

Corrélation spatiale des galaxies infrarouges

Sommaire

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

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

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

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

III.1 Introduction

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

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

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

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

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

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

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

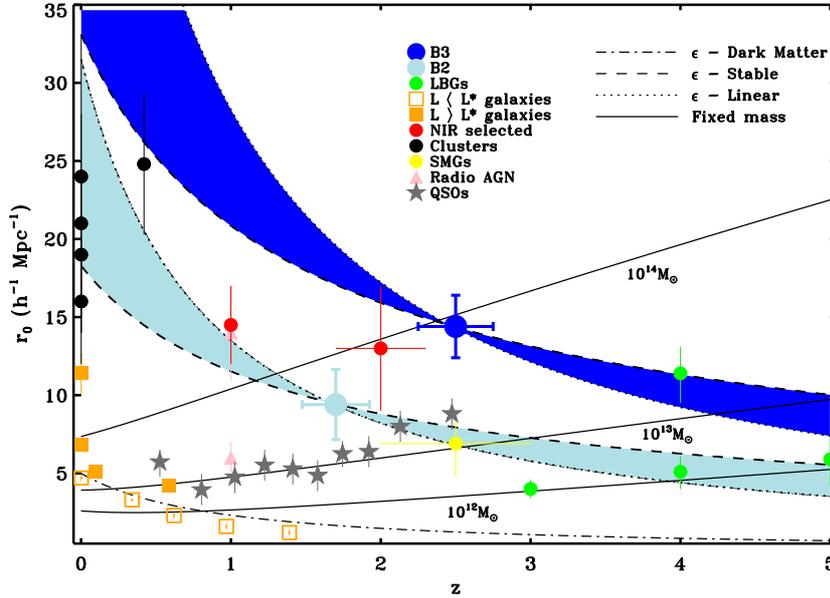


Figure III.1 – Evolution de la longueur de corrélation comobile r_0 avec le redshift obtenue pour différentes populations. Les régions colorées représentent l'évolution du halo de matière noire en fonction du redshift pour différents modèles plausibles. Les lignes continues sont des lignes d'iso-masse.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

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

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

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

III.2 Anisotropies du fond diffus infrarouge

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

III.2.1 Formalisme

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

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

où

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

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

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

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

où $k_{3\text{D}}$ est le nombre d'onde à 3 dimensions ($k_{3\text{D}} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$), r est la distance comobile, a est le facteur d'échelle, $\bar{j}_\nu^2(z)$ est la densité d'émissivité (par unité de volume comobile) à la fréquence ν des sources situées au redshift z , b est le biais que l'on suppose constant, $P_{\text{DM}}(k, z)$ est le spectre de puissance de la matière noire au redshift z . On peut distinguer plusieurs termes dans cette intégrale : un terme géométrique ($\frac{dz dr}{r^2} \frac{dr}{dz} a^2(z)$), un terme d'émission $\bar{j}_\nu^2(z)$ que l'on peut calculer à partir du modèle de Lagache et al. (2004) et le spectre de puissance de la matière noire qui peut être calculé à partir de la théorie de croissance linéaire des perturbations (voir paragraphe 1.2.4). Enfin, puisque nous avons supposé le biais constant, on peut sortir le facteur b^2 de l'intégrale et le spectre de puissance des anisotropies corrélées est alors tout simplement proportionnel à b^2 . Ainsi, plus le biais sera important et plus le signal de corrélation sera important et donc facile à détecter.

III.2.2 Résultats

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

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

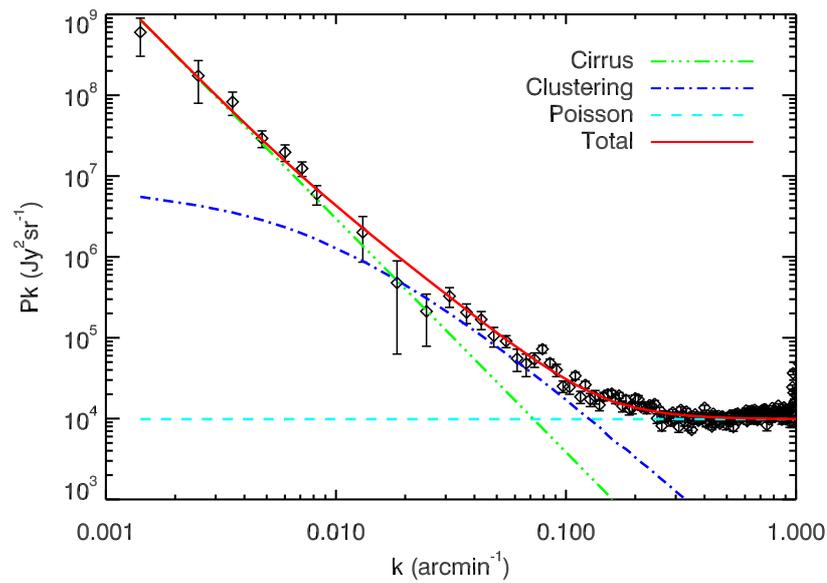


Figure III.2 – Spectre de puissance à $160 \mu\text{m}$ dans le champ Lockman Hole (losanges noirs avec les barres d'erreur). Extrait de Lagache et al. (2007).

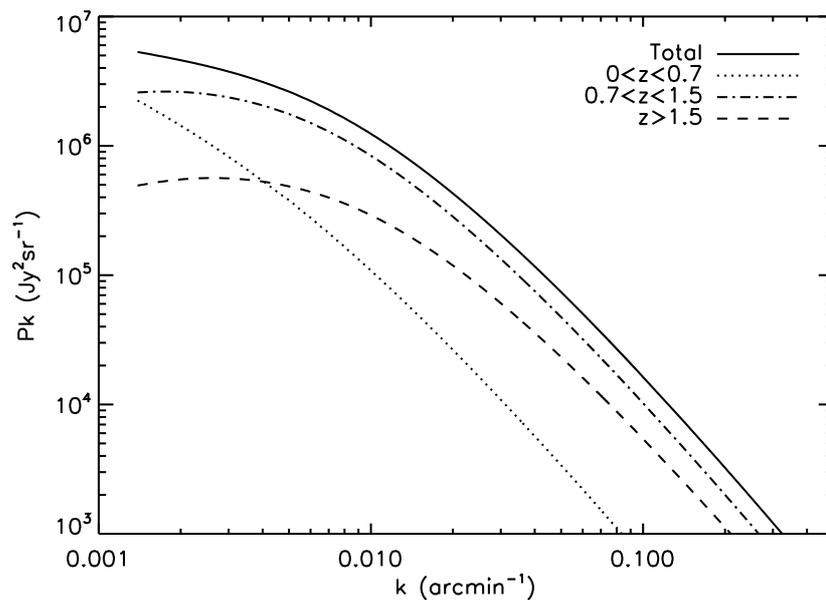


Figure III.3 – Contribution par tranches de redshift au spectre de puissance des anisotropies corrélées avec un biais $b = 1.7$. d'après les prédictions du modèle Lagache et al. (2004). Figure extraite de Lagache et al. (2007).

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

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

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

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

III.3.1 Principe

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

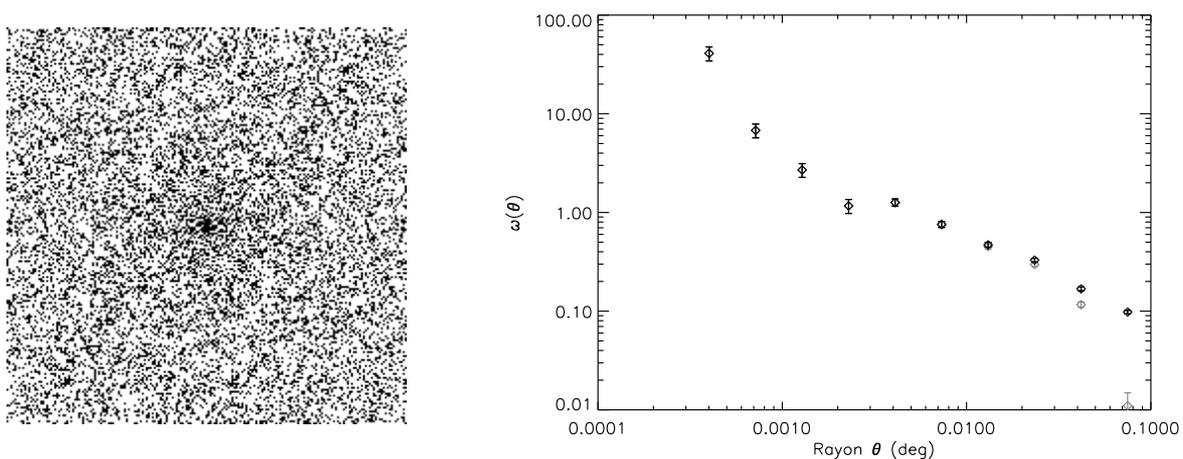


Figure III.4 – Illustration de la méthode d'estimation de la fonction de corrélation angulaire avec le stacking. Ceci a été réalisé sur une simulation où nous avons distribué 2000 sources dans une région de $\sim 1^\circ \times 1^\circ$. Le résultat du stacking est montré à gauche : on voit déjà clairement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

III.3.2 Comparaison à d'autres estimateurs

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

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

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

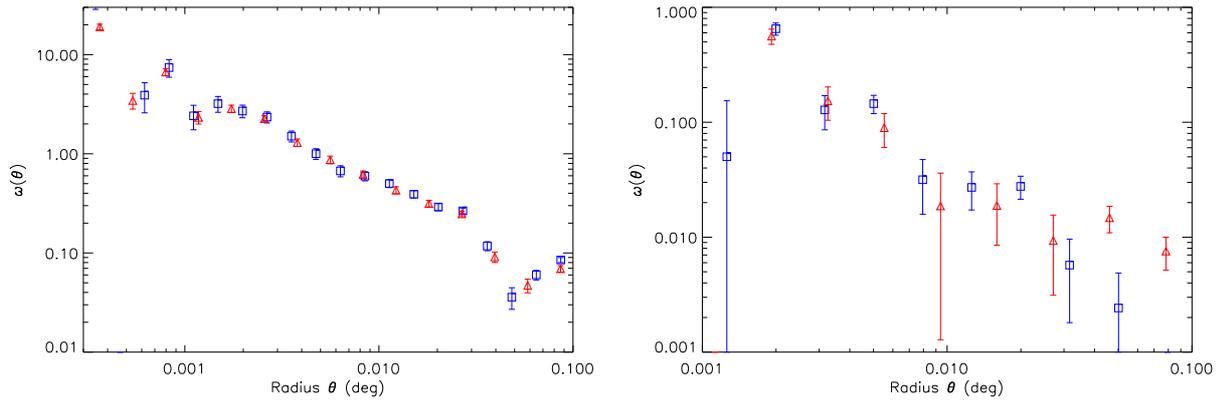


Figure III.5 – Comparaison de la fonction de corrélation angulaire mesurée grâce au stacking (triangles bleus) au résultat obtenu avec l’estimateur de Landy & Szalay (1993) (carrés rouges). À gauche : sur une simulation ; à droite sur des données (corrélation de toutes les galaxies du CDF-S avec $30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

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

III.3.3 Limitations et améliorations possibles

- **Optimisation du temps de calcul**

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

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

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

• Importance de la carte de couverture

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

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

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

• Estimation des incertitudes

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

III.4 Implications pour le stacking

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

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

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

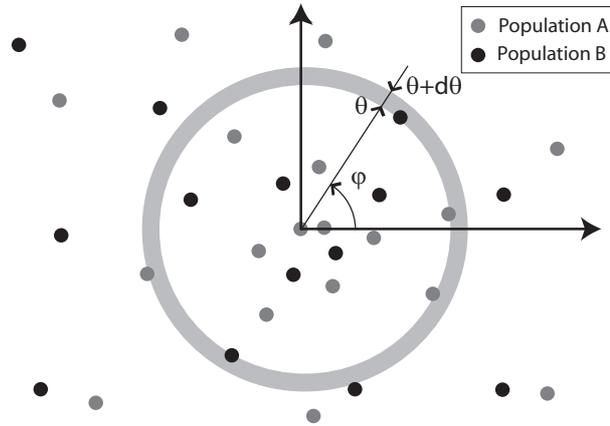


Figure III.6 – Illustration des différentes grandeurs utilisées dans ce paragraphe et du principe du raisonnement permettant de relier le résultat du stacking à la fonction de corrélation angulaire.

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

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

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

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

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

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

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

III.4.2 Ordre de grandeur des effets de la corrélation

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

III.4.3 Validation sur des simulations

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

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

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

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

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

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

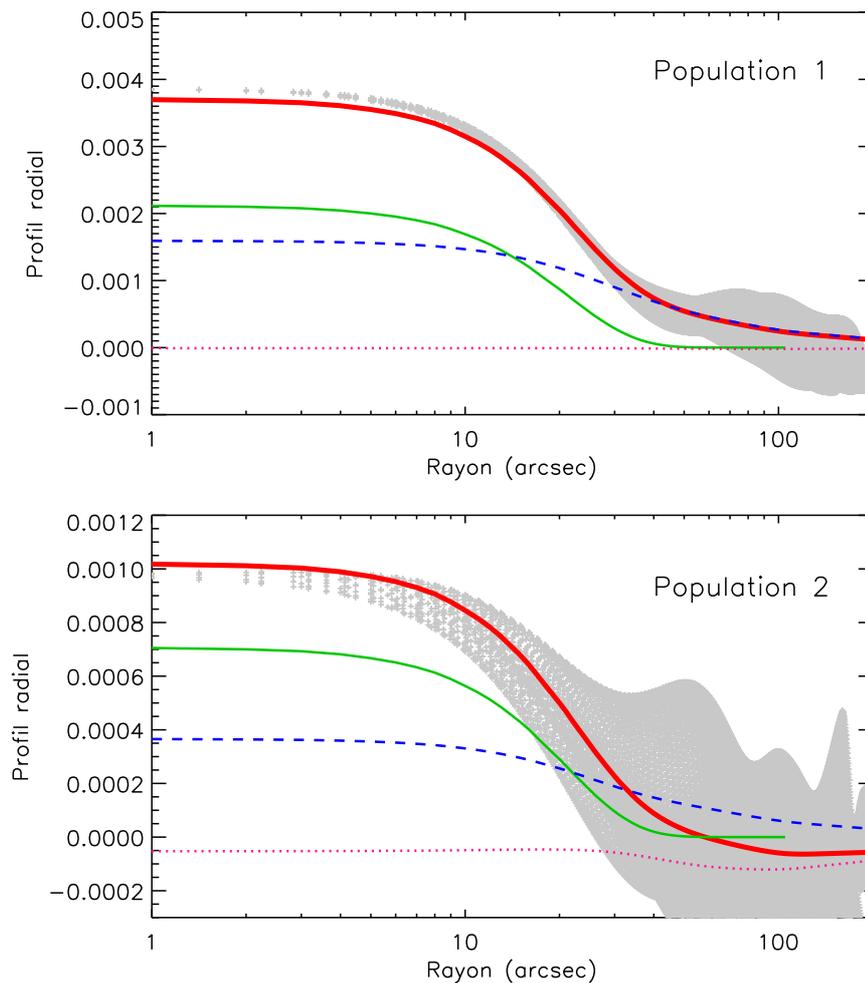


Figure III.7 – Profil radial (croix grises) du résultat du stacking de toutes les sources de la population 1 (en haut) et de la population 2 (en bas). Dans les deux cas, on a représenté en trait continu rouge épais le signal attendu qui est la somme des différents termes présentés dans l'équation III.5.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

III.4.4 Perspectives

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

III.5 Résultats et comparaisons

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

III.5.1 Corrélation des sources sélectionnées à 3.6 μm

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

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

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

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

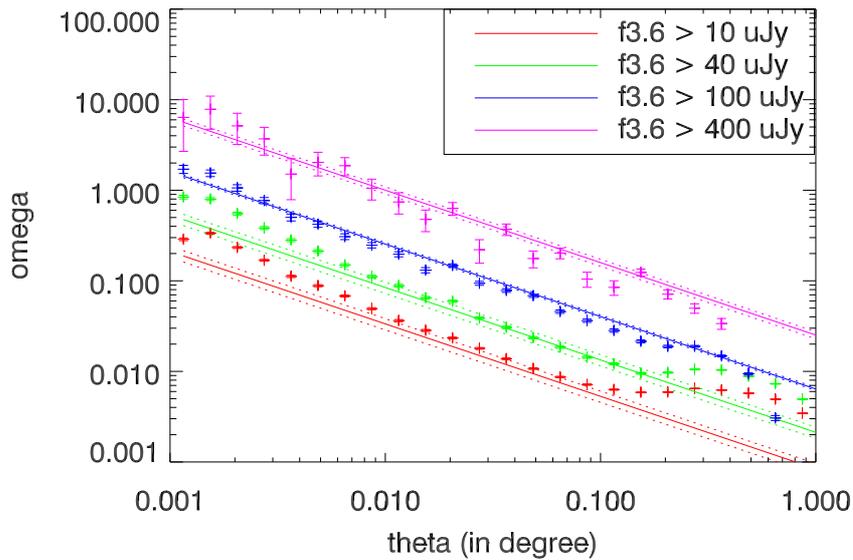


Figure III.8 – Comparaison de la fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ mesurée avec notre méthode (petites croix) et les résultats de Waddington et al. (2007) (lignes continues) pour différentes sélections en flux.

donc quand le flux limite décroît.

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

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

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

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

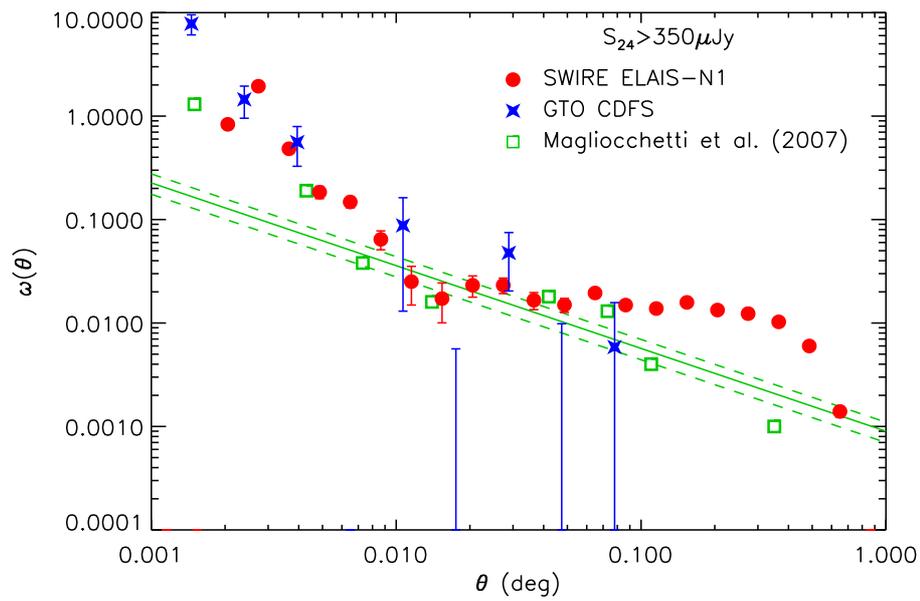


Figure III.9 – Fonction de corrélation angulaires des sources $24 \mu\text{m}$ plus brillantes que $350 \mu\text{Jy}$ dans les champs SWIRE ELAIS-N1 (cercles rouges) et GTO CDFS (étoiles bleues). Les carrés verts et la ligne verte représentent respectivement la fonction de corrélation angulaire mesurée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

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