $z \sim 2$. *Astrophys. J.*, **633**, 748–767.
- Renault, C., Barrau, A., Lagache, G., and Puget, J. (2001). New constraints on the cosmic mid-infrared background using TeV gamma-ray astronomy. *Astron. Astrophys.*, **371**, 771–778.
- Rodighiero, G., Cimatti, A., Gruppioni, C., Popesso, P., Andreani, P., Altieri, B., Aussel, H., Berta, S., Bongiovanni, A., Brisbin, D., Cava, A., Ceba, J., Daddi, E., Dominguez-Sanchez, H., Elbaz, D., Fontana, A., Förster Schreiber, N., Franceschini, A., Genzel, R., Grazian, A., Lutz, D., Magdis, G., Magliocchetti, M., Magnelli, B., Maiolino, R., Mancini, C., Nordon, R., Perez Garcia, A. M., Poglitsch, A., Santini, P., Sanchez-Portal, M., Pozzi, F., Riguccini, L., Saintonge, A., Shao, L., Sturm, E., Tacconi, L., Valtchanov, I., Wetzstein, M., and Wieprecht, E. (2010). The first Herschel view of the mass-SFR link in high- z galaxies. *Astron. Astrophys.*, **518**, L25+.
- Roy, A., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Chapin, E. L., Devlin, M. J., Dicker, S. R., Griffin, M., Gundersen, J. O., Halpern, M., Hargrave, P. C., Hughes, D. H., Klein, J., Marsden, G., Martin, P. G., Maukopf, P., Miville-Deschênes, M., Netterfield, C. B., Olmi, L., Patanchon, G., Rex, M., Scott, D., Semisch, C., Truch, M. D. P., Tucker, C., Tucker, G. S., Viero, M. P., and Wiebe, D. V. (2010). BLAST05 : Power Spectra of Bright Galactic Cirrus at Submillimeter Wavelengths. *Astrophys. J.*, **708**, 1611–1620.
- Rupke, D. S. N., Veilleux, S., and Baker, A. J. (2008). The Oxygen Abundances of Luminous and Ultraluminous Infrared Galaxies. *Astrophys. J.*, **674**, 172–193.
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., Madore, B. F., Matthews, K., Neugebauer, G., and Scoville, N. Z. (1988). Ultraluminous infrared galaxies and the origin of quasars. *Astrophys. J.*, **325**, 74–91.
- Saunders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., Efstathiou, G., Kaiser, N., Ellis, R. S., and Frenk, C. S. (1990). The 60-micron and far-infrared luminosity functions of IRAS galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **242**, 318–337.
- Saunders, W., Rowan-Robinson, M., and Lawrence, A. (1992). The spatial correlation function of IRAS galaxies on small and intermediate scales. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **258**, 134–146.
- Scoccimarro, R., Sheth, R. K., Hui, L., and Jain, B. (2001). How Many Galaxies Fit in a Halo? Constraints on Galaxy Formation Efficiency from Spatial Clustering. *Astrophys. J.*, **546**, 20–34.

-
- Seljak, U. (2000). Analytic model for galaxy and dark matter clustering. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **318**, 203–213.
- 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., Mauuskopf, P., Pope, A., Rowan-Robinson, M., Scott, D., Smail, I., and Vaccari, M. (2008). The SCUBA Half Degree Extragalactic Survey (SHADES) - IX. The environment, mass and redshift dependence of star formation. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **386**, 1907–1921.
- Shi, Y., Rieke, G. H., Papovich, C., Pérez-González, P. G., and Le Floc’h, E. (2006). Morphology of Spitzer 24 μm Detected Galaxies in the UDF : The Links between Star Formation and Galaxy Morphology. *Astrophys. J.*, **645**, 199–208.
- Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., and Kneib, J. (2002). The nature of faint submillimetre-selected galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **331**, 495–520.
- Smail, I., Chapman, S. C., Blain, A. W., and Ivison, R. J. (2004). The Rest-Frame Optical Properties of SCUBA Galaxies. *Astrophys. J.*, **616**, 71–85.
- Soifer, B. T. and Neugebauer, G. (1991). The properties of infrared galaxies in the local universe. *Astron. J.*, **101**, 354–361.
- Stansberry, J. A., Gordon, K. D., Bhattacharya, B., Engelbracht, C. W., Rieke, G. H., Marleau, F. R., Fadda, D., Frayer, D. T., Noriega-Crespo, A., Wachter, S., Young, E. T., Müller, T. G., Kelly, D. M., Blaylock, M., Henderson, D., Neugebauer, G., Beeman, J. W., and Haller, E. E. (2007). Absolute Calibration and Characterization of the Multiband Imaging Photometer for Spitzer. III. An Asteroid-based Calibration of MIPS at 160 μm . , **119**, 1038–1051.
- Swinbank, A. M., Smail, I., Chapman, S. C., Blain, A. W., Ivison, R. J., and Keel, W. C. (2004). The Rest-Frame Optical Spectra of SCUBA Galaxies. *Astrophys. J.*, **617**, 64–80.
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Lutz, D., Rigopoulou, D., Baker, A. J., Iserlohe, C., and Tecza, M. (2002). Ultraluminous Infrared Galaxies : QSOs in Formation? *Astrophys. J.*, **580**, 73–87.
- Tacconi, L. J., Neri, R., Chapman, S. C., Genzel, R., Smail, I., Ivison, R. J., Bertoldi, F., Blain, A., Cox, P., Greve, T., and Omont, A. (2006). High-Resolution Millimeter Imaging of Submillimeter Galaxies. *Astrophys. J.*, **640**, 228–240.
- Tinker, J., Kravtsov, A. V., Klypin, A., Abazajian, K., Warren, M., Yepes, G., Gottlöber, S., and Holz, D. E. (2008). Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology : The Limits of Universality. *Astrophys. J.*, **688**, 709–728.
- Tinker, J. L. and Wetzel, A. R. (2010). What does Clustering Tell us About the Buildup of the Red Sequence? *Astrophys. J.*, **719**, 88–103.
- Viero, M. P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Chapin, E. L., Devlin, M. J., Griffin, M., Gundersen, J. O., Halpern, M., Hargrave, P. C., Hughes, D. H., Klein, J., MacTavish, C. J., Marsden, G., Martin, P. G., Mauuskopf, P., Moncelsi, L., Negrello, M., Netterfield, C. B., Olmi, L., Pascale, E., Patanchon, G., Rex, M., Scott, D., Semisch, C., Thomas, N., Truch, M. D. P., Tucker, C., Tucker, G. S., and Wiebe, D. V. (2009). BLAST : Correlations in the Cosmic Far-Infrared Background at 250, 350, and 500 μm Reveal Clustering of Star-forming Galaxies. *Astrophys. J.*, **707**, 1766–1778.

- Wang, R., Carilli, C. L., Wagg, J., Bertoldi, F., Walter, F., Menten, K. M., Omont, A., Cox, P., Strauss, M. A., Fan, X., Jiang, L., and Schneider, D. P. (2008). Thermal Emission from Warm Dust in the Most Distant Quasars. *Astrophys. J.*, **687**, 848–858.
- Wang, W., Cowie, L. L., and Barger, A. J. (2006). A Near-Infrared Analysis of the Submillimeter Background and the Cosmic Star-Formation History. *Astrophys. J.*, **647**, 74–85.
- Weinberg, D. H., Davé, R., Katz, N., and Hernquist, L. (2004). Galaxy Clustering and Galaxy Bias in a Λ CDM Universe. *Astrophys. J.*, **601**, 1–21.
- Weiß, A., Kovács, A., Coppin, K., Greve, T. R., Walter, F., Smail, I., Dunlop, J. S., Knudsen, K. K., Alexander, D. M., Bertoldi, F., Brandt, W. N., Chapman, S. C., Cox, P., Dannerbauer, H., De Breuck, C., Gawiser, E., Ivison, R. J., Lutz, D., Menten, K. M., Koekemoer, A. M., Kreysa, E., Kurczynski, P., Rix, H.-W., Schinnerer, E., and van der Werf, P. P. (2009). The Large Apex Bolometer Camera Survey of the Extended Chandra Deep Field South. *Astrophys. J.*, **707**, 1201–1216.
- White, M., Hernquist, L., and Springel, V. (2001). The Halo Model and Numerical Simulations. *Astrophys. J. Lett.*, **550**, L129–L132.
- Williams, C. C., Giavalisco, M., Porciani, C., Yun, M. S., Pope, A., Scott, K. S., Austermann, J. E., Aretxaga, I., Hatsukade, B., Lee, K.-S., Wilson, G. W., Cybulski, R., Hughes, D. H., Kawabe, R., Kohno, K., Perera, T., and Schloerb, F. P. (2011). On the Clustering of Submillimeter Galaxies. *Astrophys. J.*, **733**, 92–+.
- Williams, R. J., Quadri, R. F., Franx, M., van Dokkum, P., and Labbé, I. (2009). Detection of Quiescent Galaxies in a Bicolor Sequence from $Z = 0-2$. *Astrophys. J.*, **691**, 1879–1895.
- Zauderer, B. A., Veilleux, S., and Yee, H. K. C. (2007). The Environment of Local Ultraluminous Infrared Galaxies. *Astrophys. J.*, **659**, 1096–1105.
- Zehavi, I., Weinberg, D. H., Zheng, Z., Berlind, A. A., Frieman, J. A., Scoccimarro, R., Sheth, R. K., Blanton, M. R., Tegmark, M., Mo, H. J., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Burles, S., Csabai, I., Fukugita, M., Gunn, J. E., Lamb, D. Q., Loveday, J., Lupton, R. H., Meiksin, A., Munn, J. A., Nichol, R. C., Schlegel, D., Schneider, D. P., SubbaRao, M., Szalay, A. S., Uomoto, A., and York, D. G. (2004). On Departures from a Power Law in the Galaxy Correlation Function. *Astrophys. J.*, **608**, 16–24.
- Zehavi, I., Zheng, Z., Weinberg, D. H., Blanton, M. R., Bahcall, N. A., Berlind, A. A., Brinkmann, J., Frieman, J. A., Gunn, J. E., Lupton, R. H., Nichol, R. C., Percival, W. J., Schneider, D. P., Skibba, R. A., Strauss, M. A., Tegmark, M., and York, D. G. (2011). Galaxy Clustering in the Completed SDSS Redshift Survey : The Dependence on Color and Luminosity. *Astrophys. J.*, **736**, 59–+.
- Zheng, X. Z., Hammer, F., Flores, H., Assémat, F., and Pelat, D. (2004). HST/WFPC2 morphologies and color maps of distant luminous infrared galaxies. *Astron. Astrophys.*, **421**, 847–862.
- Zheng, Z., Berlind, A. A., Weinberg, D. H., Benson, A. J., Baugh, C. M., Cole, S., Davé, R., Frenk, C. S., Katz, N., and Lacey, C. G. (2005). Theoretical Models of the Halo Occupation Distribution : Separating Central and Satellite Galaxies. *Astrophys. J.*, **633**, 791–809.