



**HAL**  
open science

# Etude des amas de galaxies avec l'expérience PLANCK, via l'effet Sunyaev-Zel'dovich

Guillaume Hurier

► **To cite this version:**

Guillaume Hurier. Etude des amas de galaxies avec l'expérience PLANCK, via l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENY079 . tel-00849126

**HAL Id: tel-00849126**

**<https://theses.hal.science/tel-00849126v1>**

Submitted on 30 Jul 2013

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique et Cosmologie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Guillaume Hurier**

Thèse dirigée par **Juan Francisco Macías-Pérez**  
et codirigée par **François-Xavier Désert**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC)**  
et de **Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

## Étude des amas de galaxies avec l'expérience PLANCK, via l'effet Sunyaev-Zel'dovich

Thèse soutenue publiquement le **10 décembre 2012**,  
devant le jury composé de :

**Mr, Gilles Henri**

IPAG-Grenoble, Président

**Mr, José Alberto Rubiño-Martín**

IAC - Ténérife, Rapporteur

**Mr, Jean-Luc Starck**

CEA - Saclay, Rapporteur

**Mr, Matthieu Tristram**

LAL - Orsay, Examineur

**Mr, Tony Banday**

IRAP - Toulouse, Examineur

**Mr, Juan Francisco Macías-Pérez**

LPSC - Grenoble, Directeur de thèse

**Mr, François-Xavier Désert**

IPAG - Grenoble, Co-Directeur de thèse





# Remerciements

En premier lieu je souhaiterais remercier tout particulièrement mes deux directeurs de thèse, Juan Francisco Macías-Pérez et François-Xavier Désert pour avoir "supporté" mon entêtement et m'avoir offert 3 années de thèse captivantes. Encore merci à vous deux pour vos conseils avisés et la diversité des thématiques que vous m'avez proposées au cours de ma thèse.

Je tiens ensuite à remercier les membres de mon jury Gilles Henri, Matthieu Tristram et Tony Banday pour leur présence et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux. De même à mes deux rapporteurs José Alberto Rubiño-Martín et Jean-Luc Starck pour avoir accepté de relire mon manuscrit, particulièrement en cette période chargée au sein de la collaboration Planck. Merci également à tout le groupe Planck du LPSC pour m'avoir accueilli et permis de travailler dans un cadre sympathique et convivial au cours des mes stages de M1 et de M2 ainsi qu'au cours de ma thèse. Merci aussi au directeur du LPSC, Serge Kox, de m'avoir accueilli dans le laboratoire au cours de ma thèse. Merci également à toute la collaboration Planck pour m'avoir permis de travailler sur une expérience majeure pour la cosmologie de précision.

Un énorme merci à tous ceux qui ont eut le malheur de corriger mes "photos d'ortograffe" : Juan, Cécile, Céline, David, Lilian, Lauranne, Laurence, Romane et Rémi. Merci et bravo à ceux qui ont enduré ma présence dans leur bureau : Lauranne, Cyril, Fouad, Romane, Céline, Nicolas et Rémi ... ainsi que Cécile, Barbara et Lilian. Merci à tous mes compagnons de galère thésard du LPSC, pour avoir su discuter de sujets improbables en pause café ... Merci à tous mes amis non-physiciens, pour m'avoir permis de décrocher du monde scientifique pour de brefs moments. Finalement merci à ma famille, tous particulièrement à mes parents pour leur soutien, à ma sœur et à mon neveu Aaron ... qui nous rappelle que le temps passe.





# Table des matières

<b>I</b>	<b>Cadre Théorique</b>	<b>3</b>
<b>1</b>	<b>La cosmologie moderne : un Univers en évolution</b>	<b>5</b>
1.1	Le modèle du <i>Big-Bang</i>	5
1.1.1	Le principe cosmologique	6
1.1.2	Équations d'Einstein	6
1.1.3	Métrie de l'espace temps	7
1.1.4	La dynamique de l'Univers	7
1.1.5	Distance en Cosmologie	8
1.1.6	Les limites du modèle cosmologique standard et l'inflation	9
1.2	Le Fond Diffus Cosmologique	9
1.2.1	Le découplage	10
1.2.2	Formalisme d'étude des anisotropies du CMB	10
1.2.3	La physique des anisotropies du CMB	12
1.3	Le modèle $\Lambda$ CDM : contraintes actuelles	15
<b>2</b>	<b>Interaction entre le CMB et les amas de galaxies : l'effet tSZ</b>	<b>19</b>
2.1	La formation des structures	19
2.1.1	Les fluctuations de densité	19
2.1.2	L'approximation linéaire	21
2.1.3	Le champs de vitesse	21
2.2	Les amas de galaxies	21
2.2.1	Les observables	22
2.2.2	Un peu d'histoire	23
2.2.3	Le modèle sphérique	24
2.3	Les effets Sunyaev-Zel'dovich	28
2.3.1	L'effet SZ thermique	28
2.3.2	L'effet SZ cinétique	30
2.3.3	Les effets polarisés	31
2.3.4	Le spectre de puissance de l'effet tSZ	31
2.3.5	Expériences sensibles au SZ	32
2.3.6	Amas et cosmologie	33
<b>II</b>	<b>PLANCK : Des données brutes jusqu'aux cartes</b>	<b>35</b>
<b>3</b>	<b>La mission satellite PLANCK</b>	<b>37</b>
3.1	Le satellite PLANCK	37
3.1.1	Le satellite	38
3.1.2	La stratégie de pointage	38
3.1.3	Le plan focal	39
3.1.4	La cryogénie	40
3.2	Les instruments LFI et HFI	40
3.2.1	<i>Low Frequency Instrument</i> (LFI)	40
3.2.2	<i>High frequency Instrument</i> (HFI)	41
3.2.3	Objectifs scientifiques majeurs de PLANCK	42

3.3	Les grandes étapes du traitement des données : des données brutes jusqu'aux cartes du ciel . . . . .	42
3.3.1	Traitement des données ordonnées en temps . . . . .	43
3.3.2	Estimation du bruit . . . . .	45
3.3.3	Étalonnage et construction des cartes . . . . .	46
3.4	Les émissions astrophysiques présentes dans le ciel submillimétrique et micro-ondes	48
3.5	La séparation de sources astrophysiques . . . . .	50
3.5.1	Modélisation des données . . . . .	50
3.5.2	Les différentes approches . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Stationnarité du bruit</b>	<b>53</b>
4.1	La non-stationnarité du bruit dans les données ordonnées en temps HFI . . . . .	53
4.1.1	Estimation de la variance du bruit . . . . .	53
4.1.2	Anomalies dans la variance du bruit . . . . .	54
4.1.3	Corrélation avec les variations apparentes du gain . . . . .	55
4.2	Détection des sauts de ligne de base . . . . .	56
4.2.1	Procédure de détection des sauts de ligne de base . . . . .	58
4.2.2	Performance des estimateurs . . . . .	60
4.2.3	Reconstruction des sauts : <i>Jump Corrector</i> . . . . .	63
4.3	Détection de RTS . . . . .	70
4.3.1	Procédure de détection du RTS . . . . .	70
4.3.2	Capacité de détection du RTS . . . . .	72
4.3.3	Résultats . . . . .	73
4.3.4	Conclusion . . . . .	74
<b>III</b>	<b>Separation de composantes pour la mesure l'effet tSZ avec PLANCK</b>	<b>81</b>
<b>5</b>	<b>Modified Internal Linear Combination Algorithm (MILCA)</b>	<b>83</b>
5.1	ILC généralisé . . . . .	84
5.2	Propriétés de l'estimateur . . . . .	86
5.2.1	Biais intrinsèque . . . . .	87
5.2.2	Biais induit par le bruit . . . . .	88
5.3	Modification de l'estimateur . . . . .	89
5.3.1	Utilisation de filtres spatiaux et fréquentiels . . . . .	89
5.3.2	TILT : Template regulated Internal Linear Transformation . . . . .	90
5.3.3	Estimateur non biaisé par le terme de bruit . . . . .	92
5.3.4	Sous-espace de travail pour minimiser le bruit . . . . .	92
5.3.5	Minimisation du bruit instrumental . . . . .	93
5.4	L'algorithme final . . . . .	94
5.5	Application de MILCA sur des données simulées . . . . .	94
5.5.1	Simulations . . . . .	95
5.5.2	Comparaison entre MILCA et une ILC standard sur des simulations . . . . .	95
5.5.3	Application de TILT . . . . .	96
5.5.4	Application à la construction de cartes entières du ciel . . . . .	99
5.6	Estimation des incertitudes pour les méthodes de type ILC . . . . .	100
5.6.1	Estimation du bruit instrumental . . . . .	101
5.6.2	Estimation des inhomogénéités du bruit . . . . .	102

5.6.3	Construction d'une simulation réaliste de bruit et estimation de la matrice de covariance . . . . .	103
5.7	Conclusion . . . . .	104
<b>6</b>	<b>Carte de paramètre de Compton de l'effet tSZ avec PLANCK</b>	<b>105</b>
6.1	Construction de cartes de paramètre de Compton . . . . .	105
6.1.1	Reconstruction locale . . . . .	105
6.1.2	Reconstruction sur tout le ciel . . . . .	108
6.2	Caractérisation de la carte de paramètre de comptonisation $y$ . . . . .	111
6.2.1	Impact du nombre de contraintes utilisées . . . . .	111
6.2.2	Reconstruction en fonction du sous-ensemble de fréquences . . . . .	112
6.2.3	Résolution optimale . . . . .	113
<b>IV</b>	<b>Interprétation de la mesure de l'effet tSZ avec PLANCK</b>	<b>119</b>
<b>7</b>	<b>Construction du catalogue ESZ</b>	<b>121</b>
7.1	Construction du catalogue . . . . .	121
7.1.1	Détection des amas de galaxies . . . . .	121
7.1.2	Processus de validation . . . . .	122
7.2	Vérification de la qualité du signal tSZ . . . . .	123
7.2.1	Caractérisation du signal . . . . .	123
7.2.2	Exemple de candidats au titre d'amas de galaxies . . . . .	125
7.2.3	Résultats . . . . .	136
7.3	Propriétés statistiques de l'ESZ . . . . .	136
7.3.1	Pureté et complétude . . . . .	136
7.3.2	Distribution en décalage vers le rouge . . . . .	137
7.3.3	Distribution en masse . . . . .	138
<b>8</b>	<b>Le profil de pression des amas de galaxies</b>	<b>139</b>
8.1	Échantillon d'amas utilisé . . . . .	139
8.2	Le signal tSZ attendu . . . . .	140
8.3	Reconstruction du profil tSZ . . . . .	140
8.3.1	Calcul du profil tSZ . . . . .	140
8.3.2	Corrélation entre les points du profil . . . . .	141
8.3.3	Modélisation du profil de l'effet tSZ . . . . .	141
8.3.4	Empilement des profils . . . . .	142
8.4	Validation de la méthode sur des simulations . . . . .	143
8.4.1	Simulation du ciel tSZ . . . . .	143
8.4.2	Profils reconstruits sur les simulations . . . . .	144
8.5	Le profil tSZ vu par PLANCK . . . . .	145
8.5.1	Détection par fréquence d'observation . . . . .	145
8.5.2	Le profil tSZ observé . . . . .	149
8.5.3	Comparaison avec le profil universel . . . . .	149
8.6	Le profil de pression vu par PLANCK . . . . .	150
8.6.1	Déconvolution et déprojection . . . . .	150
8.6.2	Le profil de pression empilé . . . . .	151
8.6.3	Ajustement du profil GNFW . . . . .	152
8.7	Discussion . . . . .	154
8.7.1	Les différentes régions du profil de pression . . . . .	154

8.7.2	Comparaison avec les prédictions théoriques . . . . .	155
<b>9</b>	<b>Étude de l'émission tSZ diffuse dans le cas de systèmes binaires d'amas de galaxies.</b>	<b>159</b>
9.1	Sélection des amas d'intérêt . . . . .	159
9.2	Les données en X . . . . .	161
9.3	Modélisation des amas, l'effet tSZ et l'émission X . . . . .	164
9.3.1	Modèle de profil de pression . . . . .	164
9.3.2	Ajustement des émissions tSZ et X-ray . . . . .	166
9.3.3	Résultats pour A399-A401 . . . . .	166
9.3.4	Résultats pour A3395-A3391 . . . . .	170
9.4	Analyse du résidu inter-amas . . . . .	171
9.4.1	Modélisation du résidu . . . . .	171
9.4.2	Le cas de la paire A399-A401 . . . . .	171
9.5	Comparaison avec des simulations hydrodynamiques . . . . .	172
9.6	Discussion et conclusions . . . . .	178
	<b>Bibliographie</b>	<b>183</b>

# Introduction

Cette thèse s'inscrit dans le contexte de l'étude de l'astrophysique et de la cosmologie moderne avec le satellite PLANCK. Ce dernier, lancé en mai 2009, marque déjà une étape importante dans le développement de la cosmologie de précision. L'astrophysique et la cosmologie sont des branches de la physique particulières. En effet, elles s'intéressent à des objets que l'on peut difficilement étudier en laboratoire de manière pleinement contrôlée. Notre laboratoire d'étude est donc l'Univers lui-même, ce qui donne à cette branche de la science un statut complexe vis à vis de la reproductibilité des phénomènes en jeu, nous sommes tributaires ici de la finitude de l'Univers observable, et donc de la finitude des observations potentielles.

Dans cette thèse nous nous proposons d'étudier les amas de galaxies, qui sont les plus grandes structures liées gravitationnellement. Cette étude se fera via l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique (tSZ), qui consiste en l'interaction des électrons chauds présent dans ces mêmes amas de galaxies avec le Fond Diffus Cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background), auquel est sensible l'expérience PLANCK.

Dans une première partie nous présenterons le modèle standard de la cosmologie ainsi que l'état d'avancement des contraintes placées sur les paramètres de ce modèle. Nous présenterons ensuite brièvement les processus de formation des structures, décrirons la physique des amas de galaxies et présenterons en détails l'effet tSZ, ainsi qu'un bref récapitulatif des expériences sensibles à l'effet tSZ ayant déjà prises des mesures. Enfin, nous discuterons les perspectives offertes par l'étude des amas de galaxies avec l'effet tSZ.

Dans une seconde partie nous présenterons le satellite PLANCK et tout particulièrement l'instrument HFI, autour duquel repose le travail présenté dans cette thèse. Nous nous focaliserons sur l'étude du bruit présent dans les données ordonnées en temps du satellite PLANCK. Nous nous sommes également intéressé à un effet systématique entraînant le mélange des paramètres de Stokes lors de la construction des cartes. Cependant cette effet faisant intervenir les cartes en polarisation issues du satellite PLANCK, ce travail ne sera pas discuté dans cette thèse, il fera l'objet d'une description plus détaillée dans de future publication au sein de la collaboration PLANCK.

Dans une troisième partie nous présenterons une procédure visant à extraire une émission astrophysique donnée à partir d'observations multicanal d'une mixture de plusieurs composantes ayant des comportements spectraux différents. Nous verrons comment ce type de méthode peut être améliorée et appliquée à divers sources astrophysiques, et tout particulièrement à l'extraction de l'effet tSZ. Cette méthode a également été utilisée pour extraire l'émission moléculaire du CO présente dans les cartes PLANCK, ce qui fera l'objet d'une publication dans le cadre de la collaboration PLANCK, cependant ce travail ne sera présenté dans cette thèse.

Dans une dernière partie nous proposerons une description de quelques résultats physiques obtenus avec le satellite PLANCK, en particulier, la construction et la validation du catalogue d'amas de galaxies (Early-SZ), l'étude du profil de pression des amas de galaxies, ainsi qu'une analyse dédiée de certains systèmes binaires d'amas de galaxies.

Au cours de ma thèse j'ai également participé à l'analyse physique des cartes de CO (qui fera l'objet d'une publication dans le cadre de la collaboration PLANCK) ainsi qu'à l'étude de plusieurs amas de galaxies via effet tSZ, tel que l'amas de COMA [Planck Collaboration

*et al.* 2012b], PLCK-214 [Planck Collaboration *et al.* 2012d] et PLCK-266 [Planck Collaboration *et al.* 2011o]. J'ai également pris part à la sélection des candidats amas de galaxies qui ont été observés avec le satellite XMM-NEWTON [Planck Collaboration *et al.* 2011r, Planck Collaboration *et al.* 2011p, Planck Collaboration *et al.* 2012f]. J'ai également participé à la comparaison entre les données de PLANCK et de l'expérience AMI, par la construction de cartes du paramètre de Compton pour les 11 amas concernés [Planck *et al.* 2012]. J'ai également participé à l'extraction et à l'analyse du spectre de puissance de l'effet tSZ en autocorrélation et en corrélations croisées avec d'autres observables en optique et en X. Ces travaux feront eux aussi l'objet de futures publications dans le cadre de la collaboration PLANCK. Ces derniers travaux ne seront pas présentés dans cette thèse.

Cette thèse propose ainsi une vision de quelques unes des étapes clefs permettant d'aller des données brutes jusqu'aux résultats physiques dans le cadre de l'expérience PLANCK et tout particulièrement de l'étude des amas de galaxies via l'effet tSZ.

Première partie

Cadre Théorique





# La cosmologie moderne : un Univers en évolution

## Sommaire

<b>1.1 Le modèle du <i>Big-Bang</i></b>	<b>5</b>
1.1.1 Le principe cosmologique	6
1.1.2 Équations d'Einstein	6
1.1.3 Métrique de l'espace temps	7
1.1.4 La dynamique de l'Univers	7
1.1.5 Distance en Cosmologie	8
1.1.6 Les limites du modèle cosmologique standard et l'inflation	9
<b>1.2 Le Fond Diffus Cosmologique</b>	<b>9</b>
1.2.1 Le découplage	10
1.2.2 Formalisme d'étude des anisotropies du CMB	10
1.2.3 La physique des anisotropies du CMB	12
<b>1.3 Le modèle <math>\Lambda</math>CDM : contraintes actuelles</b>	<b>15</b>

Le modèle du *Big-Bang*, développé par Friedmann [Friedmann 1922, Friedmann 1924], puis par Gamow [Gamow 1940], s'inscrit dans le cadre de la Relativité Générale d'Einstein [Einstein 1916]. Cette approche permet l'étude de la dynamique de l'Univers dans son ensemble. Dans ce modèle, l'Univers s'étend à partir d'un état primordial extrêmement dense et chaud, ce qui lui confère un âge fini. Ce modèle servit de base aux différents modèles cosmologiques qui furent développés au cours de la seconde moitié du 20<sup>ième</sup> siècle. Il s'appuie, de nos jours, sur 4 piliers observationnels :

- L'expansion de l'Univers, mise en évidence par Hubble [Hubble 1929]
- La nucléosynthèse primordiale [Gamow 1946]
- Le Fond Diffus Cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*) [Penzias & Wilson 1966]
- La distribution de matière dans l'Univers [Abazajian *et al.* 2005, Percival *et al.* 2001]

Ce modèle à lui seul ne saurait rendre compte de toutes les observations. Il est donc nécessaire d'ajouter une période dite d'inflation [Guth 1981] dans les tous premiers instants de l'Univers. Dans ce chapitre, nous détaillerons le modèle standard de la cosmologie.

## 1.1 Le modèle du *Big-Bang*

Le modèle du *Big-Bang* est une description théorique de l'Univers dans son ensemble. Il utilise pour base le formalisme de la Relativité Générale, il suppose que l'Univers est en expansion et a connu par le passé une époque où il se trouvait dans une phase chaude et dense. Pour que cette description soit valide certaines conditions doivent être satisfaites, en particulier le *principe cosmologique*.

En effet l'Univers est en expansion, si nous remontons le temps, il a connu une période très

dense et très chaude au cours de laquelle toutes les interactions fondamentales (gravitationnelle, électromagnétique (EM), nucléaire faible et forte) entrent en jeu et influencent la dynamique de l'Univers. Du fait de l'expansion, les interactions à courte portée perdent de leurs influences et laissent la place à la gravitation et à l'électromagnétisme. Cependant l'Univers possède une charge électrique globalement neutre, ainsi l'interaction électromagnétique n'a que peu d'impact aux grandes échelles, c'est donc la force gravitationnelle qui gouverne l'évolution de l'Univers. Ainsi c'est le formalisme de la Relativité Générale [Einstein 1916] qui est le plus à même de décrire l'évolution de l'Univers. Cette théorie est à ce jour la base du modèle standard de la cosmologie.

### 1.1.1 Le principe cosmologique

Ce principe postule que l'Univers est un système homogène et isotrope (invariant par translation et rotation) aux grandes échelles. Cela revient à supposer que les caractéristiques décrivant le contenu, la géométrie et la dynamique de l'Univers sont les mêmes en chaque point de l'espace. La constance de la température du CMB (à mieux que  $10^{-4}K$ ) [Mather *et al.* 1990] sur l'ensemble de la voûte céleste en est une preuve expérimentale forte.

Partant de ce principe il devient possible de décrire l'Univers dans son ensemble.

### 1.1.2 Équations d'Einstein

La théorie de la relativité restreinte postule que l'espace et le temps sont définis par une géométrie commune à quatre dimensions. Cette géométrie est décrite par un tenseur symétrique appelé tenseur métrique, généralement noté  $g_{\mu\nu}$  dans un système de coordonnées  $x^\mu$ . L'intervalle d'espace-temps entre deux points de l'Univers  $y$  est défini par

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (1.1)$$

Le tenseur métrique définit la géométrie et, étant symétrique, il possède dix composantes indépendantes. Les lois de la physique étant supposées invariantes par changement de référentiel, six équations décrivant la dynamique de l'Univers peuvent être formulées. Pour fixer les quatre derniers degrés de liberté il faut choisir une gauge de référence.

Les équations d'Einstein permettent de relier l'information géométrique de l'Univers (tenseur  $G_{\mu\nu}$  [Einstein 1916]) avec son contenu énergétique (tenseur  $T_{\mu\nu}$ ), ce qui s'écrit

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

le facteur  $8\pi G$  assurant de retrouver la limite newtonienne dans la limite en champ faible. En définissant une dérivée covariante  $D_\mu$  associée à la métrique, le tenseur d'Einstein satisfait  $D_\mu G^\mu_\nu = 0$ , ainsi le tenseur énergie-impulsion satisfait aussi  $D_\mu T^\mu_\nu = 0$ . Ceci implique la conservation du tenseur énergie impulsion. Le tenseur le plus simple respectant cette loi de conservation est en fait le tenseur métrique. On peut alors choisir d'ajouter un terme supplémentaire dans les équations d'Einstein, dépendant linéairement du tenseur métrique via une constante dite cosmologique,  $\Lambda$

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}. \quad (1.3)$$

La constante cosmologique fut introduite par Einstein dans l'optique de trouver une solution stationnaire pour la dynamique de l'Univers. Il abandonna cette approche suite à la découverte de l'expansion par Hubble [Hubble 1929]. Elle fut finalement réintroduite au cours des années 90 suite à la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers, grâce à l'étude des supernovae de type Ia [Riess *et al.* 1998, Perlmutter *et al.* 1999].

### 1.1.3 Métrique de l'espace temps

Afin de pouvoir utiliser le formalisme décrit précédemment, il faut déterminer l'écriture du tenseur métrique. Pour ce faire on peut utiliser les symétries induites par le principe cosmologique et l'expansion de l'Univers. On obtient ainsi la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker [Lemaître 1927, Friedmann 1922] en coordonnées sphériques :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a(t)^2 \left( \frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right) \quad (1.4)$$

avec  $r$  une coordonnée de distance sans dimension,  $a(t)$  le facteur d'échelle décrivant l'expansion de l'Univers et  $\kappa$  vaut respectivement -1, 0 ou 1 en fonction de la courbure de l'Univers, négative (surface hyperbolique), nulle (surface plane) ou positive (surface elliptique). De même les symétries induites par l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers imposent un tenseur énergie impulsion diagonal dépendant uniquement de la densité  $\rho(t)$  et de la pression  $p(t)$ ,

$$T_\nu^\mu = \text{diag}(-\rho(t), p(t), p(t), p(t)), \quad (1.5)$$

où la pression et la densité sont celles d'un fluide contenant l'ensemble des composants de l'Univers, essentiellement la matière baryonique, la matière noire froide (CDM cold dark matter), les photons, les neutrinos et l'énergie noire ( $\Lambda$ ). Ces différentes contributions ainsi que les contraintes existantes sur leurs valeurs seront discutées à la fin de ce chapitre d'introduction.

### 1.1.4 La dynamique de l'Univers

A partir des équations d'Einstein et de la métrique précédemment définie nous obtenons les équations de Friedmann-Lemaître [Friedmann 1922, Friedmann 1924], régissant la variation temporelle du facteur d'échelle, et ainsi la dynamique de l'Univers.

$$\begin{aligned} H^2(z) &= \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{\kappa}{a^2} \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{4\pi G}{3} (\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \end{aligned} \quad (1.6)$$

On peut définir le décalage vers le rouge qui est relié au facteur d'échelle par la relation  $1+z = \frac{a}{a_0}$  avec  $a_0$  la valeur du facteur d'échelle aujourd'hui.  $H(z)$  est le paramètre de Hubble. La constante de Hubble  $H_0$  est la valeur actuelle ( $z=0$ ) de  $H$ .

On peut dès lors déduire la relation de continuité pour le fluide primordial :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \quad (1.7)$$

Les grandeurs  $p$  et  $\rho$  sont liées entre elles par l'équation d'état suivante

$$p = w\rho. \quad (1.8)$$

On choisit maintenant de définir la densité critique  $\rho_c = 3H^2/8\pi G$  qui se définit comme la densité totale d'un Univers plat sans constante cosmologique. Ainsi, on définit les paramètres cosmologiques de densité d'énergie par

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}. \quad (1.9)$$

En fonction de ces nouvelles quantités l'équation de Friedmann-Lemaître peut se réécrire

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda - \Omega_\kappa = 1. \quad (1.10)$$

Cette équation relie la courbure  $\Omega_\kappa$  aux densités de matière  $\Omega_m$  (matière baryonique et matière sombre froide), de rayonnement  $\Omega_r$  et d'énergie sombre  $\Omega_\Lambda$ .

Grâce aux équations de Friedmann-Lemaître il est également possible de déterminer l'évolution de la densité d'énergie du fluide en fonction de son paramètre d'état  $w$

$$\rho \propto a(t)^{-3(1+w)}. \quad (1.11)$$

En injectant cette expression dans les équations de Friedmann-Lemaître il devient possible d'exprimer le facteur d'échelle en fonction du temps, dans le cas où  $w < -1$ , sous la forme

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3(1+w)}}. \quad (1.12)$$

Ainsi nous voyons que naturellement la relativité générale autorise des solutions en expansion pour l'évolution de l'Univers, ce qui est en accord avec les observations [Hubble 1929].

Le paramètre d'état vaut 0 pour la matière, 1/3 pour le rayonnement,  $-1/3$  pour la courbure et  $-1$  pour une constante cosmologique. On constate donc que ces fluides ne se diluent pas de la même façon au cours de l'expansion. Ainsi le rayonnement se dilue plus vite (en  $a^{-4}$ ) que la matière (en  $a^{-3}$ ), la densité associée à la constante cosmologique reste constante. L'Univers a donc connu une première phase où il était dominé par le rayonnement. Les densités de matière et de rayonnement étaient équivalentes à un décalage vers le rouge de  $z_{eq} = 3209_{-89}^{+85}$  [Komatsu *et al.* 2011]. Ensuite c'est la matière qui a été la contribution dominante à la densité d'énergie dans l'Univers. Les observations actuelles montrent que de nos jours c'est l'énergie noire qui domine [Reiss *et al.* 1998, Perlmutter *et al.* 1999] du fait de sa densité d'énergie constante malgré l'expansion.

### 1.1.5 Distance en Cosmologie

Du fait que l'Univers soit en expansion, il apparaît plusieurs définitions possibles pour la notion de distance. Nous citerons ici les trois utilisées en général :

- Distance comobile ( $D_{com}$ ) : c'est la distance entre deux points de l'Univers en s'affranchissant de l'effet d'expansion.
- Distance angulaire ( $D_{ang}$ ) : c'est la distance donnant le rapport entre taille physique et taille angulaire observée sur le ciel.
- Distance de luminosité ( $D_{lum}$ ) : c'est la distance exprimée par rapport à la quantité de lumière reçue d'un objet.

Ces distances sont reliées par les relations suivantes dans le cas d'un univers plat

$$\begin{aligned} D_{com} &= \int \frac{c}{a(t)} dt = \int \frac{c}{H(z)} dz \\ D_{ang} &= \frac{D_{com}}{1+z} \\ D_{lum} &= (1+z)D_{com}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

avec  $H(z)$  le paramètre de Hubble,  $z$  le décalage vers le rouge et  $c$  la vitesse de la lumière.

La distance comobile s'obtient en effectuant l'intégration du trajet parcouru par un photon corrigé du facteur d'échelle pour supprimer l'effet de l'expansion.

La présence du facteur  $\frac{1}{1+z}$  dans le cas de la distance angulaire s'explique par le fait que la taille apparente d'un objet sur le ciel ne subira le phénomène d'expansion que sur deux dimensions (le plan d'observation) et non trois. Dans le cas de la distance de luminosité le facteur  $(1+z)$  additionnel provient du fait qu'en plus d'être dilués en nombre par l'expansion, les photons sont également décalés vers le rouge, ce qui diminue leur énergie et donc la puissance reçue par un observateur.

### 1.1.6 Les limites du modèle cosmologique standard et l'inflation

Le modèle standard de la cosmologie que nous venons de décrire, a eu de grands succès, comme nous l'avons mentionné. Cependant il ne saurait rendre compte de toutes les observations effectuées. Parmi celles-ci nous citerons les suivantes :

- **Problème de l'horizon** : L'Univers a un âge fini, et l'information voyage à une vitesse finie  $c$ . Ainsi deux points extrêmement éloignés ne peuvent avoir été en lien causal. Cependant le satellite COBE a montré que le CMB était isotrope à  $10^{-4}$  K près [Mather *et al.* 1990]. Ceci implique qu'au moment du découplage l'Univers était thermalisé, au moins dans une région dont la taille actuelle est celle de notre horizon causal. De fait toute cette zone devrait avoir été en contact causal avant le découplage. Cependant notre horizon est très grand devant celui au moment du découplage. Une telle homogénéité de la température du CMB sur tout le ciel est donc inexplicable.
- **Problème de la platitude** : Dans le cadre du modèle standard on peut écrire  $\Omega_{tot} - 1 = \frac{\kappa}{a^2 H^2}$ . La grandeur  $a^2 H^2$  diminue au cours du temps, donc  $\Omega_{tot} - 1$  augmente. Pour que l'Univers soit plat actuellement il aurait fallu  $\Omega_0 - 1 = 10^{-60}$  au temps de Planck ( $10^{-43}$  s après le Big Bang). Or a priori rien n'impose à  $\Omega_0$  d'être égale à 1, il faut donc justifier l'observation de la platitude de l'Univers [Larson *et al.* 2011].
- **Problème de l'homogénéité** : Le principe Cosmologique suppose que l'Univers est globalement homogène et isotrope. Cependant nous observons des structures *condensées* dans l'Univers qui démentent ce fait. Il est possible de montrer que si les perturbations de densité qui ont mené à la formation des structures dans l'Univers se sont formées récemment à l'intérieur du rayon de Hubble, alors elles n'auraient pas encore eut le temps de s'effondrer pour former les structures que nous observons. Leur formation antérieure, hors du rayon de Hubble, proposée par des modèles de défauts topologiques, ne permet pas de reproduire les anisotropies du CMB observées actuellement. [Durrer 1999]

Pour pallier à ces soucis l'hypothèse de "l'inflation" a été proposée par [Starobinsky 1982, Linde 1982, Guth 1981]. L'inflation serait une période d'expansion accélérée lors des premiers instants de l'Univers. L'inflation résout le problème de la platitude, la courbure ayant été diluée au cours de l'inflation. Elle résout aussi le problème de l'horizon, les différentes régions observées aujourd'hui ayant été en lien causal avant l'inflation. Le problème de l'homogénéité trouve sa solution dans les fluctuations quantiques du champ scalaire responsable de l'inflation, qui évoluent ensuite en perturbations de densité servant de graines à la formation des structures. Pour une description détaillée de l'inflation voir [Liddle & Lyth 2000].

## 1.2 Le Fond Diffus Cosmologique

Comme nous l'avons vu précédemment, le Fond Diffus Cosmologique est l'un des piliers observationnels du modèle standard de la cosmologie. Il constitue la preuve que l'Univers a connu une transition de phase entre un état ionisé où la matière était fortement couplée aux photons vers un état neutre où les photons pouvaient se propager librement. A l'époque de sa prédiction (1948 [Alpher & Herman 1948]) la détection d'un rayonnement de si faible température semblait hors de portée. Cependant en 1964 [Penzias & Wilson 1966] deux ingénieurs firent mentir de telles considérations en détectant le CMB par accident.

### 1.2.1 Le découplage

Avant que ne se produise l'émission du CMB, l'Univers était suffisamment chaud pour maintenir tous les atomes dans un état ionisé. Les premiers noyaux atomiques et les électrons étaient incapables de se combiner. Les photons diffusaient sans cesse sur les électrons du plasma. Ces photons avaient donc un libre parcours moyen particulièrement faible. Sous l'effet de l'expansion la température décroît. Après avoir atteint une température d'environ 3000 K, correspondant à un décalage vers le rouge de  $z_{dec} = 1088 \pm 1$  [Komatsu *et al.* 2011], l'équilibre thermique existant entre les photons et les électrons est rompu. Les premiers atomes d'hydrogène neutre se forment de façon durable, c'est la recombinaison. Le libre parcours moyen des photons augmente alors rapidement, jusqu'à atteindre la taille de l'Univers, c'est la surface de dernière diffusion où les photons du CMB ont interagis pour la dernière fois avec la matière. Nous observons de nos jours ces photons. Cette émission du CMB n'a pas pour autant été instantanée, elle possède une "épaisseur" en décalage vers le rouge de  $\Delta z_{dec} = 194 \pm 2$ . Les photons ont maintenant une température de 2.725 K à cause de l'expansion de l'Univers [Fixsen 2009]. Du fait de l'équilibre thermique au moment du découplage, les photons présentent une distribution spectrale de corps noir

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp(h\nu/k_bT) - 1}, \quad (1.14)$$

qui a été observée par le satellite COBE [Mather *et al.* 1990] en 1989-1990 avec l'instrument FIRAS. Ce dernier a trouvé une température de  $2.725 \pm 0.001$  K [Fixsen *et al.* 1996]. Bien que la précision obtenue sur la température du CMB soit de l'ordre de  $10^{-3}$  K, les expériences actuelles s'intéressent aux anisotropies du CMB et sondent des anisotropies de température de l'ordre de  $10^{-6}$  K [Tauber *et al.* 2010].

### 1.2.2 Formalisme d'étude des anisotropies du CMB

Dans la suite nous décrirons les anisotropies du CMB en température et en polarisation.

#### 1.2.2.1 Les paramètres de Stokes

Pour une onde électromagnétique polarisée, le champ électrique associé décrit une ellipse dans le plan d'onde. Les paramètres de Stokes permettent de décrire cette ellipse. Pour une onde monochromatique se propageant le long d'un axe  $z$  d'un système de référence orthogonal  $(x,y,z)$ , l'évolution du champ électrique au cours du temps peut s'exprimer ainsi

$$E_x(t) = A_x \cos(\omega t) \quad (1.15)$$

$$E_y(t) = A_y \cos(\omega t + \phi), \quad (1.16)$$

avec  $A_x$  et  $A_y$  les amplitudes respectives suivant les directions  $x$  et  $y$ ,  $\phi$  représente la phase. Si  $\phi=0$  alors l'onde est polarisée linéairement, en revanche un déphasage de  $\pi/2$  entraîne une onde polarisée circulairement (si  $A_x = A_y$ ). Les paramètres de Stokes s'écrivent alors

$$\begin{aligned} I &= \langle A_x^2 \rangle + \langle A_y^2 \rangle \\ Q &= \langle A_x^2 \rangle - \langle A_y^2 \rangle \\ U &= \langle 2A_x A_y \cos(\phi) \rangle \\ V &= \langle 2A_x A_y \sin(\phi) \rangle, \end{aligned} \quad (1.17)$$

où  $I$  décrit l'intensité totale du rayonnement,  $Q$  et  $U$  décrivent la polarisation linéaire et  $V$  la polarisation circulaire. En pratique les phénomènes responsables de la polarisation du CMB ne

produisent pas de modes  $V$ , nous sommes donc dans le cas  $\phi = 0$ . Une onde non polarisée aura  $Q = U = V = 0$ . On peut aussi définir le degré de polarisation comme

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (1.18)$$

### 1.2.2.2 Les spectres de puissance angulaire en température et en polarisation

Afin d'étudier les anisotropies du CMB il est fréquent d'avoir recours à l'utilisation du spectre de puissance angulaire. Ceci consiste en la décomposition des cartes du ciel sur une base de fonctions orthogonales sur la sphère, les harmoniques sphériques. Pour la température on peut écrire

$$T(\vec{n}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm}^T Y_{lm}(\vec{n}) \quad (1.19)$$

avec  $a_{lm}$  les coefficients de la décomposition et  $Y_{lm}$  les harmoniques sphériques. La grandeur  $l$  est homogène à l'inverse d'une échelle angulaire,  $T(\vec{n})$  est la température et  $\vec{n}$  est la ligne de visée. Le même type de décomposition peut être effectuée pour les cartes en polarisation, en utilisant cette fois les harmoniques sphériques généralisées d'ordre deux [Newman & Penrose 1966], afin de prendre en compte, en plus de la position sur le ciel, l'orientation de la polarisation en un point donné. On obtient alors

$$(Q \pm iU)(\vec{n}) = \sum_{l,m} a_{\pm 2lm} \pm 2Y_{lm}(\vec{n}) \quad (1.20)$$

où les  $a_{\pm 2lm}$  sont les coefficients de la décomposition et les  $\pm 2Y_{lm}$  sont les harmoniques sphériques généralisées d'ordre 2. Les grandeurs  $Q$  et  $U$  dépendent du référentiel choisi pour la mesure de la polarisation. Afin de s'affranchir du choix de référentiel on construit deux nouvelles variables, une quantité scalaire,  $E$  et une quantité pseudo scalaire  $B$  [Zaldarriaga 1998]. Les coefficients pour ces deux nouvelles variables s'obtiennent respectivement comme suit

$$a_{lm}^E = -\frac{a_{2lm} + a_{-2lm}}{2} \quad (1.21)$$

$$a_{lm}^B = i\frac{a_{2lm} - a_{-2lm}}{2} \quad (1.22)$$

Le spectre de puissance s'obtient alors

$$C_l^{XX'} = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l a_{lm}^X a_{lm}^{*X'} \quad (1.23)$$

avec  $X$  et  $X'$  l'une des grandeurs  $T$ ,  $E$  ou  $B$  définies précédemment. Il est ainsi possible de construire 6 spectres de puissance. Soit en auto corrélation  $C_l^{TT}$ ,  $C_l^{EE}$  et  $C_l^{BB}$ , soit en corrélations croisées  $C_l^{TE}$ ,  $C_l^{TB}$  et  $C_l^{EB}$ . Sous l'hypothèse où les anisotropies du CMB sont gaussiennes, les spectres de puissance du CMB contiennent toute l'information statistique sur ces anisotropies. Dans le cas d'une statistique gaussienne pour les anisotropies de  $X$ , les coefficients  $a_{lm}^X$  auront également une statistique gaussienne et l'on aura

$$\begin{aligned} \langle a_{lm}^X \rangle &= 0 \\ \langle a_{lm}^X a_{l'm'}^{*X'} \rangle &= C_l^{XX'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \end{aligned} \quad (1.24)$$



### 1.2.2.3 Variance des spectres de puissance

Les sources d'incertitude dans la mesure des spectres de puissance sont multiples :

- Les spectres de puissance sont estimés sur une seule réalisation du ciel. Ainsi le nombre de modes disponibles pour estimer la variance  $C_l^{XX'}$  est limité à  $2l + 1$ . Cette contribution à la variance est nommée variance cosmique.
- La sensibilité de l'instrument utilisé pour effectuer la mesure, c'est le bruit instrumental.
- Il est possible que la mesure ne couvre pas la totalité du ciel (expériences au sol, zones masquées à cause de contaminants trop importants) ce qui aura pour effet d'accroître les incertitudes. L'utilisation d'un ciel non complet aura aussi pour effet de rompre l'orthogonalité des harmoniques sphériques, ce qui va conduire à un mélange des différents multipôles et modes de polarisation E et B.

De façon générale en supposant que les cartes du ciel présentent une statistique gaussienne on peut écrire la variance des  $C_l^{XX'}$  comme

$$V(C_l^{XX'}) = \frac{1}{f_{sky}(2l+1)} [(C_l^{XX'})^2 + C_l^{XX} C_l^{X'X'}] \quad (1.25)$$

avec  $f_{sky}$  la fraction du ciel utilisée pour l'estimation du spectre de puissance  $C_l^{XX'}$ . Il est important de noter que les grandeurs  $X$  et  $X'$  contiennent à la fois le signal astrophysique et le bruit instrumental.

## 1.2.3 La physique des anisotropies du CMB

### 1.2.3.1 Le Dipôle

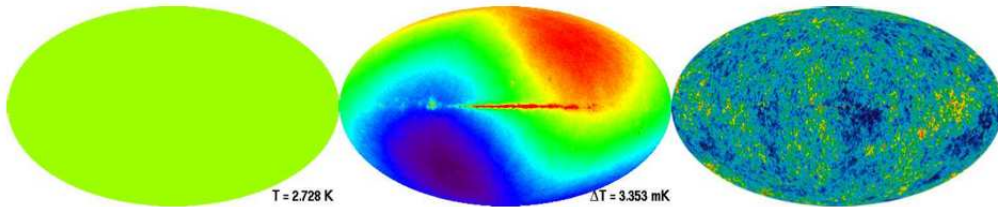


FIGURE 1.1 – Représentation du ciel dans le domaine micro-onde en coordonnées galactiques , de gauche à droite : le monopole, le dipôle et les anisotropies du CMB.

Les mesures de l'instrument DIRBE [Smoot *et al.* 1992] du satellite COBE ont montré qu'après soustraction de la température moyenne du CMB (2.725 K) une émission de type dipolaire domine l'émission du ciel. Ce dipôle a une amplitude de  $\Delta T \simeq 3$  mK (voir Fig.1.1). Cette anisotropie est le résultat de la superposition de plusieurs effets. Le dipôle doppler est dû au mouvement relatif du système solaire par rapport à la surface de dernière diffusion. Cette première contribution est constante à l'échelle de temps d'une expérience de mesure du CMB. Et le dipôle orbital qui est dû au mouvement de l'observateur dans le système solaire par rapport au CMB. Cette contribution également produite par effet Doppler varie au cours du temps. Le dipôle solaire pointe vers les coordonnées galactiques suivantes  $(l, b) = (264.26^\circ \pm 0.33^\circ, 48.22^\circ \pm 0.13^\circ)$  et possède une amplitude de  $A_d = 3.353 \pm 0.024$  mK [Bennett *et al.* 2003a]. Ce dipôle sera donc soustrait des cartes afin d'avoir accès aux anisotropies montrées sur la figure 1.1.

### 1.2.3.2 Anisotropies primaires en température

Les anisotropies primaires font référence aux anisotropies générées au niveau de la surface de dernière diffusion. La figure 1.2 présente les différentes régions du spectre de puissance angulaire du CMB. Au sein du plasma primordial, les photons, les électrons et les baryons étaient fortement couplés par le biais de l'interaction électromagnétique. Les zones de surdensité de matière y créent des puits de potentiel dans lesquels tombent les photons couplés aux électrons via l'interaction Compton. La densité de photons augmentant la pression de radiation devient suffisante pour contrebalancer l'effondrement gravitationnel. Cela conduit à des fluctuations de densité appelées oscillations acoustiques [Hu 1995].

A ce moment trois effets dominant se distinguent (leur physique est décrite par les équations de Boltzmann [Hu *et al.* 1998, Zaldarriaga *et al.* 1998]), respectivement à grandes, moyennes et petites échelles angulaires (voir fig.1.2).

- **Effets gravitationnels (Sachs-Wolfe)** : en entrant ou un sortant d'un puits de potentiel gravitationnel un photon gagne ou perd de l'énergie. En conséquence sa longueur d'onde est modifiée. Ainsi un point froid dans le CMB correspond à des photons ayant cédé de l'énergie pour sortir d'un puits de potentiel gravitationnel, et inversement pour les points chauds. C'est l'effet Sachs-Wolfe [Sachs & Wolfe 1967], qui de façon contre-intuitive lie surdensités de matière et points froids dans le CMB ainsi que sous densité de matière et points chauds. La différence de température ainsi produite est directement proportionnelle à l'amplitude du puits de potentiel.
- **Oscillations acoustiques** : ces fluctuations sont produites par la compétition entre l'effondrement gravitationnel des surdensités et la pression de radiation des photons qui tend à lisser ces surdensités, ce qui entraîne des oscillations dans le fluide. Ces oscillations se retrouvent sur le spectre de puissance (figure 1.2) sous la forme de *pics acoustiques*. Ces fluctuations ont pour origine deux sources différentes. D'abord les fluctuations adiabatiques : le couplage entre la matière et le rayonnement augmente l'intensité du flux lumineux reçu par un observateur au niveau des zones plus denses attirant plus de photons. Ces fluctuations possèdent une statistique gaussienne dans le cas où l'on suppose une inflation. Ensuite l'effet Doppler : les fluctuations de densité se déplaçant, cela entraîne un décalage Doppler des photons du CMB.
- **L'amortissement des fluctuations** : au moment de leur dernière diffusion les photons gardent l'empreinte des puits de potentiel produits par la matière. Or ce découplage n'est pas instantané, il en résulte un amortissement du spectre aux petites échelles angulaires qui sont *lissées* : c'est l'amortissement de Silk [Silk 1968]. De plus la surface de dernière diffusion des photons du CMB possède une épaisseur non nulle, ce qui diminue la puissance aux petites échelles.

### 1.2.3.3 Anisotropies primaires en polarisation

La polarisation résulte de l'interaction des photons avec les particules chargées du plasma primordial par le biais de la diffusion Thomson, au niveau de la surface de dernière diffusion. Seules les composantes de l'intensité du champ électromagnétique (EM) parallèles au plan de propagation sont transmises. Seules les anisotropies quadripolaires donnent lieu à des anisotropies du CMB en polarisation [Kosowsky 1996, Hu & White 1997]. Ces anisotropies quadripolaires sont produites par des fluctuations de densité qui donnent lieu à des anisotropies de polarisation en modes E. Les ondes gravitationnelles primordiales induisent aussi des anisotropies quadripolaires qui vont se traduire par des modes E et B de polarisation du CMB [Zaldarriaga & Seljak 1997, Hu & White 1997].

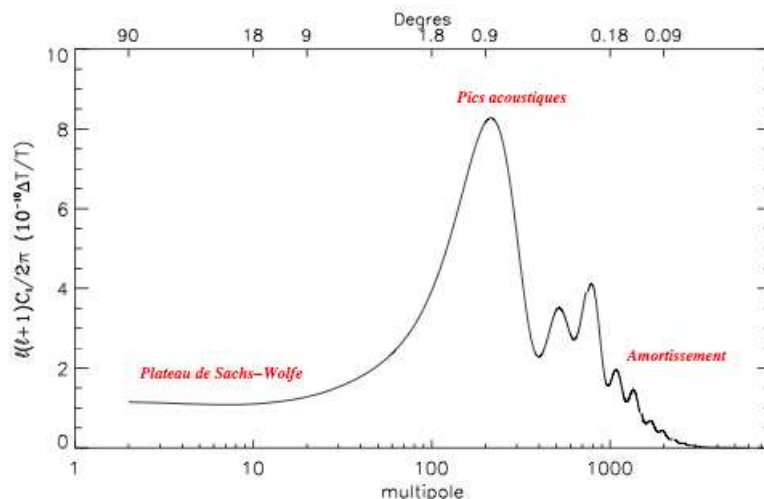


FIGURE 1.2 – Spectre de puissance angulaire des anisotropies du fond diffus cosmologique. On observe trois régions distinctes : le plateau Sachs-Wolfe, les pics acoustiques et l’amortissement de ces derniers.

#### 1.2.3.4 Anisotropies secondaires

Les anisotropies secondaires du CMB sont celles qui vont venir s’ajouter aux anisotropies primaires au cours du voyage des photons le long de la ligne de la visée jusqu’à l’observateur. Ces effets correspondent à l’interaction entre les photons du CMB et la matière présente sur la ligne de visée. On peut les classer en deux grandes familles, les effets d’origine gravitationnelle, et les effets de rediffusion des photons.

##### Effets gravitationnels

- **Evolution des puits de potentiel gravitationnel** : au cours du temps, à cause de l’effondrement gravitationnel et de l’expansion de l’Univers, la distribution de matière et par extension de l’Univers les puits de potentiel gravitationnel évoluent. Lorsqu’un photon traverse un puits de potentiel variable au cours du temps, le bilan énergétique entre le gain d’énergie gagné en *tombant* dans le puits et la perte d’énergie pour en *sortir* n’est pas nulle. Il en résulte une modification de la longueur d’onde des photons. Il s’agit de l’effet Sachs-Wolfe Intégré [Sachs & Wolfe 1967] dans le cas où l’on se place dans le régime linéaire de croissance des surdensités ou de l’effet Rees-Sciama [Rees & Sciama 1968] dans le cas non linéaire, lors de la virialisation des grandes structures. Ces effets sont cependant relativement faibles ( $\Delta T/T \simeq 10^{-6}$ ).
- **Déflexion des photons** : les objets très massifs distordent l’espace-temps, ainsi le trajet emprunté par un photon n’est plus une ligne droite. La trajectoire du photon ainsi modifiée, il semble provenir d’une autre direction que sa source réelle. Le spectre de puissance en température s’en trouve légèrement modifié, et cela entraîne également la *fuite* de modes de polarisation E vers les modes B. C’est l’effet de lentille gravitationnelle [Seljak & Zaldarriaga 2000]. L’effet de lentille introduit également de la corrélation entre les différents modes de la décomposition en harmoniques sphériques.

##### Effets de rediffusion

- **La réionisation** : lors de la formation des premières étoiles, le milieu interstellaire jus-

qu'alors neutre (depuis le découplage) s'ionise de nouveau. Les électrons ainsi libérés interagissent de nouveau avec les photons du CMB par diffusion Compton, ce qui a pour effet de lisser une partie des anisotropies primaires et d'en ajouter de nouvelles, aussi bien en température qu'en polarisation.

- **Les effets Sunyaev-Zel'dovich** : ces effets produits par l'interaction Compton inverse entre les électrons ionisés présents dans les amas de galaxies et les photons du CMB [Zeldovich & Sunyaev 1969, Sunyaev & Zeldovich 1972] seront décrits plus en détails dans le chapitre 2.

### 1.3 Le modèle $\Lambda$ CDM : contraintes actuelles

Le modèle cosmologique actuel est construit à partir du modèle du Big Bang que nous avons décrit et inclut une phase d'inflation [Liddle & Lyth 2000]. Son contenu en énergie est décrit par un modèle de type  $\Lambda$ CDM (pour  $\Lambda$ -dominated Cold Dark Matter) en accord avec les observables actuelles. Comme nous l'avons décrit précédemment, la dynamique de l'Univers est régi par son contenu énergétique. Nous décrirons dans cette section les divers paramètres dont dépend la description actuelle de l'Univers, ainsi que les contraintes existantes sur ces paramètres. Il est important de noter que le nombre de paramètres indépendants dont dépend l'évolution de l'Univers est seulement de sept. Ceci est un point fort de ce modèle qui parvient à rendre compte de l'évolution de l'Univers que nous observons.

#### Le rayonnement : $\Omega_r$

Cette densité de rayonnement (matière relativiste) comprend en majorité les photons et les neutrinos, ces composantes se diluent du fait de l'expansion comme  $a^{-4}$ , ce facteur venant de la dilution spatiale des particules en  $a^{-3}$  et de la perte d'énergie due au décalage vers le rouge en  $a^{-1}$ . La densité de rayonnement est maintenant 3 ordres de grandeur plus faible que la densité de matière ( $\Omega_r h^2 = 2.47 \cdot 10^{-5}$ , avec  $h = \frac{H_0}{100 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}}$ ) [Komatsu *et al.* 2011, Dunkley *et al.* 2011].

#### La matière baryonique : $\Omega_b$

À partir de l'abondance des éléments chimiques légers produits lors de la nucléosynthèse primordiale [Alpher *et al.* 1948], il est possible de remonter au rapport entre le nombre de baryons et le nombre de photons ( $\eta_b/\gamma = (6 \pm 2) \cdot 10^{-10}$  [Kirkman *et al.* 2003]), ce qui conduit à  $\Omega_b = 0.04 \pm 0.01$ . Cette estimation est en accord avec les résultats issus de la mesure des anisotropies du CMB par le satellite WMAP qui obtient  $\eta_b/\gamma = (6.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-10}$ . L'utilisation des données WMAP [Komatsu *et al.* 2011] et les mesures des oscillations acoustiques du spectre de puissance de la matière (BAO) [Percival & White 2009] mènent à  $\Omega_b = 0.0456 \pm 0.0016$ . L'essentiel de ces baryons se trouvent sous la forme de gaz ionisé dans les amas de galaxies [Planck Collaboration *et al.* 2012c]. Cependant des filaments de matière de gaz moins chauds et moins denses peuvent exister entre les amas de galaxies, ces baryons sont trop froids pour émettre dans le domaine X, mais peuvent être observés via l'effet tSZ [Planck Collaboration *et al.* 2012e].

#### La matière sombre : $\Omega_{CDM}$

Depuis les travaux de Zwicky à la fin des années 20 [Zwicky 1929], les questions de la quantité et de la nature de la matière sombre ont été longuement discutées. Historiquement introduite pour expliquer la vitesse des galaxies au sein des amas de galaxies et la vitesse de rotation des étoiles dans les galaxies spirales [Zwicky 1929], l'hypothèse de la matière sombre se trouve renforcée par les observations X qui mettent en évidence la présence de gaz très chaud dans les

amas de galaxies [Vikhlinin *et al.* 2006]. Ce gaz ne peut avoir été accéléré que par des puits de potentiel gravitationnel particulièrement intenses, que la quantité de matière baryonique seule n'aurait pu produire, comme cela a été montré via les données du satellite Chandra [Vikhlinin *et al.* 2006]. L'effet de lentille gravitationnelle met également en évidence de grandes différences de masse entre masse baryonique visible et masse totale [Taylor *et al.* 1998]. Ce sont finalement les collisions d'amas de galaxies [Markevitch *et al.* 2006] qui donneront la preuve la plus robuste de la présence de matière sombre dans les amas de galaxies. La quantité de matière sombre froide (CDM) est aujourd'hui bien connue de manière indirecte. Le sondage SDSS (Sloan Digital Sky Survey) a mesuré le spectre de puissance tridimensionnelle de la matière de 600 000 galaxies rouges lumineuses, permettant de déduire  $\Omega_m = \Omega_{CDM} + \Omega_b = 0.281 \pm 0.03$  [Kessler *et al.* 2009]. La mesure des BAO à partir de 50 000 galaxies du SDSS avec un décalage vers le rouge  $0.16 < z < 0.47$  a aussi permis de déduire  $\Omega_m = 0.273 \pm 0.025$  [Eisenstein *et al.* 2005]. La mesure du spectre de puissance angulaire des anisotropies du CMB avec WMAP permet également d'ajouter des contraintes, qui associées avec les BAO et aux mesures de la constante de Hubble [Riess *et al.* 2009] permettent d'obtenir  $0.0873 < \Omega_{CDM} h^2 < 0.0913$ . Cependant la nature de la matière sombre demeure à ce jour inconnue. Plusieurs candidats ont pu être proposés dans le cadre de l'extension du modèle standard de la physique des particules, tel que la supersymétrie. Une revue des candidats proposés par la physique des particules peut être trouvée dans [Feng 2010].

### L'énergie sombre : $\Omega_\Lambda$

L'énergie noire est la composante qui semble actuellement dominer l'ensemble de l'Univers en accélérant son expansion. Cette découverte, sans doute l'une des plus inattendues de la cosmologie moderne, a été permise via l'étude de l'histoire évolutive récente de l'Univers, grâce à des chandelles standard comme les supernovæ de type Ia. Ainsi, les expériences *Supernovaæ-Cosmology Project* [Perlmutter *et al.* 1999] et *High-z project* [Riess *et al.* 1998], en explorant le diagramme de Hubble à grand décalage vers le rouge, ont mis en évidence l'existence de l'énergie noire. Ces résultats ont été confirmés par le *Supernova Legacy Survey* [Astier *et al.* 2006]. Plus récemment en combinant les contraintes issues de WMAP, des BAO, de la valeur de  $H_0$  et des autres expériences CMB la densité d'énergie sombre peut être contrainte  $\Omega_\Lambda = 0.728_{-0.016}^{+0.015}$  ainsi que son équation d'état  $w = -1.10 \pm 0.14$  [Komatsu *et al.* 2011]. Pour une constante cosmologique on s'attend à  $w = -1$ .

### La constante de Hubble : $H_0$

La constante de Hubble  $H_0$  est, dans le cadre d'un Univers en expansion, le coefficient linéaire de la loi reliant la vitesse d'éloignement d'un objet astrophysique et sa distance. La mise en évidence de cette relation, et à fortiori de l'expansion de l'Univers, a été établie par [Hubble 1929]. Sa valeur a été estimée entre 50 et 100  $km.s^{-1}.Mpc^{-1}$  durant la majeure partie du 20ième siècle. Les mesures actuelles donnent une valeur de  $71.0 \pm 2.5 km.s^{-1}.Mpc^{-1}$  [Larson *et al.* 2011].

### La pente à l'origine du spectre de puissance de la matière : $n_s$

Les fluctuations présentes dans la carte du CMB suivent une statistique gaussienne [Komatsu *et al.* 2011]. Elles sont issues d'un spectre de fluctuations primordiales. Ces fluctuations primordiales peuvent être de trois types : scalaires, vectorielles et tensorielles. Les fluctuations vectorielles sont décroissantes sous l'horizon de Hubble. Le rapport d'amplitude tenseur scalaire est compatible avec 0 et est inférieur à 0.35 à 95% de niveau de confiance [Larson *et al.* 2011]. La pente du spectre de puissance à l'origine des fluctuations scalaires est obtenue via la mesure

de la distribution de matière [Abazajian *et al.* 2005, Percival *et al.* 2001] et du CMB et est de  $n_s = 0.963 \pm 0.014$  [Larson *et al.* 2011].

#### La normalisation du spectre de puissance de la matière : $\sigma_8$

On normalise le spectre de puissance en mesurant l'amplitude des fluctuations de densité de matière à une échelle de  $8 h^{-1}.Mpc$ . Ce paramètre est contraint par les sondages de galaxies [Abazajian *et al.* 2005, Percival *et al.* 2001] et la mesure du Fond Diffus Cosmologique [Larson *et al.* 2011], qui conduisent à une valeur de  $\sigma_8 = 0.801 \pm 0.030$ .



# Interaction entre le CMB et les amas de galaxies : l'effet tSZ

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>La formation des structures</b>	<b>19</b>
2.1.1	Les fluctuations de densité	19
2.1.2	L'approximation linéaire	21
2.1.3	Le champs de vitesse	21
<b>2.2</b>	<b>Les amas de galaxies</b>	<b>21</b>
2.2.1	Les observables	22
2.2.2	Un peu d'histoire	23
2.2.3	Le modèle sphérique	24
<b>2.3</b>	<b>Les effets Sunyaev-Zel'dovich</b>	<b>28</b>
2.3.1	L'effet SZ thermique	28
2.3.2	L'effet SZ cinétique	30
2.3.3	Les effets polarisés	31
2.3.4	Le spectre de puissance de l'effet tSZ	31
2.3.5	Expériences sensibles au SZ	32
2.3.6	Amas et cosmologie	33

Au cours de son long périple vers nous, le CMB interagit avec le contenu en énergie de l'Univers. Cela nous offre l'opportunité d'obtenir des informations précieuses sur la formation des structures dans l'Univers, le CMB ayant vécu successivement chacune des étapes de la formation de ces structures. Dans cette thèse on s'intéressera tout particulièrement à l'effet Sunyaev-Zel'dovich.

## 2.1 La formation des structures

Comme nous l'avons discuté précédemment au chapitre 1, le principe cosmologique postule que l'Univers est isotrope et homogène. Ce principe ne semble valable qu'aux grandes échelles spatiales (supérieures au Mpc). Comme semble l'attester le CMB, dans un lointain passé l'Univers était homogène sur des échelles beaucoup plus petites. Les petites anisotropies dans cet ensemble homogène se sont donc amplifiées pour progressivement aboutir à la formation des structures (étoiles, galaxies, amas de galaxies) que nous pouvons constater aujourd'hui. Cette section vise à établir le formalisme utilisé pour décrire l'évolution et la formation des structures au sein d'une distribution de matière.

### 2.1.1 Les fluctuations de densité

Les grandes structures que nous observons aujourd'hui dans l'Univers sont issues des fluctuations primordiales qui se sont amplifiées sous l'influence des forces de gravitation. On peut



modéliser ces inhomogénéités par des fluctuations aléatoires d'un champ de densité autour d'une valeur moyenne. Ainsi, si au temps  $t$  l'Univers est globalement homogène, localement il existe des fluctuations de densité  $\rho(t)$ . Nous définissons le contraste de densité au point  $\vec{r}$  et à l'instant  $t$  comme

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{\rho(\vec{r}, t) - \rho(t)}{\rho(t)}. \quad (2.1)$$

Afin de décrire l'écoulement de la matière dans l'Univers, nous nous placerons dans l'approximation newtonienne, en champs faible dans un cas non relativiste. La matière sombre froide satisfait bien ces hypothèses, de même que la matière baryonique aux grandes échelles. Cependant, pour décrire les plus petites structures, les simulations incluant matière sombre et matière baryonique sont nécessaires [Bertschinger 1998]. Il convient également de tenir compte de l'énergie réinjectée dans le milieu inter-stellaire par des processus tels que la formation d'étoiles, les AGNs et les supernovæ [Bertschinger 1998].

Dans cette approximation l'évolution de la matière dans l'Univers est régie par les équations de Navier-Stokes [Peebles 1980, Peebles 1993]

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_{\vec{r}} + \nabla_{\vec{r}} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\rho \left[ \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}\right)_{\vec{r}} + (\vec{u} \cdot \nabla_{\vec{r}}) \vec{u} \right] = -\nabla_{\vec{r}} p - \rho \nabla_{\vec{r}} \Phi \quad (2.3)$$

avec  $\vec{u}$  la vitesse du fluide,  $p$  sa pression et  $\Phi$  le potentiel gravitationnel obtenu à l'aide de l'approximation newtonienne des équations de la Relativité Générale,

$$\Delta \Phi = 4\pi G(\rho + 3p) - \Lambda. \quad (2.4)$$

On reconnaît ici la forme générale de l'équation de Poisson, adaptée pour prendre en compte les fluides à pression non nulle et la constante cosmologique. On souhaite réexprimer ces équations en coordonnées comobiles pour pouvoir s'affranchir de l'expansion de l'Univers :

$$\vec{r} = a\vec{x} \quad (2.5)$$

$$\vec{u} = \dot{a}\vec{x} + \vec{v}(\vec{x}, t) = \frac{\dot{a}}{a}\vec{r} + \vec{v}\left(\frac{\vec{r}}{a}, t\right) \quad (2.6)$$

où  $a$  est le facteur d'échelle de la métrique,  $\vec{x}$  est la distance comobile et  $\vec{v}$  est la vitesse particulière du fluide. On peut alors réécrire les équations de Navier-Stokes sous la forme

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot [(1 + \delta)\vec{v}] = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{a} (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{\dot{a}}{a} \vec{v} = -\frac{1}{\rho a} \nabla p - \frac{1}{a} \nabla \phi \quad (2.8)$$

avec  $\nabla$  l'opérateur nabla en coordonnées comobiles et  $\phi$  le potentiel gravitationnel modifié  $\Delta \phi = 4\pi G \rho(t) \delta a^2$ . En utilisant les équations précédentes, on peut déduire l'équation différentielle régissant l'évolution du contraste de densité  $\delta$  :

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2\frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{\Delta p}{\rho a^2} + \frac{1}{a^2} \nabla \cdot [(1 + \delta)\nabla \phi] + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} [(1 + \delta)v^\alpha v^\beta] \quad (2.9)$$

Une telle équation ne possède pas de solution analytique générale.

### 2.1.2 L'approximation linéaire

Si l'on se place dans le cadre de l'évolution linéaire des perturbations, il devient possible de trouver des solutions pour l'équation 2.9. Pour que cette approximation soit satisfaite il faut que le contraste de densité soit petit devant 1. Cette approximation est valable encore aujourd'hui pour les grandes échelles. En effet au-delà de quelques dizaines de Mpc, les effets non linéaires visibles à petites échelles ne sont pas encore présents. On peut donc écrire

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \rho \delta. \quad (2.11)$$

La solution générale peut s'écrire comme la combinaison linéaire d'un mode *croissant* et d'un mode *décroissant*. Le mode *décroissant* va rapidement se *diluer* et disparaître de lui même. On obtient donc

$$\delta(\vec{x}, t) = A(\vec{x}) D_g(t) \quad (2.12)$$

avec  $A(\vec{x})$  la distribution spatiale du contraste de densité pour le mode croissant. Le facteur de croissance des structures  $D_g(t)$  s'écrit en régime linéaire :

$$D_g \propto E(a) \int_0^a \frac{da'}{a'^3 E^3(a')} \quad (2.13)$$

avec  $E(a) = H(a)/H_0$ . À partir de cette équation, on peut déduire que la présence d'une constante cosmologique sera un frein à la formation des structures du fait de son impact sur le paramètre de Hubble  $H(a)$ . Dans la mesure où actuellement l'Univers semble être dominé par cette constante cosmologique (environ 74 % du contenu énergétique total de l'Univers), nous sommes entré dans une phase de ralentissement de la croissance des structures.

### 2.1.3 Le champs de vitesse

Dans le cas de l'approximation linéaire avec un fluide de pression nulle (où la matière domine l'Univers), le champs de vitesse se déduit des équations précédentes

$$\nabla \vec{v} = -a \frac{\partial \delta}{\partial t} = -a \delta \frac{\dot{D}_g}{D_g}. \quad (2.14)$$

En pratique le champs de vitesse  $\vec{v}$  possède une partie rotationnelle, mais celle-ci décroît comme  $a^{-1}$ , on a alors

$$\vec{v} = -\frac{fH}{4\pi G\rho} \frac{\nabla \phi}{a} \quad (2.15)$$

avec  $f = \frac{d \ln(D_g)}{d \ln(a)}$  la fonction de croissance linéaire des structures. Cette dernière intervient également dans l'expression de la dérivé du potentiel gravitationnel en fonction du temps et donc joue un rôle prépondérant dans l'amplitude de l'effet Sachs-Wolfe intégré (vu au chapitre 1).

## 2.2 Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont composés d'un ensemble de galaxies liées par la gravitation. Ils constituent les plus grandes structures existantes à ce jour dans l'Univers. La dynamique relative des galaxies d'un même amas est ainsi dominée par l'interaction gravitationnelle et non par

l'expansion de l'Univers.

Bien que les observations des amas de galaxies remontent maintenant à plus de deux cent ans par Charles Messier et Wilhelm Herschel [Herschel 1833] qui produisirent les premiers catalogues de *nébuleuses*, il faudra attendre le début du XXIème siècle pour que la nature de ces objets commence à être comprise. Grâce à la mise en évidence du lien entre le décalage vers le rouge et la distance des objets astrophysiques, il a été possible d'identifier et de placer les galaxies hors de la Voie Lactée [Hubble 1929]. L'idée d'amas de galaxies liés par la gravitation commence alors à émerger.

Bien que les amas de galaxies soient des objets aux morphologies complexes et variées, leurs propriétés globales sont relativement bien décrites par un modèle sphérique, qui a de plus l'avantage d'être économe en terme de nombre de paramètres. Cela permet une étude des amas de galaxies avec un minimum de paramètres libres.

### 2.2.1 Les observables

Les amas de galaxies sont des objets astrophysiques complexes observables via divers effets physiques permettant de tracer leurs diverses composantes.

#### Dans le visible

Historiquement, ce sont les observations les plus anciennes car les plus simples à mettre en place. Les observations dans le visible permettent de tracer la matière baryonique visible condensée sous forme d'étoiles [Herschel 1833].

#### Par effet de lentille gravitationnelle

Du fait de la courbure générée par un amas de galaxies, les objets de l'arrière plan sont lentillés. En utilisant la forme des galaxies d'arrière plan d'un amas de galaxies, il est possible d'estimer l'effet de lentille gravitationnelle produit par les amas [Taylor *et al.* 1998]. Cela permet d'avoir accès à la masse totale (matière sombre et matière baryonique) présente dans les amas de galaxies.

#### Via l'émission X

L'émission X est produite par le rayonnement de freinage des électrons dans le gaz chaud d'hydrogène ionisé. Cette émission permet d'avoir accès à la distribution du gaz d'hydrogène constituant la fraction dominante de la matière baryonique présente dans un amas de galaxies, ainsi que, sous l'hypothèse où le gaz est en équilibre thermique, de remonter à la masse totale de l'amas [Wu 1994].

#### Dans le domaine radio

Dans le cas de la collision entre amas de galaxies, il peut arriver que les électrons du gaz chaud soient accélérés, au point de produire un rayonnement dans le domaine radio via le rayonnement synchrotron. De telles observables constituent une trace de l'activité dynamique récente entre amas de galaxies [Ferrari *et al.* 2008]. Il est aussi important de noter la présence d'émission radio compacte en provenance de radiogalaxies qui se trouvent dans les amas de galaxies.

## L'effet Sunyaev Zel'dovich

L'effet SZ sera décrit en détail dans la section suivante. Il trace la même composante que l'émission X, ce qui rend ces 2 observables complémentaires et permet de remonter à la masse des amas de galaxies [Zeldovich & Sunyaev 1969, Sunyaev & Zeldovich 1972].

### 2.2.2 Un peu d'histoire

Dès les années 1930, les amas de galaxies commencent à être étudiés dans le domaine visible du spectre EM ([Biviano 2000] propose une revue de l'histoire de l'étude des amas de galaxies). Dans les années 60 les premières observations en rayons X ouvrent une nouvelle fenêtre d'étude sur les amas de galaxies et permettent une meilleure compréhension de leur structure.

L'étude systématique des amas de galaxies a commencé avec la mise en place de catalogues, tels que les catalogues d'Abell [Abell 1958] et de Zwicky [Zwicky *et al.* 1961]. Le catalogue d'Abell contient 2712 amas et celui de Zwicky environ 10 000 amas. Dans les années 1980, le catalogue d'Abell a été complété avec des observations dans l'hémisphère sud.

Les amas s'étalent entre 2 types de morphologie : la morphologie régulière et la morphologie irrégulière. Les amas réguliers sont de forme symétrique et présentent une concentration importante de galaxies dans leur cœur. Ils possèdent très peu de sous-groupes de galaxies en leur sein. Les amas irréguliers sont fortement asymétriques : ils ont conservé la distribution de leurs sous structures au moment de leur formation. Ces systèmes sont généralement considérés plus récents et n'ont pas encore eu le temps d'atteindre un état relaxé. Le type de galaxies peuplant les amas est également dépendant de la morphologie générale de l'amas [Sarazin 1986].

Au début des années 60, King [King 1962] propose un modèle d'ajustement de la densité d'étoiles en fonction de la distance au centre de l'amas. Ce modèle est une approximation analytique de l'équation régissant un système sphérique isotherme en équilibre viriel :

$$\rho_{gal}(r) = \rho_{gal}(0) \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}, \quad (2.16)$$

avec  $\rho_g(0)$  la densité de galaxies au centre de l'amas,  $r$  la distance par rapport au centre de l'amas et  $r_c$  le rayon caractéristique dépendant de la taille de l'amas, de l'ordre de quelques centaines de kpcs.

Suite aux premières observations en rayons X dans le milieu des années 60 [Byram *et al.* 1966], c'est le satellite Uhuru au début des années 70 qui permet les premières véritables avancées [Giacconi *et al.* 1972, Giacconi *et al.* 1974]. Les amas de galaxies se relèvent être des sources X intenses. Contrairement aux sources X galactiques, l'émission en provenance des amas de galaxies n'est pas variable [Sarazin 1986]. Le mécanisme de cette émission est rapidement identifié comme un rayonnement de freinage (bremsstrahlung) des électrons dans le plasma très chaud qui remplit l'espace entre les galaxies. La masse totale de ce gaz représente environ 80% de la masse baryonique de l'amas, les 20% restant étant les étoiles et le gaz froid dans les galaxies. De même que pour les galaxies, on peut ajuster le profil de densité du gaz, par un modèle similaire, appelé  $\beta$  - *model* [King 1962]

$$\rho_{gaz}(r) = \rho_{gaz}(0) \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (2.17)$$

où la valeur moyenne obtenue pour  $\beta$  est de  $\langle \beta \rangle = 0.65$  [Jones & Forman 1984]. L'émission X est donc plus étendue que la distribution de galaxies.

Vers la fin des années 70, la raie d'émission du fer autour de 7 keV est détectée au sein du gaz intra-amas. Ceci est l'indication que le gaz est enrichi en éléments lourds. Ces éléments proviennent

surement de l'éjection de gaz par les supernovæ dans le milieu intra-amas, les étoiles étant le seul lieu connu de formation du Fer [Cameron 1959]. La métallicité de ce gaz demeure pourtant faible  $Z \simeq 0.3$ , c'est à dire 30% de la métallicité solaire [Anders & Grevesse 1989, Snowden *et al.* 2008]. Depuis les années 70, les observatoires spatiaux se sont relayés dans le ciel pour fournir une observation suivie de ce domaine de longueur d'onde. Dans cette thèse, des données en provenance de 2 satellites ont été utilisées : ROSAT [Barstow & Sansom 1990, Beatty 1990] qui fut lancé dans les années 1990 et effectua une couverture du ciel presque complète ainsi que des observations pointées, et le satellite XMM-Newton [Brinkman *et al.* 2001] toujours en orbite et effectuant des observations pointées à haute sensibilité et haute résolution (environ 6 secondes d'arc) [Arnaud *et al.* 2001, Arnaud *et al.* 2002, Takahashi & Yamashita 2003].

Bien que les dernières décennies aient été riches en avancées dans le domaine des amas de galaxies, des questions restent encore en suspens. Il existe plusieurs moyens de remonter à la masse d'un amas de galaxies. Les observations en optique permettent grâce à la distribution de vitesse des galaxies de remonter à la masse totale de l'amas. Les observations X donnent accès à la quantité de gaz intra-amas et à sa température, si l'on suppose l'amas en équilibre hydrostatique, il devient possible de reconstruire la masse totale de l'amas. L'effet de lentille gravitationnelle permet aussi d'obtenir une estimation de la masse totale de l'amas. Ces méthodes ne s'accordent pas parfaitement et présentent une dispersion intrinsèque entre les différents amas assez importantes (voir par exemple [Planck Collaboration *et al.* 2011j] pour la relation *tSZ-Xrays*). Une discussion basée sur des simulations peut être trouvée dans [Nagai *et al.* 2007b].

Les observations X à haute résolution et haute sensibilité ont montré que même les amas ayant fini l'essentiel de leur processus de formation possèdent encore des sous structures plus ou moins complexes. Les amas sont rarement parfaitement sphériques et leur température interne n'est pas constante mais varie avec le rayon [Arnaud *et al.* 2001], de même que leur métallicité [Takahashi & Yamashita 2003].

Les simulations numériques incluant matière sombre froide et baryons [Springel *et al.* 2005] sont encore récentes, et les résultats obtenus pour la distribution de matière au sein des amas de galaxies est prometteuse [Planck Collaboration *et al.* 2012c].

### 2.2.3 Le modèle sphérique

Bien que les amas de galaxies ne soient pas parfaitement sphériques, ce modèle à l'avantage d'être le plus simple, et permet d'expliquer la formation d'un amas à partir d'une surdensité de matière dans un Univers en expansion. Une fois l'amas formé, on peut en déduire ses propriétés physiques.

#### 2.2.3.1 Formation des amas

Nous chercherons ici à étudier l'évolution d'une surdensité de rayon  $r$  de masse  $M$  et donc du contraste de densité  $\delta$  en fonction du temps  $t$ . Le rayon est variable dans le temps, et va dépendre de la compétition entre l'effondrement gravitationnel et l'expansion. La masse  $M$  est quant à elle constante.

Ce problème peut se résoudre numériquement dans le cas d'un Univers non plat avec constante cosmologique [Lokas & Hoffman 2001]. Cependant, par soucis de clarté dans cet exposé, je présenterai la solution analytique à ce problème pour un Univers de type Einstein-de Sitter, qui aura donc pour but d'établir les paramètres essentiels de la formation des structures.

L'évolution du rayon  $r$  s'écrit

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2}. \tag{2.18}$$

Après une première intégration on obtient

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{2GM}{r} + C^{ste}. \quad (2.19)$$

Nous supposerons que le système est gravitationnellement lié, donc  $C^{ste} < 0$ . La solution de cette équation est donc une cycloïde de paramètre  $\theta$  compris entre 0 et  $2\pi$

$$\begin{aligned} r(\theta) &= A(1 - \cos(\theta)) \\ t(\theta) &= B(\theta - \sin(\theta)) \end{aligned} \quad (2.20)$$

avec la condition  $A^3 = GMB^2$ .

On constate que dans un premier temps le rayon grandit jusqu'à atteindre la valeur  $2A$ . Puis la surdensité se concentre jusqu'à atteindre une singularité en  $r = 0$ . Cependant en réalité la phase d'effondrement ne se poursuit pas jusqu'à atteindre l'état de singularité, cette phase fait intervenir des forces de gravité non radiales. Ce mécanisme porte le nom de *relaxation violente* [Lynden-Bell 1967]. Le passage de l'effondrement à l'état d'équilibre relaxé s'appelle *la virialisation*, le rayon viriel de la sphère ainsi formée sera noté  $r_v$ . Les équations précédentes ne sauraient en rendre compte de ce processus de virialisation. Il est cependant possible de faire une extrapolation du modèle sphérique pour prédire la valeur du contraste de densité dans la sphère virialisée.

Pour un Univers Einstein-de Sitter, dominé par la matière, l'équation de Friedman-Lemaitre conduit à  $6\pi G\rho t^2 = 1$ , alors

$$1 + \delta = \frac{\rho_{sph}}{\rho} = \frac{\frac{M}{4\pi r^3/3}}{\frac{1}{6\pi G t^2}} = \frac{9(\theta - \sin(\theta))^2}{2(1 - \cos(\theta))^3}. \quad (2.21)$$

L'évolution de la surdensité peut donc se subdiviser en trois phases distinctes : l'évolution jusqu'au rayon maximal  $r_{max}$ , l'effondrement et la virialisation. L'équilibre est atteint pour un rayon  $r_v$  vérifiant le théorème du viriel  $W = -2K = 2E$ , avec  $W$  l'énergie potentielle,  $K$  l'énergie cinétique et  $E$  l'énergie totale.  $W = -\frac{GM}{r_v}$  et  $E = -\frac{GM}{2r_{max}}$ . On a  $r_v = \frac{r_{max}}{2}$  et la virialisation est donc atteinte en  $\theta = \frac{3\pi}{2}$ . En pratique on considère que ce rayon n'est pas atteint en  $t(\theta = 1.5\pi)$  mais en  $t(\theta = 2\pi)$ . La valeur du contraste de densité est alors  $1 + \delta = 18\pi^2 \simeq 178$ . Une description plus détaillée du modèle sphérique peut-être trouvé dans les livres [Peebles 1980, Peebles 1993, Peacock 1999].

### 2.2.3.2 Le profil de pression des amas

Dans cette partie, je vais présenter les différents modèles de profil radial qui peuvent être utilisés en vue de décrire la distribution des propriétés physiques du gaz intra-amas (pression, densité et température). Les premières prédictions théoriques pour le profil de densité des amas reposent sur le modèle sphérique isotherme en équilibre hydrostatique [Binney 1987]. Ce système est régi par l'équation

$$\frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d \ln \rho}{dr} \right) = -\frac{4\pi G}{\sigma^2} r^2 \rho \quad (2.22)$$

avec  $\rho$  la densité de la sphère et  $\sigma$  la dispersion de vitesse des particules. Cette équation possède une solution en loi de puissance appelée *sphère isotherme singulière* :

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}. \quad (2.23)$$

Ce modèle pose problème car la densité diverge en  $r = 0$ . D'autres solutions doivent donc être mises en place. Il est possible de résoudre numériquement l'équation différentielle précédente avec

des conditions aux limites naturelles,  $\rho(r=0) = \rho_0$  et  $\left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{r=0} = 0$ . En 1972, King [King 1972] a proposé un modèle analytique comme solution approximative

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.24)$$

avec  $\rho_0$  la densité centrale de l'amas et  $r_c = \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G\rho_0}}$  le rayon de cœur de l'amas. La sphère isotherme ajuste bien la résolution numérique de l'équation différentielle avec conditions aux limites à grand rayon ( $> 3r_c$ ) et le profil de King ajuste mieux la résolution numérique dans les régions internes ( $< 3r_c$ ).

### *$\beta$ – model*

Comme nous l'avons discuté précédemment, avec l'arrivée des observation X la distribution du gaz a pu être étudiée plus en détail. Cette dernière ne suit pas exactement celle des galaxies. On note  $T_g = \frac{m\sigma^2}{k}$ , la température cinétique des galaxies dans la sphère isotherme,  $m$  est la masse d'une galaxie. Si  $T_X$  est la température X du gaz, on peut écrire

$$\beta = \frac{T_g}{T_X}. \quad (2.25)$$

Le profil de densité du gaz suit une loi  $\rho_{gaz} \propto \rho_{gal}^\beta$ . Cet ajustement du profil de densité du gaz est appelé  *$\beta$  – model* [Cavaliere & Fusco-Femiano 1976]

$$\rho_{gaz}(r) = \frac{\rho_{gaz,0}}{\left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{\frac{3}{2}\beta}}. \quad (2.26)$$

Comme nous sommes dans le cas d'une sphère isotherme, le profil de pression (produit de la densité par la température) est équivalent au profil de densité. On pourra donc utiliser ce  *$\beta$  – model* pour décrire la pression du gaz qui intervient dans l'effet tSZ.

### **modèle GNFW**

A partir des années 90, les simulations numériques à partir de particules de matière sombre commencent à produire les premières contraintes sur le profil de densité de la matière sombre. [Navarro *et al.* 1996] proposent le profil dit NFW (Navarro, Frenk et White) comme ajustement

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (2.27)$$

avec  $r_s$  le rayon caractéristique de l'amas. Afin de généraliser ce profil à la distribution de pression du gaz d'électron chaud, [Nagai *et al.* 2007a] proposent une version dite *Generalised-NFW*

$$P(r) = \frac{\rho_0 T_{gaz}}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (2.28)$$

où  $P(r)$  est la pression du gaz,  $\gamma$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont les pentes du profil respectivement dans les parties interne, intermédiaire et externe de l'amas et  $T_{gaz}$  est la température du gaz d'électron.

En 2010, [Arnaud *et al.* 2010] effectuent l'ajustement de ces lois de puissance à partir d'observations d'amas de galaxies avec XMM-Newton pour décrire la distribution de pression dans les amas de galaxies, ce qui dans le cas d'un amas isotherme est équivalent au profil de densité.

### **Polytropicque**

Jusqu'à présent, nous avons soit considéré des amas isothermes ( *$\beta$  – model*), soit considéré le profil de pression (GNFW). En pratique pour décrire le profil en densité et en température, il est

possible d'utiliser le modèle polytropique supposant la relation suivante entre le profil en densité et le profil en température [Komatsu & Seljak 2001]

$$\frac{\rho(r)}{\rho_0} = \left( \frac{T(r)}{T_0} \right)^\alpha. \quad (2.29)$$

### 2.2.3.3 Autres grandeurs fréquemment utilisées

Afin de décrire le rayon caractéristique d'un amas de galaxies, il est fréquent de rencontrer les grandeurs  $R_{200}$ ,  $R_{500}$  et  $R_{2500}$ . Ces rayons correspondent respectivement au rayon à l'intérieur duquel la surdensité  $\Delta_c = 1 + \delta$  vaut en moyenne, 200, 500 et 2500. Ainsi  $R_{200} > R_{500} > R_{2500}$ . On retrouve les mêmes notations pour la masse,  $M_{500}$  étant la masse de l'amas comprise à l'intérieur de  $R_{500}$ . De même on retrouve les grandeurs  $L_{500}$  pour la luminosité X et  $Y_{500}$  pour le flux tSZ.

### 2.2.3.4 Fonction de masse

La fonction de masse est un formalisme développé par Press et Schechter dans les années 70 [Press & Schechter 1974]. Cette fonction  $f_m(z, M)$  prédit le nombre de structures effondrées par unité de volume comobile pour un jeu de paramètres cosmologiques donné en fonction du décalage vers le rouge (redshift)  $z$  et de la masse  $M$

$$dN = f_m(z, M) d \ln M dV_c \quad (2.30)$$

avec  $dN$  le nombre d'amas et  $dV_c$  un élément de volume comobile. On a

$$dV_c = \frac{c(1+z)^2}{H(z)} D_{ang}(z)^2 dz d\Omega. \quad (2.31)$$

La fonction de masse de Presse-Schechter [Press & Schechter 1974] s'écrit

$$f_m(z, M) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_0}{M} \frac{\delta_c(z)}{\sigma(z, M)} \left| \frac{d \ln \sigma(z, M)}{d \ln M} \right| e^{-\delta_c^2 / (2\sigma^2)}, \quad (2.32)$$

où  $\rho_0$  est la densité moyenne de matière dans l'Univers actuel.  $\delta_c$  est le contraste de densité nécessaire à l'effondrement de la masse  $M$  et  $\sigma$  est l'amplitude des perturbations de densité pour l'échelle de masse  $M$  au redshift  $z$ ,  $\sigma$  est proportionnel au facteur de croissance linéaire des structures  $D_g$ , et peut se calculer comme suit

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int P(k) W^2(kR) k^2 dk, \quad (2.33)$$

avec  $P(k)$  le spectre de puissance de la matière. La fonction  $W(kR)$  est la fonction fenêtre, transformée de Fourier de la fonction sphère de rayon  $R$  :

$$W(kR) = \frac{3}{(kR)^2} \left[ \frac{\sin(kR)}{kR} - \cos(kR) \right]. \quad (2.34)$$

Ainsi la fonction de masse relie directement les paramètres cosmologiques au nombre d'amas observés et à leurs propriétés physiques. D'autres fonctions de masse peuvent aussi être utilisées comme proposé par [Tinker *et al.* 2008].



## 2.3 Les effets Sunyaev-Zel'dovich

Dans cette section, nous présenterons plus en détails l'interaction entre le gaz présent dans les amas de galaxies et le CMB, qui entraîne l'apparition d'anisotropies secondaires sur le CMB. L'effet Sunyaev-Zel'dovich [Zeldovich & Sunyaev 1969, Sunyaev & Zeldovich 1972] (noté SZ dans la suite), consiste en l'interaction Compton inverse entre les photons du CMB et les électrons du gaz chaud présents dans les amas de galaxies sur la ligne de visée.

Comme indiqué précédemment, les amas de galaxies sont des structures extrêmement massives, allant jusqu'à des masses de  $10^{15} M_{\odot}$ . Environ 10% de cette masse se trouve sous forme de gaz chaud, à une température de quelques keV. Avec une telle énergie cinétique, ce sont les électrons qui vont communiquer de l'énergie aux photons. Du fait des énergies mises en jeu, c'est la section efficace de diffusion Thomson qui sera utilisée pour déduire le taux d'interaction. La profondeur optique de l'interaction est donc donnée par  $\tau = \int n_e \sigma_T dl$  et est de l'ordre de  $10^{-2}$ .

Il existe en fait plusieurs types d'effet SZ résultant du même processus Compton inverse. Dans la suite, nous décrirons l'origine de ces différents effets ainsi que leurs signatures caractéristiques en terme d'anisotropies secondaires sur le CMB. Les différents effets SZ sont l'effet SZ thermique (tSZ), l'effet SZ cinétique (kSZ) et les effets sur la polarisation (pSZ).

Pour les effets tSZ et kSZ on considérera uniquement la température moyenne du CMB à 2.725 K, les faibles fluctuations que représentent les anisotropies primaires n'étant qu'à hauteur de  $10^{-4}$  K. En revanche pour les effets polarisés ces anisotropies doivent être prises en compte.

### 2.3.1 L'effet SZ thermique

C'est le plus intense des effets SZ, il est produit par l'agitation thermique des électrons du gaz chaud intra-amas. Les amas de galaxies se trouvent à des températures électroniques  $T_e$  de plusieurs keV. En conséquence tous les amas produisent un effet SZ thermique. Son amplitude est du même ordre de grandeur que celui des anisotropies primaires du CMB, mais se trouve localisé à la position des amas de galaxies sur le ciel. Cet effet est donc surtout présent aux petites échelles angulaires. Il peut être produit par des populations d'électrons relativistes où non relativistes. L'effet tSZ consiste en un transfert d'énergie entre les électrons du gaz chaud et les photons du CMB. Il en résulte une modification du spectre électromagnétique du CMB à la position des amas de galaxies. Une description complète de l'effet tSZ est proposée dans le papier [Rephaeli 1995].

Cette distorsion spectrale peut être calculée à partir de l'équation de Kompaneets qui décrit la variation du nombre d'occupation des photons au cours d'un processus de diffusion. Le détail du calcul permettant de passer de l'équation de Kompaneets à l'effet tSZ ne sera pas présenté ici. On obtient pour un amas de galaxies

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_0} = y \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right] \quad (2.35)$$

avec

$$I_{\nu} = I_0 \frac{x^3}{e^x - 1} \quad (2.36)$$

où  $I_{\nu}$  est la loi d'émission de Planck pour le CMB avec  $I_0 = \frac{2(kT_{CMB})^3}{(hc)^2}$  et  $x = \frac{h\nu}{kT_{CMB}}$  la fréquence réduite sans unité. Cette équation peut se réécrire en unité de température CMB comme

$$\frac{\Delta T_{CMB}}{T_{CMB}} = y \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right]. \quad (2.37)$$

Le paramètre  $y$  est appelé paramètre de Compton et se détermine comme suit

$$y = \int_{los} \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl. \quad (2.38)$$

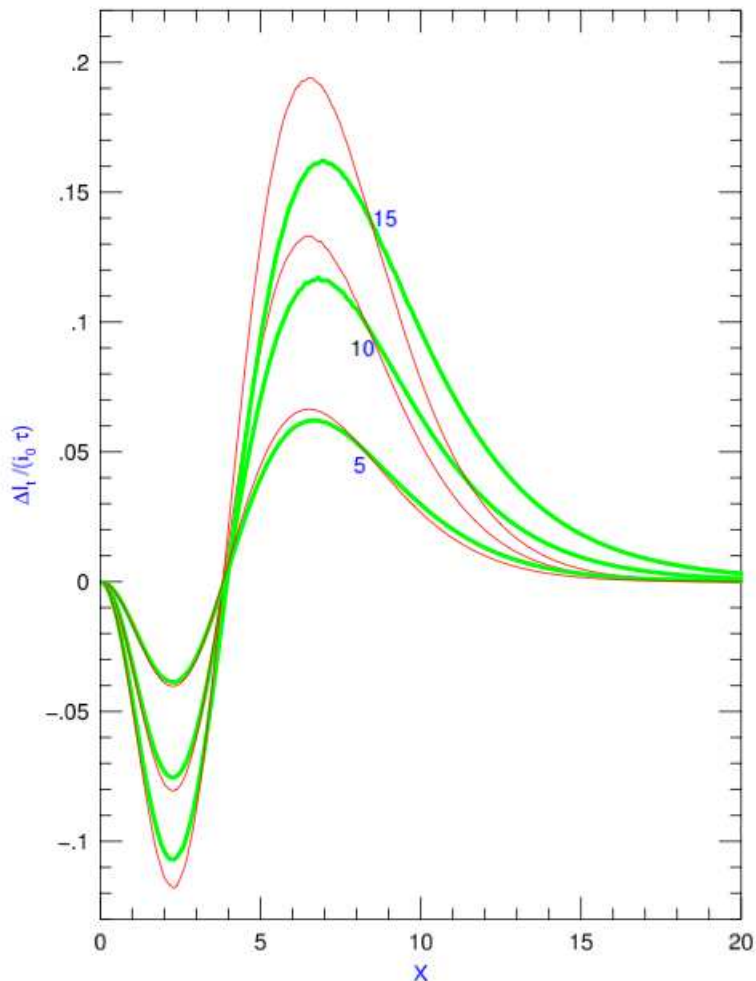


FIGURE 2.1 – Spectre électromagnétique de l'effet tSZ pour différentes températures du milieu intra-amas. Représentation de la différence en température induite par l'effet tSZ sur le spectre EM de corps noir du CMB. En rouge sans correction relativiste (pour des températures de 5, 10 et 15 keV) et en vert avec correction relativiste.

Ce paramètre est intégré le long de la ligne de visée et quantifie le transfert d'énergie entre les amas de galaxies et le CMB.

L'effet tSZ peut donc être séparé en deux parties distinctes, l'une correspondant aux propriétés physiques de l'amas de galaxies, contenues dans le paramètre de Compton  $y$ , et une autre contenant la dépendance en fréquence de l'intensité de l'effet.

La figure 2.1 présente la distorsion du spectre EM, en unité d'intensité, produite par l'effet tSZ en fonction de la fréquence et de la température, mettant aussi en évidence l'impact des corrections relativistes sur cette distorsion selon la température. On constate que pour une température de 5 keV les corrections relativistes sont négligeables et deviennent importantes au-delà de 10 keV. Au-delà d'une température électronique de 10 keV environ 2% de l'énergie totale de l'électron est constituée par son énergie cinétique, son énergie de masse étant de 511 keV, les effets relativistes commencent alors à jouer un rôle non négligeable [Birkinshaw 1999, Rephaeli 1995].

Cet effet présente un certain nombre d'avantages, tout d'abord le comportement spectral ne dépend pas de la température de l'amas ou du décalage vers le rouge auquel se trouve l'amas. Dans le cas non relativiste il prend une forme analytique simple. L'intensité de cet effet est propor-

tionnelle au produit  $T_e n_e$ , contrairement à l'émission X qui est proportionnelle à  $n_e^2 T_e^{1/2}$ . L'effet tSZ permet donc de pouvoir sonder des zones moins denses et donc à plus grand rayon que ne le permettent les rayons X.

Cet effet possède aussi une signature spectrale très caractéristique par rapport au CMB, il est négatif à basse fréquence ( $< 217$  GHz), nul à 217 GHz et positif au-delà. De plus le fait d'être indépendant du décalage vers le rouge offre la possibilité de détecter des amas à haut décalage vers le rouge. Seule la résolution angulaire, entraînant une dilution du signal tSZ, sera reliée au décalage vers le rouge. En définitive, c'est le flux tSZ total reçu qui est important pour la capacité de détection des amas ponctuels au regard de la résolution de l'instrument de détection. En effet le flux total SZ reçu par un amas s'écrit

$$Y = \int y d\Omega \quad (2.39)$$

où  $Y$  est l'intégrale du paramètre  $y$  sur l'angle solide  $\Omega$  couvert par l'amas. Cette grandeur sera donc reliée au décalage vers le rouge par  $Y \propto D_{ang}^2$  avec  $D_{ang}$  la distance angulaire. On rappelle qu'en revanche l'intensité lumineuse émise par les amas, comme le sont les émissions optiques ou X sont reliées au décalage vers le rouge par le carré de la distance de luminosité  $D_{lum}^2$ . L'effet tSZ offre ainsi une bien meilleure profondeur en décalage vers le rouge que les observations en optique ou en X, seulement limitée par la résolution instrumentale.

Il est important de noter que si l'on suppose l'amas isotherme on peut alors réécrire le paramètre de Compton intégré sous la forme

$$Y \propto \frac{MT}{D_{ang}^2}. \quad (2.40)$$

Le flux tSZ est donc une sonde particulièrement intéressante pour la détermination de la masse des amas de galaxies. En utilisant la loi d'échelle liant  $M$  et  $T$  il devient possible de construire des lois d'échelle reliant la masse et le flux SZ, qui peut alors être relié aux grandeurs mesurées en X et en optique par le même type de relation [Planck Collaboration *et al.* 2011r, Planck Collaboration *et al.* 2011p, Planck Collaboration *et al.* 2011j]. Ces relations possèdent cependant une dispersion intrinsèque assez importante.

### 2.3.2 L'effet SZ cinétique

L'effet SZ cinétique (kSZ) est produit par le mouvement global des électrons de l'amas de galaxies dans le référentiel du CMB. Il dépend donc de la vitesse particulière de l'amas de galaxies exprimée dans le référentiel du CMB. La distribution de vitesses attendue pour les amas de galaxies est relativement faible ( $\simeq 500$  km/s) [Lavaux *et al.* 2012a]. Les amas en mouvement dans le référentiel du CMB ne perçoivent pas un rayonnement isotrope (effet de dipôle) [Lineweaver *et al.* 1996], la diffusion Compton inverse sur les électrons tend à uniformiser ce rayonnement. Ainsi un observateur au repos dans le référentiel du CMB verra lui une variation de température dans la direction de l'amas. L'amplitude de cet effet est environ un ordre de grandeur plus faible que l'effet tSZ, elle prend la forme suivante

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_0} = -\beta_r \tau \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \quad (2.41)$$

soit en unité de température CMB

$$\frac{\Delta T_{CMB}}{T_{CMB}} = -\beta_r \tau \quad (2.42)$$

avec  $\beta_r = \frac{v_r}{c}$  où  $v_r$  est la vitesse radiale par rapport à l'observateur de l'amas et  $\tau = \int_{los} n_e \sigma_T dl$  la profondeur optique sur la ligne de visée. La vitesse radiale est considérée positive dans le

sens observateur-amas ainsi l'effet est positif si l'amas se rapproche de l'observateur et négatif si l'amas s'éloigne de l'observateur.

Cet effet pose plusieurs problèmes en terme de détection. Tout d'abord il ne partage pas la même signature spectrale que l'effet tSZ. En fait, il possède la même signature spectrale qu'un corps noir, donc il présente les mêmes propriétés spectrales que les anisotropies primaires du CMB. Cet effet ne sera pas observable pour tous les amas. En effet un amas ayant une vitesse radiale nulle par rapport à la Voie Lactée ne sera pas observable via cet effet. De plus la distribution spatiale de ce signal est pratiquement identique à celle de l'effet tSZ. Ceci risque donc de mener à des problèmes au niveau de la séparation de sources, du fait de la forte corrélation entre ces deux composantes (voir chapitre 5). L'observation de l'effet kSZ sera la plus efficace à 217 GHz là où l'effet thermique sera nul. De plus l'effet tSZ produit des anisotropies approximativement de la même amplitude que les anisotropies primaires du CMB, en conséquences l'effet kSZ produit des anisotropies 10 fois plus faibles que les anisotropies primaires. L'utilisation de cartes de l'effet tSZ (la construction de ce type de carte sera discutée au cours de cette thèse au chapitre 6) et/ou de cartes de répartition des vitesses dans l'Univers locale sera nécessaire pour obtenir une détection de l'effet kSZ. Les mesures actuellement disponibles pour l'effet kSZ donnent des valeurs compatibles avec la dispersion de vitesse attendue pour les amas de galaxies de l'ordre de quelques centaines de km/s [Kashlinsky *et al.* 2009, Lavaux *et al.* 2012b]. En 2012 la collaboration ACT rapporte la première détection de l'effet kSZ [Hand *et al.* 2012].

Ceci constitue une preuve additionnelle forte de l'expansion de l'Univers. En effet les vitesses déduites du décalage vers le rouge sont bien supérieures à celles obtenues via l'effet kSZ, indiquant que le redshift est bien produit par l'expansion et non par la vitesse particulière des amas de galaxies elles mêmes.

### 2.3.3 Les effets polarisés

Il existe différents effets SZ polarisés (pSZ) [Sazonov & Sunyaev 1999]. Si l'effet kSZ est produit par un effet dipolaire, l'effet pSZ est produit par des anisotropies quadripolaires. Les effets SZ polarisés peuvent être produits directement par le quadripôle du CMB ou alors résulter du quadripôle (relativiste) induit par le mouvement propre d'un amas dans le référentiel du CMB. Ces effets ne peuvent être mis en évidence qu'en utilisant les paramètres de Stokes Q et U de la lumière reçue en provenance des amas de galaxies. Ces effets sont plus de 2 ordres de grandeur en dessous de l'effet kSZ, ce qui rend leur détection extrêmement difficile. En effet d'autres effets polarisés dominant largement ce signal tels que les avant-plans galactiques et le CMB. Les effets pSZ sont bien en dessous des aptitudes de détection des instruments actuels, une description détaillée peut être trouvée auprès des auteurs suivant [Audit & Simmons 1999] [Sazonov & Sunyaev 1999].

### 2.3.4 Le spectre de puissance de l'effet tSZ

Le spectre de puissance des amas de galaxies observés via l'effet tSZ est donné d'une part par la contribution individuelle des amas de galaxies et d'autre part par la distribution spatiale de ces amas. La contribution individuelle de chaque amas peut être calculée à partir d'une fonction de masse. L'une des fonctions de masse les plus utilisée est sûrement la fonction de masse de Press-Schechter [Press & Schechter 1974] que nous avons présentée précédemment, ou encore la fonction de masse Universelle [Tinker *et al.* 2008]. Elles permettent d'écrire le spectre de puissance sous la forme

$$C_l^P = \int dz \frac{dV}{dz} \int dM \frac{dN}{dV dM} |y_l(M, z)|^2 \quad (2.43)$$

avec  $C_l^P$  est la contribution poissonnienne au spectre de puissance de l'effet tSZ en unité de paramètre de Compton, le terme  $\frac{dN}{dVdM}$  étant la fonction de masse donnant le nombre d'amas attendu par unité de masse et de volume comobile, le paramètre  $y_l$  correspond à la transformée en harmonique sphérique du profil de pression projeté sur la ligne de visée et sur la sphère. Ainsi ce dernier terme dépend, même dans le cas d'un profil de pression Universel, de la masse pour sa normalisation et du redshift pour sa taille apparente sur le ciel.

Le terme venant des corrélations dans la distribution spatiale des amas peut quant à lui s'écrire

$$C_l^C = \int dz \frac{dV}{dz} \left[ \int dM P_c^{1/2} \frac{dN}{dVdM} y_l(M, z) \right]^2, \quad (2.44)$$

avec  $C_l^C$  la contribution de la corrélation entre la position des amas au spectre de puissance de l'effet tSZ en unité de paramètre de Compton, et  $P_c$  la spectre de puissance de corrélation des amas de galaxies [Komatsu & Kitayama 1999, Diego & Majumdar 2004].

En pratique il existe une troisième contribution provenant de l'émission tSZ diffuse produite par les filaments de matière reliant les amas de galaxies entre eux  $C_l^D$ . Cette contribution peut être estimée grâce à des simulations numériques de formation des structures (telles que celles qui seront discutées dans les chapitres 8 et 9).

Le spectre de puissance total de l'effet tSZ est donc la somme de ces 3 contributions. Il est fortement dépendant de la fonction de masse utilisée ainsi que du profil de pression choisi pour les amas de galaxies. Les contraintes issues de PLANCK permettent de connaître le profil de pression des amas jusqu'à un rayon de  $3R_{500}$  (voir chapitre 8).

En terme de spectre de puissance l'effet tSZ devient dominant par rapport aux autres composantes astrophysiques à des multipôles supérieurs à 3000. Avec PLANCK nous ne sommes pas capable de mesurer de si petites échelles angulaires ( $l > 2000$ ), du fait de la résolution angulaire maximale de 5 arcminutes. Par contre nous pouvons construire des cartes de paramètre de Compton avec des méthodes de séparation de composantes exploitant les différentes fréquences d'observations de PLANCK (voir chapitre 6). Ceci constitue un intérêt majeur car à ces échelles ( $l < 1000$ ) le spectre de puissance de l'effet tSZ est surtout sensible à la physique du cœur des amas et au paramètre de densité de l'Univers. Cela signifie une possible mesure de  $\sigma_8$  dans la mesure où  $C_l \propto \sigma_8^7 (\Omega_b h)^2$  [Komatsu & Seljak 2002]. Cependant ce travail au sein de la collaboration PLANCK est actuellement en cours et ne sera donc pas présenté dans cette thèse.

### 2.3.5 Expériences sensibles au SZ

De nombreuses campagnes expérimentales ont déjà été menées pour étudier les amas de galaxies via l'effet tSZ. Dès la fin des années 90 il y a eu DIABOLO [Desert *et al.* 1998, Désert *et al.* 2002], OVRO [Benson *et al.* 2004], BIMA [Dawson *et al.* 2006], SuZIE [Benson 2004], CBI [Sievers *et al.* 2009], Ryle [Grainge *et al.* 2002]. L'objectif de cette première génération a été la détection du signal tSZ en provenance d'amas déjà observés en X ou dans le visible. Des cartes d'effet tSZ pour quelques dizaines d'amas ont ainsi pu être produites et des spectres obtenus.

Des détections statistiques de l'effet tSZ ont aussi pu être réalisées à partir des données WMAP et ARCHEOPS [Hernández-Monteagudo *et al.* 2006].

La génération actuelle d'instruments dédiés à l'observation de l'effet tSZ se compose essentiellement de deux types de technologies. Des instruments d'imagerie à base de bolomètres dans le domaine millimétrique et des interféromètres radio. Pour des instruments basés au sol les interféromètres présentent l'avantage de mesurer des flux différentiels sur le ciel ce qui permet de s'affranchir des effets atmosphériques. Cependant ces derniers fonctionnent à une fréquence fixée.

Les bolomètres eux mesurent un flux total et sont facilement adaptables à différentes bandes de fréquence. En revanche il sont sensibles à la contamination atmosphérique.

Des interféromètres au sol ont déjà acquis des données (AMI [Zwart *et al.* 2011], SZA [Muchovej *et al.* 2007]), ces observations sont dédiées à des sondages très profonds à haute résolution angulaire sur de petites portions du ciel. En parallèle, plusieurs expériences bolométriques au sol réalisent des mesures à plus haute fréquences (ACBAR [Runyan *et al.* 2003], Bolocam [Sayers *et al.* 2011], APEX [Halverson *et al.* 2009]) dédiées également à des sondages à haute résolution sur de petites portions du ciel.

Des expériences bolométriques plus performantes (ACT [Hincks *et al.* 2010], SPT [Staniszewski *et al.* 2009]), toujours au sol ont pu produire des séries de résultats de qualité, et permettent une plus grande couverture du ciel. ACT rapporte la détection en aveugle de 23 amas de galaxies dans un champ de vue de  $455 \text{ deg}^2$  dont 10 sont de nouveaux amas [Marriage *et al.* 2011], permettant de placer des contraintes sur  $\sigma_8 = 0.821 \pm 0.044$  et l'équation d'état de l'énergie noire  $w = -1.14 \pm 0.35$  [Dunkley *et al.* 2011]. SPT rapporte la détection de 224 amas de galaxies dans un champ de  $720 \text{ deg}^2$  incluant 117 nouveaux amas de galaxies. Cet échantillon combiné avec les résultats des expériences CMB+BAO+H0+SNe permet d'obtenir  $\sigma_8 = 0.807 \pm 0.027$  et  $w = -1.010 \pm 0.058$  [Reichardt *et al.* 2012]. SPT a aussi permis la détection d'amas à haut *redshift* ( $z = 1.322$ ) [Stalder *et al.* 2012], ainsi qu'un nouvel amas de galaxie détecté en parallèle de PLANCK [Story *et al.* 2011]. SPT a pu également contraindre le profil de pression des amas de galaxies [Plagge *et al.* 2010a] obtenant pour un modèle GFW les paramètres  $(\alpha, \beta, \gamma, c_{500}) = (1.0, 5.5, 0.5, 1.0)$ .

Enfin le satellite PLANCK lancé en 2009 avec une technologie bolométrique à très basse température a permis d'effectuer la première couverture complète du ciel sensible à l'effet tSZ (PLANCK *early results* et PLANCK *intermediate results*) et a déjà commencé à découvrir de nouveaux amas de galaxies : plus d'un millier d'amas détectés à partir des données PLANCK sont attendus. De façon plus prospective, des caméras à base de KIDs (Kinetic Inductance Detectors) [Boudou *et al.* 2012] offrent une voie de développement pour la future mesure de l'effet tSZ grâce à de grandes matrices de détecteurs.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'expérience PLANCK (voir chapitre 3) et présentera les résultats obtenus sur l'effet tSZ (voir partie IV) grâce aux mesures de haute précision réalisées par le satellite PLANCK au cours de ces 3 dernières années.

### 2.3.6 Amas et cosmologie

Les amas de galaxies représentent un outil clef pour la compréhension du cosmos au même titre que les anisotropies du CMB ou l'étude des supernovæ de type Ia. La figure 2.2 illustre la complémentarité entre ces différentes observables. Une revue de applications cosmologiques de l'effet SZ peut être trouvée dans [Carlstrom *et al.* 2002].

Les amas de galaxies ayant un temps de formation de l'ordre de l'âge de l'univers, Ils constituent de véritables laboratoires d'étude de la formation des structures. Ils forment le lien entre l'astrophysique et la cosmologie. Ce sont des objets récents dont nous avons sous les yeux de nombreux stades de leur formation, permettant ainsi de remonter à l'évolution de densité de la matière au cours de l'histoire de l'Univers [Moscardini *et al.* 2002, Diaferio *et al.* 2003].

Les amas de galaxies constituent les plus importantes concentrations de matière dans l'Univers, ils sont donc très sensibles aux paramètres cosmologiques, tout particulièrement aux paramètres régissant les mécanismes de formation des structures, telle que la densité totale de matière. En 1996, [Carlberg *et al.* 1996] obtiennent une estimation de  $\Omega_m = 0.24 \pm 0.05 \pm 0.09$ ,

respectivement erreurs statistiques et systématiques.

Une autre utilisation des amas de galaxies intervient dans les comptages  $\frac{dN}{dz}(z)$  [Oukbir & Blanchard 1992], donnant accès à la fonction de masse des amas de galaxies. L'expérience PLANCK tient une place toute particulière dans son aptitude à détecter l'effet tSZ et dans sa couverture totale du ciel avec une résolution angulaire jusqu'à 5 arcminutes. Récemment les résultats de ACT permettent d'obtenir  $\sigma_8 = 0.821 \pm 0.044$  [Dunkley *et al.* 2011], de même les résultats de SPT conduisent à  $\sigma_8 = 0.807 \pm 0.027$  [Reichardt *et al.* 2012]. Il est également possible d'utiliser ces sondages pour mesurer le spectre de puissance angulaire de l'effet tSZ, permettant ainsi un accès à la fonction de masse des amas de galaxies. Cette estimation ne souffre pas des mêmes biais de sélection que les estimations de cette fonction de masse sur la base d'un échantillon restreint d'amas de galaxies.

Au-delà de l'effet tSZ, l'effet kSZ permet de contraindre le *flux de circulation* (en anglais : *bulk flow*) des amas de galaxies par une mesure de leur vitesse dans le référentiel du CMB.

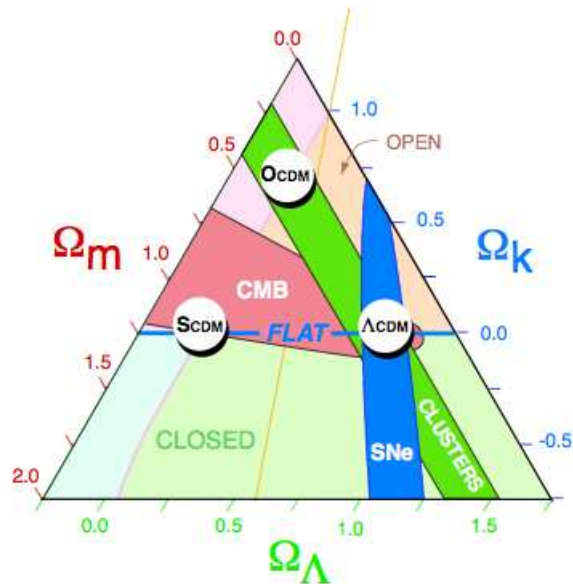


FIGURE 2.2 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques  $\Omega_m$  et  $\Omega_\lambda$  imposées par les anisotropies du CMB, les supernovæ de type Ia et les comptages d'amas de galaxies. Figure tirée de [Bahcall *et al.* 1999].

Deuxième partie

PLANCK : Des données brutes jusqu'aux  
cartes





# La mission satellite PLANCK

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Le satellite PLANCK</b>	<b>37</b>
3.1.1	Le satellite	38
3.1.2	La stratégie de pointage	38
3.1.3	Le plan focal	39
3.1.4	La cryogénie	40
<b>3.2</b>	<b>Les instruments LFI et HFI</b>	<b>40</b>
3.2.1	<i>Low Frequency Instrument</i> (LFI)	40
3.2.2	<i>High frequency Instrument</i> (HFI)	41
3.2.3	Objectifs scientifiques majeurs de PLANCK	42
<b>3.3</b>	<b>Les grandes étapes du traitement des données : des données brutes jusqu'aux cartes du ciel</b>	<b>42</b>
3.3.1	Traitement des données ordonnées en temps	43
3.3.2	Estimation du bruit	45
3.3.3	Étalonnage et construction des cartes	46
<b>3.4</b>	<b>Les émissions astrophysiques présentes dans le ciel submillimétrique et micro-ondes</b>	<b>48</b>
<b>3.5</b>	<b>La séparation de sources astrophysiques</b>	<b>50</b>
3.5.1	Modélisation des données	50
3.5.2	Les différentes approches	51

## 3.1 Le satellite PLANCK

L'expérience satellite PLANCK<sup>1</sup> [Tauber *et al.* 2010, Planck Collaboration *et al.* 2011e] est une mission de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Son lancement a été effectué de façon conjointe avec le satellite Herschel<sup>2</sup> le 14 mai 2009. Suite à son voyage jusqu'au point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil, situé à environ 1.5 million de kilomètres de la Terre, le satellite a entamé sa campagne de mesure. La mission nominale consistait en deux couvertures complètes du ciel effectuées en 7 mois chacune. Allant au-delà de cette mission, PLANCK a pu effectuer près de 5 couvertures complètes du ciel. Le 14 Janvier 2012, l'instrument hautes fréquences HFI [Lamarre *et al.* 2003] (autour duquel s'axe ce travail de thèse) a été arrêté, cependant la mission a été prolongée pour une année supplémentaire, pour l'instrument basses fréquences LFI [Bersanelli & Mandolesi 2000].

PLANCK est un satellite dédié à l'observation du ciel dans le domaine micro-onde et millimétrique. Il est composé de deux instruments HFI (*High Frequency Instrument*) et LFI (*Low Frequency Instrument*), il couvre une plage en fréquence sans précédent allant de 30 GHz à 857 GHz. L'objectif de cette mission est la mesure ultime des anisotropies primaires en température du

1. <http://www.rssd.esa.int/Planck>

2. <http://www.esa.int/SPECIALS/Herschel/index.html>

CMB, et la mesure des anisotropies en polarisation avec une précision inégalée. Sur l'essentiel du spectre de puissance ( $l < 2000$ ) des anisotropies en température du CMB les incertitudes seront dominées par la variance cosmique.

### 3.1.1 Le satellite



FIGURE 3.1 – Vue d'artiste du satellite PLANCK au point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil.

Le satellite PLANCK, présenté à la figure 3.1, est composé d'un télescope grégorien hors axe de 1,5 m de diamètre apparent. Ce diamètre correspond à l'association des diamètres des miroirs primaire (1.7 m) et secondaire (1.0 m), qui satisfait la condition de Mizuguchi-Dragon [Mizuguchi *et al.* 1978, Dragone 1982]. Ce dernier miroir permet l'acheminement de la lumière jusqu'aux deux instruments HFI et LFI. PLANCK comporte également :

- un senseur stellaire, qui permet de reconstruire le pointage du satellite avec une grande précision,
- trois ailettes de refroidissement permettant la séparation entre la partie chaude (chauffée par le rayonnement solaire et l'électronique) et la partie froide (instruments de mesure),
- un module de service renfermant l'électronique des instruments LFI et HFI, du satellite et des réservoirs à Hélium,
- une enceinte protégeant le satellite de la lumière parasite,
- des panneaux solaires servant à produire la puissance électrique.

Les données recueillies par le satellite sont communiquées durant une fenêtre de 3 heures par jour à une station de l'ESA en Australie avant d'être redirigées vers différents centres de calcul.

### 3.1.2 La stratégie de pointage

La stratégie de balayage du ciel par PLANCK consiste en de grands cercles sur le ciel qui sont effectués grâce à la rotation du satellite à une vitesse de rotation  $f_{spin}$  d'environ 1 rpm.

Le télescope pointe à 85 degrés de l'axe de rotation du satellite, et est dirigé dans la direction opposée à celle du soleil pour s'affranchir de toute pollution lumineuse. De façon à obtenir une

forte redondance d'observation, PLANCK effectue entre 40 et 60 balayages de la même région du ciel (dans la suite l'ensemble des 40-60 observations seront nommées *RINGS* et un balayage sera nommé *cercle*). Cette redondance sera un point clef pour la construction des cartes du ciel et l'estimation des erreurs instrumentales en réduisant autant que faire se peut les effets systématiques. Après l'observation d'un *RING* le satellite se décale d'environ 2 arcminutes pour observer un nouveau *RING*. Le senseur stellaire permet la reconstruction de la direction d'observation au cours du temps. Les écarts de pointage entre le senseur stellaire et le télescope sont estimés grâce à l'analyse des sources ponctuelles. Ceci garantit une précision de pointage de 20 et 10 secondes d'arcs [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a] respectivement dans la direction perpendiculaire au sens du balayage et dans la direction du balayage.

### 3.1.3 Le plan focal

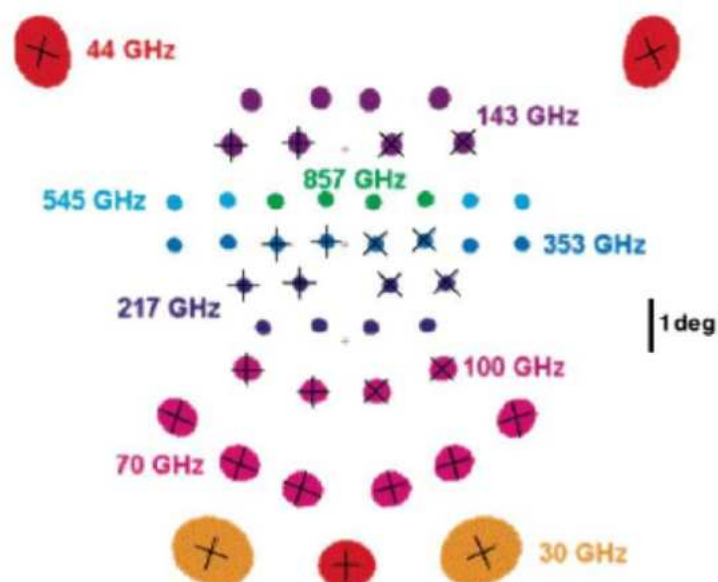


FIGURE 3.2 – Schéma du plan focal du satellite PLANCK où sont disposés les différents détecteurs des deux instruments LFI et HFI. Les instruments polarisés sont représentés par des traits noirs, l'orientation du trait noir indique l'axe de polarisation auquel est sensible le détecteur.

La lumière redirigée par le télescope arrive sur le plan focal où sont disposés les différents détecteurs de mesure des instruments HFI et LFI. Un schéma de ce plan focal est présenté à la figure 3.2. Les détecteurs d'HFI sont disposés au centre du plan focal, ceux de LFI sont repartis à la périphérie. Les détecteurs d'une même bande de fréquence sont disposés sur une ou deux lignes et sont espacés par une distance équivalente au demi lobe instrumental attendu. Chaque ligne du plan focal est quant à elle séparée de 30 minutes d'arc<sup>3</sup>. Pour l'acquisition des données, les différents détecteurs du plan focal sont agencés en *ceintures*. Cet agencement a été effectué de sorte que la perte d'une "ceinture" n'entraîne qu'une perte minimale d'information répartie entre les différentes bandes de fréquences, lesquelles sont donc par là même réparties entre les différentes *ceintures*.

3. [http://www.rssd.esa.int/SA/PLANCK/docs/Bluebook-ESA-SCI\\_2005\\_V2.pdf](http://www.rssd.esa.int/SA/PLANCK/docs/Bluebook-ESA-SCI_2005_V2.pdf)

### 3.1.4 La cryogénie

L'une des principales innovations et la raison de la performance du satellite PLANCK réside dans son système cryogénique permettant aux différents détecteurs de travailler à très basse température assurant une grande sensibilité de mesure.

Le système de refroidissement de l'instrument PLANCK est composé de trois étages actifs et d'un système passif, lequel est assuré par les ailettes de refroidissement (*V-grooves*) présentes sur le satellite. Ce refroidissement passif permet d'atteindre une température d'environ 50 K. Le refroidissement actif est quant à lui constitué de quatre étages principaux :

- étage à 18 K : cette température est atteinte grâce à un système de détente en cycle fermé d'hydrogène appelé *sorption cooler* [Bhandari *et al.* 2000]. Ce système opère par une succession de détentes Joule-Thomson utilisant de l'hydrogène. Cet étage fournit la température de fonctionnement de l'instrument LFI et la première étape de refroidissement pour l'instrument HFI, la température moyenne de cet étage est de 18.2K [Planck Collaboration *et al.* 2011f].
- étage à 4 K : la température de 4.75 K [Planck Collaboration *et al.* 2011f] est atteinte par une expansion Joule-Thomson en cycle fermée à base d'Hélium 4 [Bradshaw & Orłowska 1997, Lamarre *et al.* 2010]. Ce système contrairement au premier, contient des parties mobiles et produit des vibrations plus importantes. Les compresseurs ont été placés de telle sorte que les vibrations produites soit en opposition de phase afin de les limiter (nous verrons cependant que ces vibrations se retrouvent dans les données en temps issues du satellite, ce qui devra être traité).
- étage à 1.4 K et 100 mK : le refroidissement final, donnant la température de fonctionnement de HFI (à 100 mK) est opéré par un système de dilution en cycle ouvert d' $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$  [Benoît *et al.* 1994]. Les températures moyennes sont respectivement 1.393 K et 0.1028 K [Planck Collaboration *et al.* 2011f].

## 3.2 Les instruments LFI et HFI

### 3.2.1 *Low Frequency Instrument* (LFI)

L'instrument basses fréquences LFI [Bersanelli & Mandolesi 2000, Mennella *et al.* 2011] est composé de 22 radiomètres multifréquences avec une amplification très peu bruitée basée sur des transistors cryogéniques InP HEMTs (Indium Phosphide High-Electron-Mobility Transistors). En utilisant des radiomètres centimétriques dans la lignée des expériences DMR de COBE et WMAP et en travaillant à 18K, LFI permet une mesure de précision dans trois bandes de fréquences distinctes centrées respectivement à 30, 44 et 70 GHz. Il est composé de 11 paires de détecteurs polarisés : 4 radiomètres à 30 GHz, 6 à 44 GHz et 12 à 70 GHz. Les principales caractéristiques de l'instrument LFI sont présentées au tableau 3.1 [Mennella *et al.* 2011].

La température est estimée par la mesure du différentiel entre le signal observé sur le ciel et un corps noir de référence fourni par l'étage de refroidissement à 4K de HFI.

La mesure à 70 GHz est celle qui revêt le plus d'importance dans le cadre de l'étude du CMB avec LFI. En effet, c'est à cette fréquence que les avant-plans galactiques (que nous présenterons à la fin de ce chapitre) seront les plus faibles par rapport au CMB. Cependant du fait de sa résolution angulaire limitée ( $\simeq 13$  arcminutes à 70 GHz), l'instrument LFI ne sera pas le plus adapté à la mesure des anisotropies du CMB aux plus petites échelles angulaires.

TABLE 3.1 – Caractéristiques principales de fonctionnement de l’instrument LFI en vol [Mennella *et al.* 2011]

Fréquences centrales (GHz)	30	40	70
Paires de radiomètres polarisés	2	3	6
Résolution angulaire (FWHM en armin)	$32.65 \pm 1.28$	$27.92 \pm 1.05$	$13.10 \pm 0.17$
Ellipticité	1.28	1.26	1.27
Sensibilité ( $\mu K.s^{1/2}$ )	146.8	173.1	152.6

TABLE 3.2 – Caractéristiques principales de fonctionnement de l’instrument HFI en vol [Planck HFI Core Team *et al.* 2011b]

Fréquences centrales (GHz)	100	143	217	353	545	857
Bolomètres non polarisés	0	4	4	4	4	4
Bolomètres polarisés	8	8	8	8	0	0
Résolution angulaire (FWHM en armin)	$9.37 \pm 0.06$	$7.10 \pm 0.10$	$4.66 \pm 0.06$	$4.45 \pm 0.05$	3.80	3.67
Ellipticité	1.17	1.05	1.11	1.16	1.03	1.04
Sensibilité ( $\mu K.s^{1/2}$ )	22.98	20.26	30.95	113.1	814.0	23798

### 3.2.2 High frequency Instrument (HFI)

L’instrument hautes fréquences HFI [Lamarre *et al.* 2010, Planck HFI Core Team *et al.* 2011b] est sensible dans 6 bandes de fréquences différentes centrées à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz, avec une résolution angulaire allant de 10 à 5 arcminutes. L’instrument HFI est constitué de 52 bolomètres, constitués d’une grille conductrice reliée à des thermomètres sensibles à de faibles variations de température. Les grilles conductrices de chaque bolomètre reposent sur un support en Silicium isolé thermiquement.

Soumis à un rayonnement, la grille transforme ce dernier en chaleur qui sera mesurée par un thermomètre en germanium [Bock *et al.* 1995, Lamarre *et al.* 2003, Jones *et al.* 2003]. Cette technologie avait déjà été employée avec succès et a prouvé son efficacité lors des expériences Archeops [Benoît *et al.* 2002], BOOMERanG [Crill *et al.* 2003] et Maxima [Rabii *et al.* 2006].

La taille du maillage de ces détecteurs définit la limite basse de la longueur d’ondes auxquelles le bolomètre est sensible. La configuration en maille permet de réduire la section efficace d’impact avec les rayons cosmiques.

Les bolomètres de l’instrument HFI sont limités par le bruit de photons qui est égal aux autres sources de bruit : phonons (proportionnel à la température), Johnson (lié aux variations de tension aux bornes des thermomètres), FET (produit par la chaîne de lecture) auquel s’ajoute le bruit provoqué par les vibrations mécaniques et le bruit basse fréquence dû aux dérives thermiques.

Vingt des cinquante-deux bolomètres possèdent un maillage disposé en toile d’araignée (dit SWB pour *Spider Web Bolometer*). Ils sont uniquement sensibles à l’intensité totale. Trente-deux bolomètres polarisés (dits PSB : *Polarisation Sensitive Bolometers*) sont sensibles à un seul axe de polarisation linéaire. Ils sont montés par paires, ayant des axes de polarisation orthogonaux sur un même emplacement du plan focal. La grille est constituée de fils d’or parallèles. Les axes de polarisation entre deux emplacements sur le plan focal sont également tournés de 45 degrés pour permettre une reconstruction des paramètres de Stockes, qui nécessite au moins trois axes de polarisation distincts.

L’instrument HFI possède également 2 bolomètres aveugles (identiques à des bolomètres SWBs à 217 GHz) utilisés pour contrôler les effets thermiques. Les principales caractéristiques de l’instrument HFI sont présentées dans le tableau 3.2.

### 3.2.3 Objectifs scientifiques majeurs de PLANCK

Avec une résolution angulaire 3 fois supérieure à celle de WMAP et un rapport signal sur bruit plus grand d'un ordre de grandeur ainsi qu'une couverture en fréquences bien plus large (tout particulièrement à hautes fréquences avec l'instrument HFI), PLANCK aura accès à une quantité d'information bien plus vaste concernant la température et la polarisation du CMB. PLANCK pourra ainsi fournir des avancées majeures dont les principales sont listées ci après :

- L'estimation des paramètres cosmologiques par l'étude des anisotropies du CMB en température. La mesure du spectre de puissance à très haut  $l$  permettra de contraindre les paramètres  $\Omega_b$  et  $\Omega_\Lambda$  avec une précision d'un ordre de grandeur supérieur aux mesures existantes.
- L'estimation des paramètres cosmologiques par l'étude des anisotropies du CMB en polarisation. Ceci permettra tout particulièrement de contraindre l'histoire de l'ionisation de l'Univers et placer des contraintes sur les modèles d'inflation [Baumann *et al.* 2009].
- Les anisotropies secondaires du CMB : PLANCK permettra ainsi l'étude de l'effet de lentille gravitationnelle [Seljak & Zaldarriaga 2000], de l'effet Sachs Wolf intégré [Sachs & Wolfe 1967] ainsi que les effets Sunyaev-Zel'dovich thermique et cinétique [Zeldovich & Sunyaev 1969]. Nous nous focaliserons sur l'effet tSZ au cours de cette thèse.
- L'étude des émissions diffuses d'avant-plans galactiques. L'accès à une plus grande gamme de fréquences offre la possibilité d'étudier les différentes composantes de l'émission diffuse galactique telle que le synchrotron, le *bremssstrahlung*, la poussière thermique, l'émission anormale de poussière et les émissions moléculaires comme le CO [Planck Collaboration *et al.* 2011k, Planck Collaboration *et al.* 2011m, Planck Collaboration *et al.* 2011b].
- L'étude des sources ponctuelles galactiques et extragalactiques [Planck Collaboration *et al.* 2011g, Planck Collaboration *et al.* 2011h] et le Fond Diffus Infrarouge (FDI ou CIB pour *Cosmic Infrared Background*) [Planck Collaboration *et al.* 2011l].

## 3.3 Les grandes étapes du traitement des données : des données brutes jusqu'aux cartes du ciel

Cette section liste les plus grandes étapes de l'analyse appliquée aux données ordonnées en temps, une description détaillée peut être trouvée dans [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a]. La figure 3.3 présente ces étapes sous forme d'un schéma récapitulatif. Je ne détaillerai ici que l'analyse des données de l'instrument HFI [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a]. Une description détaillée du traitement de données dans le cadre de l'expérience LFI peut-être trouvée dans [Zacchei *et al.* 2011]. Le traitement des données est divisé en différentes étapes appelées "levels". Le premier, L1, transforme les données brutes du satellite en données brutes ordonnées en temps. Le second, L2, comprend la construction des cartes du ciel à partir des données brutes en temps, leur caractérisation et un modèle de l'instrument (IMO). L2 est le cœur du processus de traitement de données où les effets systématiques sont identifiés et ensuite corrigés. Finalement, le niveau L3 comprend la séparation de composantes visant à la construction de cartes par émission physique, la construction de catalogues de sources et leur caractérisation scientifique. Nous allons dans cette section décrire le traitement des données au sein de L2 auquel j'ai participé au cours de cette thèse.

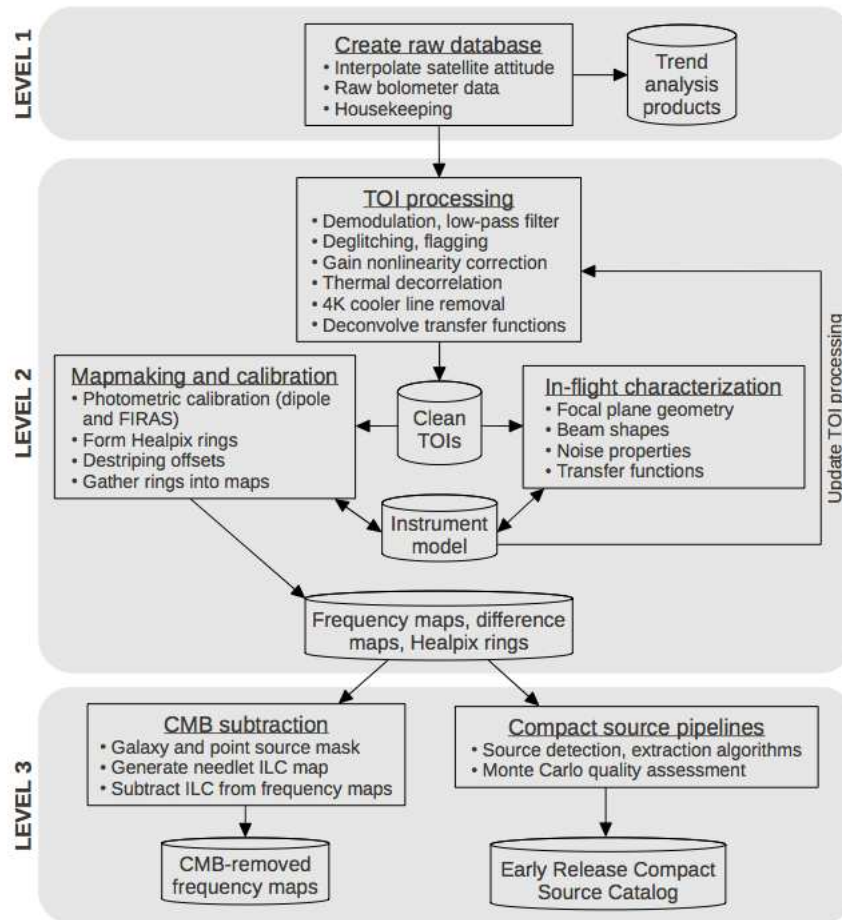


FIGURE 3.3 – Schéma du traitement des données appliqué aux données de l'instrument HFI de PLANCK. L'analyse est séparée en trois niveaux distincts L1, L2 et L3, qui sont détaillés dans le texte. Figure tirée de [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a].

### 3.3.1 Traitement des données ordonnées en temps

Le traitement des données ordonnées en temps, TOI (*Time Ordered Information*), vise à nettoyer et étiqueter les TOIs, en vue de leur utilisation dans la suite de l'analyse de données. Les étapes clés du traitement des TOIs sont : (1) démodulation, (2) détection et soustraction de la contamination par les rayons cosmiques, (3) correction des effets non linéaires, conversion entre les unités instrumentales (Volts) et les unités physiques (puissance absorbé en Watts), (4) décorrélation des effets thermiques, (5) corrections des effets systématiques induits par les vibrations dans l'étage à 4 K, (6) deconvolution de la réponse en temps du bolomètre, (7) filtrage. La description qui suit correspond au traitement appliqué aux données utilisées pour les *Planck Early Papers* et qui est décrit dans [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a]. Le traitement des données pour les *Planck Intermediate Papers* qui constituent le cœur de cette thèse est très similaire. Certaines modifications effectuées sont décrites au chapitre 4.

#### Démodulation du signal

Les données bolométriques de PLANCK sont acquises à une fréquence de  $f_{\text{samp}} = 180.3737$  Hz et sont modulées à  $f_{\text{mod}} = f_{\text{samp}}/2$  de manière à diminuer la contribution du bruit basse fréquence. Dans une première étape cette modulation est corrigée.



### Correction de la contamination par les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques, au point de Lagrange L2 où se trouve PLANCK, comprennent deux composantes principales : une composante solaire de faible énergie ( $\simeq \text{keV}$ ) et une composante galactique de haute énergie (de 300 MeV à 1 GeV) [Shikaze *et al.* 2007]. HFI n'est pas sensible aux rayons cosmiques de basse énergie, c'est donc la composante galactique qui sera source de contamination. De plus la mission PLANCK s'est déroulée durant le plus fort minimum d'activité solaire du siècle [McDonald *et al.* 2010], ce qui malheureusement implique que la composante Galactique des rayons cosmiques est donc à son maximum. Le nombre de rayons cosmiques dans les données PLANCK [Planck Collaboration *et al.* 2011f] est environ 10 fois supérieur au nombre de cosmiques observés dans la mission Archeops [Macías-Pérez *et al.* 2007]. Dans le cas de PLANCK, les cosmiques détectés ont plusieurs sources : soit une interaction directe avec la grille du bolomètre, soit probablement une interaction avec le support en silicium (qui constitue la majeure partie des cosmiques détectés) [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a, Planck HFI Core Team *et al.* 2011b]. L'interaction d'un rayon cosmique avec un bolomètre de PLANCK produit un *glitch*, qui est une augmentation soudaine du signal avec une relaxation plus lente. Plusieurs populations de *glitch* ont été ainsi identifiées, en fonction des constantes de temps associées au signal (très longues, longues et courtes). Les cosmiques sont détectés en utilisant la redondance du satellite PLANCK qui observe entre 40 et 60 fois successivement le même endroit du ciel. Étant donné le grand nombre d'impacts dans les données PLANCK, une suppression des données affectées n'est pas envisageable. Les rayons cosmiques sont donc soustraits en utilisant un modèle ajusté sur chacune des populations de *glitches*. Ainsi seule la partie initiale du *glitch* est masquée. Au total entre 9 et 15 % des données sont inutilisées à cause de la contamination par des rayons cosmiques.

### Conversion d'unités

Il convient d'effectuer la conversion entre les Volts mesurés par le bolomètre et la puissance en Watts absorbée par ce dernier. Le facteur de conversion typique entre Volts et Watts est de l'ordre de  $10^9 \text{ V/Watt}$ . Les bolomètres sont des détecteurs dont la réponse n'est pas linéaire. En pratique ceci est fait en utilisant un modèle pour le gain et la variation lente du gain est corrigée en utilisant des paramètres mesurés au sol [Pajot *et al.* 2010] et en vol [Planck Collaboration *et al.* 2011f]. Les effets non linéaires deviennent importants pour les planètes et en particulier pour Jupiter.

### Décorrélation des effets thermique

La principale source de fluctuations thermiques dans les TOIs de HFI provient de l'étage à 100 mK qui est contrôlé par 4 thermomètres. Cependant les données des thermomètres sont trop contaminées par les *glitches* pour être exploitables. Les fluctuations thermiques sont alors estimées à partir des deux bolomètres aveugles après avoir soustrait la contribution des rayons cosmiques et lissé le signal à 2 minutes. Les fluctuations thermiques sont donc soustraites en effectuant une décorrélation à partir des TOIs patrons de fluctuations thermiques issues des bolomètres aveugles.

### Les vibrations mécaniques

La machine mécanique de refroidissement à 4 K induit du bruit dans les bolomètres par inférence électromagnétique et couplage. La fréquence de fonctionnement principale de la machine à 4 K, 40.0834 Hz est bloquée avec la fréquence de modulation du signal. Les effets systématiques induits apparaissent dans le spectre de puissance de la TOIs à des fréquences prédictibles et avec

une amplitude supérieure d'un ordre de grandeur ou plus par rapport au bruit. Les modes de Fourier associés à ces fréquences sont alors soustraits. Cependant le signal astrophysique peut avoir un impact et introduire des rebonds dans les cartes. Cet effet a été corrigé en interpolant les modes de Fourier par *RING* lorsque la fréquence de rotation du satellite est un multiple exacte de la fréquence de modulation.

### Déconvolution de la fonction de transfert en temps des bolomètres

La déconvolution est effectuée dans l'espace de Fourier. La fonction de transfert en temps est déterminée à partir des mesures au sol [Lamarre *et al.* 2010] et des mesures en vol avec les observations de Mars en utilisant un modèle à 10 paramètres  $H_{10}(f) = H_{bolo} \times H_{res} \times H_{filter}$ ,  $H_{bolo} = \sum_{i=1,3} \frac{a_i}{1+j2\pi\tau_i}$ . Ce modèle rend compte de la propagation de la chaleur dans le bolomètre avec 6 paramètres,  $(a_i, \tau_i)$ .  $H_{res} = \frac{1+p_7(2\pi f)^2}{1-p_8(2\pi f)^2+jp_9(2\pi f)}$ , avec 3 paramètres libres ( $p_7, p_8$  and  $p_9$ ), et  $H_{filter} = \frac{1-(f-f_{mod})^2}{1-p_{10}(2\pi f)^2+j(f/6)^2}$  avec 1 paramètre ( $p_{10}$ ) décrivant l'électronique. En plus un filtre passe bas d'une largeur de 5 Hz est appliqué à l'inverse de la fonction de transfert en temps pour prévenir de l'augmentation du bruit à haute fréquence suite à la déconvolution.

### Filtrage du signal

Un filtre passe-bas est appliqué aux données pour supprimer la fréquence de modulation à 90.19 Hz. Ce filtre passe bas est adapté à chaque détecteur. Les critères d'optimisation de ce filtre visent à avoir exactement 0 à la fréquence de modulation, à empêcher une augmentation de la taille du lobe instrumental dans la direction d'observation (moins de 20 % supérieure à celle dans le sens orthogonal) et à réduire l'augmentation de bruit à haute fréquences due à la déconvolution de la réponse en temps du bolomètre. Il a été trouvé que des filtres de Kaiser avec 13 points offrent un bon compromis à 100 et 143 GHz, pour 217 et 353 GHz des filtres à 21 points sont utilisés et des filtres à 3 points pour 545 et 857 GHz.

### Estimation du bruit et étiquetage des *RINGs*

Avant de projeter les TOIs nettoyées, il convient de vérifier que ces dernières sont de bonne qualité, et d'étiqueter les *RINGs* qui présentent des anomalies de sorte qu'ils ne soient pas projetés sur les cartes et ne contaminent pas le signal astrophysique.

#### 3.3.2 Estimation du bruit

La qualité des *RINGs* peut-être contrôlée à partir des propriétés du bruit dans chacun d'eux. Afin de construire une estimation du bruit au sein d'un *RING*, nous utilisons la redondance des observations du satellite qui observe entre 40 et 60 fois la même région du ciel de façon consécutive. À partir de ces observations redondantes il est possible de construire une estimation du signal astrophysique du ciel avec un meilleur rapport signal sur bruit. Une fois cette estimation produite, il est possible de la soustraire à chacun des cercles ayant servi à sa construction. Le signal astrophysique sur le ciel étant constant, on s'attend à soustraire la totalité du signal astrophysique, ne laissant que le bruit présent dans les données en temps. Cette estimation du bruit contient donc tout ce qui dans la TOIs n'est pas stationnaire d'un cercle au suivant. Ainsi les effet systématiques qui ne sont pas en phase avec la stratégie de pointage apparaissent de façon plus marquée dans ces estimations du bruit qui sont nettoyées du signal astrophysique.

## Modélisation du bruit

Le bruit que l'on observe dans les données en temps peut essentiellement être décomposé en deux parties : une composante dite *blanche* dont le spectre de puissance en fréquence est globalement constant en fonction de la fréquence, aux effets de filtrage et de déconvolution appliqués près ; et une composante dite *rouge* qui présente une dépendance en  $1/f$ . La figure 3.4 présente le spectre de puissance moyen du bruit pour le bolomètre 143-5 mesuré sur une plage de 200 *RINGs*. On y observe clairement les deux contributions citées précédemment, la contribution basse fréquence en dessous de 0.2 Hz et la composante *blanche* du bruit entre 0.2 et 90 Hz, qui montre clairement les effets des filtrages. On observe également les raies 4K qui sont soustraites et apparaissent comme des décroissements de puissance dans le spectre de puissance.

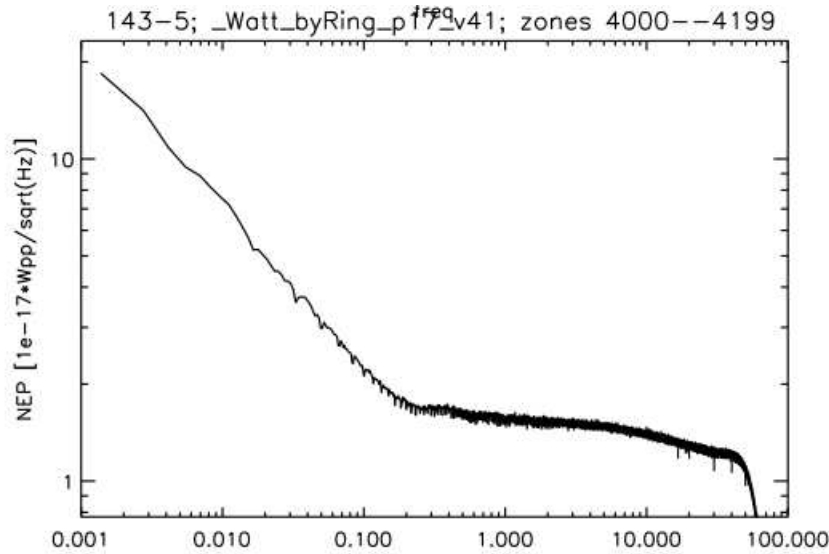


FIGURE 3.4 – Spectre de puissance du bruit pour le bolomètre 143-5, représentant la puissance en fonction de la fréquence (en Hz).

### Étiquetage des *RINGs*

Les anomalies que l'on rencontre dans les estimations du bruit présent dans les *RINGs* peuvent se classer en deux catégories distinctes. D'une part les anomalies qui ne sont pas directement liées au bruit, telles que les résidus de *glitches*, les résidus de planètes, les dérives thermiques, les sauts dans la ligne de base du *RING* et le RTS (*Random Telegraphic Signal*). Ce dernier consiste en une succession de transitions entre 2 ou plusieurs états stables pour la ligne de base du *RING* ou, les anomalies qui sont directement rattachées au bruit lui-même, principalement la variation du niveau de bruit au cours du temps.

Au chapitre 4 nous nous intéresserons tout particulièrement au RTS et aux sauts de ligne de base ainsi qu'à la stationnarité du bruit. Les méthodes d'étiquetage et de correction de ces effets systématiques seront donc discutées dans ce chapitre.

### 3.3.3 Étalonnage et construction des cartes

Dans cette section nous discuterons l'étape d'étalonnage et la construction des cartes (le *map-making*) à partir des TOIs nettoyées et étiquetées via les procédés décrits précédemment.

### Étalonnage

L'étalonnage des données de l'instrument HFI est basé sur des sources étendues. À basses fréquences ( $\leq 353$  GHz), les composantes solaires et orbitales du dipôle sont utilisés comme étalons absolus. À hautes fréquences (545 et 857), l'émission de la Galaxie est utilisée. L'étalonnage sur le dipôle est effectuée au niveau des *RINGS* plutôt qu'au niveau des cartes. Le gain est déterminé pour chaque période où le pointage est stable par minimisation du  $\chi^2$  en supposant que chaque échantillon des données en temps peut être modélisé comme  $m = g_d I_d + g_g T_g + C + \text{bruit}$ .  $I_d$  est le signal du dipôle (solaire plus orbital) qui est construit à partir de la mesure du dipôle solaire par WMAP [Hinshaw *et al.* 2009].  $g_d$  est le facteur de gain à déterminer,  $C$  est une constante, la galaxie est modélisée en utilisant une carte patron  $T_g$  de l'émission de poussière galactique extraite du *Planck Sky Model* (PSM) [Delabrouille *et al.* 2012]. Pour chaque *RING*, les paramètres  $g_d$ ,  $g_g$  et  $C$  sont ajustés. La limitation principale de cette approche est la contamination par les autres émissions galactiques. Pour les bolomètres sensible à la polarisation, la polarisation des émissions d'avant-plans et en particulier de la poussière est encore relativement peu connue, et limite les performances de cette méthode. À hautes fréquences l'étalonnage est effectué en utilisant les données FIRAS [Mather *et al.* 1990], en ajustant un spectre de corps noir modifié aux mesures et en extrapolant ce spectre aux fréquences d'observations de PLANCK. L'étalonnage absolu des données PLANCK est meilleur que 2% à basses fréquences et meilleur que 7% à hautes fréquences [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a].

### La construction des cartes : le *Map-making*

Le *map-making* correspond à la procédure de construction des cartes du ciel pour les trois grandeurs  $I$ ,  $Q$  et  $U$  à partir des données en temps mesurées par les bolomètres d'HFI où des radiomètres de LFI. Chacun de ces bolomètres mesure la brillance de surface du ciel, dans une direction donnée, convoluée avec un lobe instrumental. Le vecteur de données ordonnées en temps,  $\mathbf{d}$ , peut dès lors être modélisé comme la somme du signal physique issue du ciel convolué  $\mathbf{T}$ , et du bruit instrumental  $\mathbf{n}$ . Chaque échantillon des TOIs peut s'écrire comme la combinaison linéaire des trois grandeurs de Stokes  $I$ ,  $Q$  et  $U$ , avec des poids dépendant à la fois des propriétés du bolomètre et de la stratégie de couverture du ciel du satellite, comme suit

$$d_t = I_p + \rho Q_p \cos(2\psi_t) + \rho U_p \sin(2\psi_t) + n_t, \quad (3.1)$$

avec  $(I_p, Q_p, U_p)$  les paramètres de Stokes convolués par le lobe de l'instrument, au pixel du ciel  $p$ ,  $\rho$  est le degré de polarisation (proche de zéro dans le cas d'une mesure de l'intensité totale, proche de un dans le cas d'une mesure de la polarisation selon un axe privilégié), et  $\psi_t$  est l'angle de polarisation du détecteur considéré, qui dépend donc du système de référence au pixel  $p$  au temps  $t$ .

Le modèle précédent peut également s'écrire :

$$\mathbf{d} = \mathcal{A} \cdot \mathbf{T} + \mathbf{n}. \quad (3.2)$$

La matrice de pointage  $\mathcal{A}$ , de taille  $N_s \times N_p$ , lie chacun des échantillons de données ordonnées en temps  $s$  à un pixel correspondant sur le ciel  $p$ .

La solution la plus générale pour inverser ce problème, et produire des cartes  $(I, Q, U)$  est obtenue en maximisant la fonction de vraisemblance des données pour un modèle de bruit donné.

$$\hat{\mathbf{T}} = (\mathbf{A}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{A})^{-1} \cdot \mathbf{A}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{d} \quad (3.3)$$

$$\mathcal{N} = (\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{N}^{-1} \cdot \mathbf{A})^{-1}. \quad (3.4)$$

avec  $\mathbf{N}$  la matrice de covariance du bruit dans la TOI.

Plusieurs approches peuvent être utilisées pour résoudre ce problème, l'inversion directe de la matrice de covariance [Borrill 1999], ou encore des systèmes itératifs [Prunet *et al.* 2000, Doré *et al.* 2001, Cantalupo *et al.* 2010]. Dans le cadre de l'expérience HFI c'est une approche par destriage qui a été utilisée [Tristram *et al.* 2011].

Le destriage, développé pour la mission PLANCK, vise à simplifier le problème du map-making dans le cas d'expériences possédant une très forte redondance. Cette technique a fait l'objet de nombreux développements [Delabrouille 1998, Burigana *et al.* 1999]. Le bruit basse fréquence peut être modélisé comme une unique ligne de base par *RING* si la fréquence dite  $f_{knee}$  (fréquence pour laquelle le bruit basse fréquence en  $1/f$  est équivalente au *bruit blanc*) est plus petite que  $f_{spin}$ . Cette méthode a été aussi adaptée à des expériences au sol ou en ballon [Patanchon *et al.* 2008, Sutton *et al.* 2010].

### Estimation du bruit dans les cartes

La redondance d'observation de PLANCK permet également de produire une estimation du bruit présent dans les données une fois projetées sur le ciel. Nous avons vu précédemment qu'il était possible de faire une estimation du bruit au niveau de la TOI, cependant une telle estimation ne peut rendre compte du bruit dans les cartes que via des simulations d'un grand nombre de TOIs de bruit, ce qui est très coûteux en terme de calcul. Alternativement pour obtenir une estimation du bruit sur les cartes, on résout le *map making* pour plusieurs sous-ensembles des données. Différents sous-ensembles peuvent être construits selon que l'on cherche une estimation du bruit ou une estimation des systématiques :

- sous-ensembles de détecteurs (les détecteurs d'une même fréquence sont séparés en deux groupes).
- sous-ensembles de couverture (PLANCK a effectué près de 5 couvertures complètes du ciel, on peut donc comparer ses différentes mesures indépendamment).
- sous-ensembles de cercles (les *RINGS* sont divisés en deux parties d'environ 20 - 30 cercles, chacune étant projeté indépendamment).

Utiliser des sous-ensembles de couverture permet une estimation des systématiques produit par la stratégie de pointage. Le pointage des couvertures 1 et 3 ainsi que 2 et 4 étant respectivement les mêmes, ces effets systématiques sont principalement dus aux erreurs sur la réponse en temps des détecteurs.

Utiliser des sous-ensembles de cercles dans un même *RING* permet d'avoir une estimation performante du bruit, la stratégie de pointage et le détecteur étant les mêmes pour les 2 sous-parties du *RING*. C'est cette dernière approche qui sera utilisée pour rendre compte du niveau de bruit présent dans les cartes. Nous utiliserons ainsi la différence entre les cartes construites à partir de la première et de la seconde moitié d'un *RING* séparément afin de soustraire le signal astrophysique ne laissant que le bruit. Dans la suite ces estimations du bruit seront référencées sous le nom de cartes Jack-Knife. De telles cartes présentent un intérêt majeur pour la caractérisation des erreurs dans l'analyse de données des cartes HFI.

## 3.4 Les émissions astrophysiques présentes dans le ciel submillimétrique et micro-ondes

Aux anisotropies du CMB (voir chapitre 1) viennent s'ajouter d'autres émissions astrophysiques qui émettent dans la même gamme de longueur d'ondes que le CMB. Ces sources de

contamination peuvent se séparer en deux catégories, les avant-plans galactiques et les avant-plans extragalactiques. Ci-dessous une brève description des avant-plans majeurs dans le cas de l'étude du CMB.

- **L'atmosphère terrestre** : dans le cas où l'observation est effectuée à partir d'un télescope au sol, le signal est pollué par les émissions et absorptions de l'atmosphère terrestre. L'émission de l'atmosphère varie spatialement en fonction de l'élévation et plus localement à cause des turbulences. Ces turbulences sont majoritairement présentes à basses fréquences spatiales [Smoot *et al.* 1987]. Ceci a pour effet de rendre difficile la mesure des anisotropies du CMB à grandes échelles angulaires. De plus les émissions de l'atmosphère augmentent avec la fréquence.
- **Objet du Système solaire (SSO)** : le principal contaminant présent dans le système solaire est le Soleil ainsi que les planètes. Cependant les planètes sont souvent utilisées pour l'étalonnage et la mesure du lobe instrumental. De plus les planètes bougeant avec le temps, la fraction de ciel qu'elles obstruent peut tout de même être observée à une date différente. À ceci s'ajoute des objets comme les astéroïdes, les comètes ou encore la lumière zodiacale. Cette dernière est produite par l'émission de grains de poussières en équilibre thermique avec le Soleil dans le système solaire à environ 240-280 K [Maris *et al.* 2006].
- **Rayonnement synchrotron** : le champs magnétique galactique de quelques  $\mu\text{G}$  est en mesure d'accélérer des électrons à des vitesses relativistes, qui en spiralant autour des lignes de champs magnétique émettent un rayonnement de type synchrotron. L'intensité, le degré de polarisation et le spectre électromagnétique de cette émission dépendent de l'intensité et de la direction du champ magnétique galactique ainsi que de la distribution en énergie des électrons [Rybicki & Lightman 1979]. En température d'antenne, le synchrotron suit une loi de puissance avec un indice spectral variant entre -2.7 et -3.0 [Kogut *et al.* 2003].
- **Poussières chaudes** : cette émission est produite, dans le milieu interstellaire, par des grains de poussières ayant une taille inférieure à  $0.2 \mu\text{m}$ . Ils sont chauffés par les étoiles avoisinantes et réémettent cette énergie thermiquement [Desert *et al.* 1990, Boulanger *et al.* 1996] aux fréquences d'intérêts pour le CMB. Cette émission thermique peut être modélisée par une loi de corps noir modifiée [Desert *et al.* 1990, Finkbeiner *et al.* 1999] avec une température typique comprise entre 15 et 20 K pour un indice spectral de 1.8 [Planck Collaboration *et al.* 2011k]. Ce processus est dominant aux fréquences supérieures à 150 GHz et est polarisé à hauteur d'environ 10% [Ponthieu *et al.* 2005, Benoît *et al.* 2004].
- **Émission *bremssstrahlung*** : dû à l'interaction entre les électrons libres présents dans le milieu interstellaire avec les ions, un rayonnement de freinage (*bremssstrahlung*) est émis. Exprimé en température d'antenne, cette émission est bien représentée par une loi de puissance avec un exposant presque constant qui vaut -2.1. Cette émission est dominée à basses fréquences ( $< 50 \text{ GHz}$ ) par le synchrotron et à haute fréquence ( $> 150 \text{ GHz}$ ) par la poussière. Cette émission est donc particulièrement dure à isoler de façon claire [Bennett *et al.* 2003b]. Afin de tracer cette émission on utilise généralement la raie  $H_\alpha$  de l'hydrogène qui trace les régions où l'hydrogène est ionisé. Ceci permet la construction de cartes patrons de l'émission *bremssstrahlung* [Dickinson *et al.* 2003, Finkbeiner 2003].
- **Émission anormale (AME)** : dans le domaine micro-onde on trouve trace d'un excès d'émission par rapport aux contributions attendues de la part des émissions galactiques diffuses principales présentées ci-dessus. Cette émission a été observée par de nombreuses expériences dans la gamme de fréquence 20-60 GHz [Kogut *et al.* 1996, Banday *et al.* 2003, Lagache 2003, Watson *et al.* 2005]. Dans certaines régions comme Perseus [Planck Collaboration *et al.* 2011m] cette composante est maximale à 20 GHz et a été identifiée comme l'émission dipolaire de particules de poussière en rotation [Draine & Lazarian 1998]. Cette émission peut être polarisée à hauteur de 3% [Battistelli *et al.* 2006].

- **Sources compactes galactiques** : la source principale d'émission compacte dans la galaxie provient de pulsars [Weiland *et al.* 2011] et de nuages de poussière froide [Désert *et al.* 2008, Planck Collaboration *et al.* 2011n, Planck Collaboration *et al.* 2011g]. Par exemple la Nébuleuse du Crabe est une source synchrotron avec un indice spectral de -2.3 en température d'antenne [Macías-Pérez *et al.* 2007]. Les nuages de poussières froides ont des température très basses (8-12 K) [Planck Collaboration *et al.* 2011g] et leur émission est surtout importante entre 100 et 800 GHz.
- **Émissions de raies moléculaires** : les nuages moléculaires rayonnent une partie de leur énergie sous forme de raies d'émission. Ces raies d'émission sont produites par la présence de molécules subissant des transitions de niveaux d'énergie. L'une des plus importantes est l'émission du CO, cette émission est présente surtout à 115, 230 et 345 GHz.
- **Sources extragalactiques** : les galaxies radio [Planck Collaboration *et al.* 2011d, Planck Collaboration *et al.* 2011a] et galaxies infrarouges sont les contributions majeures aux sources extragalactiques [Weiland *et al.* 2011]. Les galaxies radio émettent un rayonnement synchrotron avec un indice spectral très variable d'une source à l'autre. Des modèles ont été produits à partir des catalogues de sources connues afin d'en estimer la contribution [Toffolatti *et al.* 1998]. Les galaxies rayonnent thermiquement via la poussière qu'elles contiennent. Les galaxies IR non résolues donnent lieu au CIB [Planck Collaboration *et al.* 2011].

### 3.5 La séparation de sources astrophysiques

Afin d'extraire une émission astrophysique d'un ensemble de composantes (anisotropies primaires et secondaires du CMB et émissions d'avant-plans) nous aurons recours à des méthodes dites de séparation de composantes. La séparation de composantes (ou séparation de sources) est un domaine de l'analyse de données. Il consiste en l'extraction des différentes composantes contenues dans un ensemble de données multicanal. On se place ainsi dans un système dit MD-MC (Multi-Detectors Multi-Components) dont on souhaite isoler les différentes composantes. La séparation de composantes est intensivement utilisée dans le monde de la recherche scientifique. Cela est particulièrement vrai en cosmologie pour l'étude du CMB et autres composantes présentes sur le ciel dans le domaine submillimétrique.

#### 3.5.1 Modélisation des données

On peut dans tous les cas écrire le signal perçu par chaque détecteur comme la combinaison linéaire de composantes astrophysiques, plus une contribution de bruit instrumental.

$$\mathbf{T} = \mathcal{A} \cdot \mathbf{S} + \mathbf{N} \quad (3.5)$$

avec  $\mathbf{T}$  le vecteur des cartes observées par les détecteurs,  $\mathcal{A}$  la matrice de mélange des composantes,  $\mathbf{S}$  le vecteur des sources astrophysiques et  $\mathbf{N}$  le vecteur de la contribution du bruit instrumental.  $\mathbf{S}$  est le résultat de la convolution du signal astrophysique par la réponse du détecteur, qui varie d'un détecteur à l'autre, ainsi que par tous les effets produits par le traitement des données. Il faudra tenir compte de ces effets lors de l'étape de séparation de composantes, en s'assurant que les cartes utilisées possèdent la même fonction de transfert pour le signal astrophysique.

De nombreuses approches permettent de résoudre ce système et d'obtenir une estimation de la grandeur  $\mathbf{S}$ . Ces méthodes ont souvent recours à des *a priori* sur la matrice  $\mathcal{A}$  ou le bruit  $\mathbf{N}$ , afin de converger vers la solution du problème. Nous mentionnerons ici les principales méthodes utilisées dans le contexte de l'expérience PLANCK.

### 3.5.2 Les différentes approches

Plusieurs angles d'approche peuvent être choisis en vue de trouver une solution à ce problème. Cette section listera et présentera brièvement les principales méthodes de séparation de composantes utilisées dans le cadre de la mission PLANCK [Leach *et al.* 2008]. La plupart visent essentiellement à estimer le CMB, cependant certaines de ces méthodes peuvent être appliquées à d'autres composantes tel que l'effet tSZ, par exemple :

- **Commander** [Eriksen *et al.* 2008] propose une approche paramétrique visant à réaliser l'ajustement direct d'un modèle de CMB + avant-plans + bruit sur les données mesurées.
- **Correlated Component Analysis (CCA)** [Bedini *et al.* 2005] est une méthode qui part d'une estimation de la matrice de mélange sur des portions du ciel en exploitant les corrélations spatiales présentes dans les données. À ceci s'ajoute des contraintes issues de cartes patrons externes.
- **Independent Component Analysis (FastICA)** [Maino *et al.* 2002] est une méthode populaire d'estimation de composantes en aveugle. Aucune hypothèse n'est faite au sujet de la matrice de mélange. Supposant que le CMB et les émissions d'avant-plans sont indépendantes, la matrice de mélange est estimée en maximisant la non-gaussianité de la distribution d'une combinaison linéaire des données prises comme entrées.
- **FastMEM** [Hobson *et al.* 1998] estime les cartes de chaque composantes en ajustant un modèle dans l'espace des harmoniques sphériques en utilisant un *a priori* entropique.
- **Generalised Morphological Component Analysis (GMCA)** [Bobin *et al.* 2008] est une approche qui permet de distinguer les différentes composantes en supposant que ces dernières sont parcimonieuses sur une base de fonctions donnée, telle que, par exemple, les ondelettes.
- **Spectral estimation via expectation maximisation (SEVEM)** [Martínez-González *et al.* 2003] procède en trois étapes. Dans un premier temps une soustraction interne de cartes patrons, est effectuée afin de produire des cartes nettoyées partiellement des émissions d'avant-plans. Puis une estimation du spectre de puissance du CMB est produite via l'algorithme *EM* et enfin une carte du CMB est construite en appliquant un filtre de Wiener aux cartes nettoyées des avant-plans.
- **Spectral Matching Independent Component Analysis (SMICA)** [Delabrouille *et al.* 2003] utilise les corrélations des données dans l'espace des harmoniques sphériques (en auto et cross-corrélation). Les paramètres recherchés sont typiquement les éléments de la matrice de mélange et les spectres de puissance de composantes indépendantes.
- **Wavelet based high resolution fitting of internal templates (WI-FIT)** [Hansen *et al.* 2006] produit des cartes des émissions d'avant plans sans CMB en effectuant la différence entre les différents canaux d'observations. Ces cartes sont utilisées comme cartes patrons pour soustraire la contribution des avant-plans aux fréquences où le CMB domine.



- **Needlet Internal linear Combination** (NILC) [Remazeilles *et al.* 2011] consiste en une minimisation sous contrainte de la variance de la composante à reconstruire dans l'espace des *needlets*.
- **Modified Internal Linear Combination Algorithm** (MILCA) est une extension de l'approche ILC (minimisation de la variance sous contrainte) et sera discuté au chapitre 5. Les cartes produites (particulièrement de l'effet tSZ) seront discutées au chapitre 6.

# Stationnarité du bruit

---

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>La non-stationnarité du bruit dans les données ordonnées en temps HFI</b>	<b>53</b>
4.1.1	Estimation de la variance du bruit . . . . .	53
4.1.2	Anomalies dans la variance du bruit . . . . .	54
4.1.3	Corrélation avec les variations apparentes du gain . . . . .	55
<b>4.2</b>	<b>Détection des sauts de ligne de base</b> . . . . .	<b>56</b>
4.2.1	Procédure de détection des sauts de ligne de base . . . . .	58
4.2.2	Performance des estimateurs . . . . .	60
4.2.3	Reconstruction des sauts : <i>Jump Corrector</i> . . . . .	63
<b>4.3</b>	<b>Détection de RTS</b> . . . . .	<b>70</b>
4.3.1	Procédure de détection du RTS . . . . .	70
4.3.2	Capacité de détection du RTS . . . . .	72
4.3.3	Résultats . . . . .	73
4.3.4	Conclusion . . . . .	74

---

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la structure du bruit et à sa stationnarité tout au long de la mission PLANCK. En effet le niveau de bruit de chaque détecteur étant utilisé pour la construction des cartes, il est important de s'assurer que les propriétés du bruit sont en accord avec les hypothèses qui sont faites à son propos. Les causes des variations dans le niveau de bruit peuvent être multiples. Tout d'abord la présence de biais dans l'estimation du bruit, tels des biais de construction comme nous le détaillerons, où alors des biais dus aux résidus de signal/artéfact dans l'estimation du bruit. Les variations apparentes de gain d'amplification peuvent également être en cause. Enfin l'étude des variations du niveau de bruit permet de mettre en évidence des *RINGS* anormaux, qui devront être exclus lors de la construction des cartes.

## 4.1 La non-stationnarité du bruit dans les données ordonnées en temps HFI

### 4.1.1 Estimation de la variance du bruit

Durant un *RING* un même cercle est observé entre 40 et 75 fois environ. Nous utilisons ici l'estimateur de bruit présenté au chapitre 3. On peut écrire

$$D_{i,j} = A_{i,j,j'} S_{j'} + N_{i,j}, \quad (4.1)$$

où  $D$  correspond aux TOIs,  $S$  au signal astrophysique,  $N$  à la contribution du bruit instrumental et  $A$  à la matrice de pointage. Les indices  $i$  et  $j$  (l'indice  $j'$  est analogue à  $j$ ) correspondent respectivement à l'indice d'un cercle parmi les 40-75 cercles effectués au cours d'un *RING* et à la position sur le ciel. Nous faisons ici l'hypothèse que le signal astrophysique  $S$  peut être décrit de façon efficace par un ciel découpé en pixels. Si on associe à  $D_{i,j}$  le pixel le plus proche de  $S_{j'}$ , alors  $A_{i,j,j'}$  possède soit la valeur 1, soit la valeur 0 :  $A_{i,j,j'} = \delta_{j,j'}$ , On a alors

$$D_{i,j} = S_j + N_{i,j}. \quad (4.2)$$

Etant donnée la redondance des observations on peut écrire

$$\widehat{S}_j = \frac{\sum_i D_{i,j}}{n_j} \quad (4.3)$$

avec  $\widehat{S}_j$  l'estimation du signal construite à partir des TOIs, et  $n_j$  le nombre de fois qu'un pixel  $j$  est observé. Nous pouvons écrire l'estimateur du bruit sous la forme

$$\widehat{N}_{i,j} = D_{i,j} - \sum_j A_{i,j,j'} \widehat{S}_{j'} = N_{i,j} - \sum_k \frac{N_{k,j}}{n_j}, \quad (4.4)$$

avec l'indice  $k$  qui correspond au numéro du cercle dans le *RING*. Il est important de noter que  $n_j$  n'est pas constant à l'intérieur d'un même *RING*, mais dépend de la position dans le *RING*, à cause de l'application d'un masque sur une portion des données. En effet chaque échantillon de l'estimation du signal  $\widehat{S}_j$  n'est pas vu de façon effective (nombre d'échantillons valides) avec la même redondance. Cependant si l'on suppose que la fraction des données masquées est répartie de manière homogène sur le ciel, alors on peut écrire :

$$n_j = n_{cercle} \frac{f_{ring}}{f_{sky}}, \quad (4.5)$$

avec  $n_{cercle}$  le nombre de cercles dans le *RING*,  $f_{ring}$  la fraction de données masquées dans l'espace des TOIs et  $f_{sky}$  la fraction de données masquées dans l'espace des pixels sur le ciel. Le rapport de ces deux dernières grandeurs est en général de l'ordre de 0.8.

On déduit donc, en supposant que tous les échantillons  $N_{i,j}$  ont la même variance  $\sigma^2$ , que

$$\widehat{\sigma}^2 = \frac{n_j - 1}{n_j} \sigma^2. \quad (4.6)$$

La variance reconstruite  $\widehat{\sigma}^2$  va alors dépendre directement de la durée du *RING*  $n_j$ . Avant d'étudier la stationnarité du bruit il convient donc de corriger de ce biais dans l'estimateur. Nous allons maintenant nous focaliser sur les variations du niveau de bruit au cours de la mission.

### 4.1.2 Anomalies dans la variance du bruit

Dans les TOIs des bolomètres de HFI nous observons deux types de non stationnarité du bruit. Le premier consiste en l'augmentation du niveau de bruit d'un *RING* isolé ou d'un nombre restreint de *RINGs*, le second affecte des plages de *RINGs* bien plus larges.

De façon à détecter les *RINGs* présentant une augmentation anormale du niveau de bruit, nous utilisons la différence entre la déviation standard par *RING* et la médiane sur 101 *RINGs* consécutifs.

On observe plusieurs types de variation du niveau de bruit en fonction du bolomètre considéré. La figure 4.1 montre un bolomètre dont la déviation standard du bruit varie lentement sur de grandes périodes de temps. La figure 4.2 montre la déviation standard du bruit pour un bolomètre subissant une variation brutale dans le niveau de bruit. La figure 4.3 montre le cas d'un bolomètre possédant un grand nombre de *RINGs* avec un comportement anormal (déviant fortement de la valeur médiane). Ces *RINGs* anormaux sont représentés en rouge sur les figures précédemment citées.

Etant donné le grand nombre d'échantillons dans l'estimation de la variance, l'hypothèse d'un

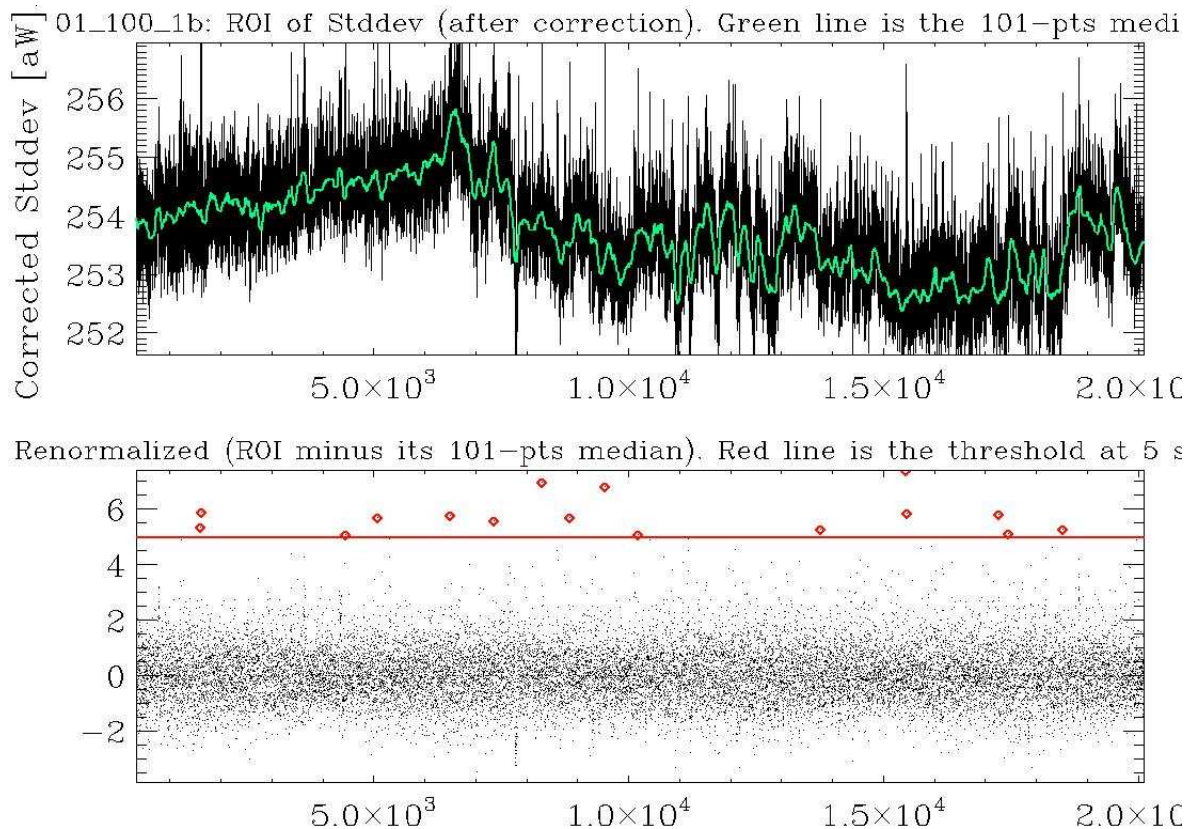


FIGURE 4.1 – Déviation standard du bruit en fonction du numéro de *RING* pour le bolomètre 01-100-1b. En haut, la déviation standard en noir et la médiane sur 101 points en vert, en bas le résidu après soustraction de la médiane et normalisation par la déviation standard du résidu, mettant en relief les *RINGs* localement déviant du niveau de bruit moyen. Le trait horizontal rouge représente le seuil à  $5\sigma$ , les *RINGs* au dessus de ce seuil sont représentés par des losanges rouges.

comportement gaussien pour l’erreur d’estimation de la variance est crédible (*theorem central limit*). On choisit donc de sélectionner tous les *RINGs* ayant une déviation standard s’éloignant à plus de  $5\sigma$  de la médiane prise sur les 101 *RINGs* voisins.

Même après soustraction des *RINGs* anormaux, nous observons encore des variations dans le niveau de bruit (voir figure 4.2). Ces variations opèrent sur de larges plages de *RINGs*, par exemple dans le cas du bolomètre 13-353-2, le niveau de bruit change brutalement d’environ 5%, et dans le cas du bolomètre 01-100-1b, il varie lentement au cours de la mission, avec une amplitude des variations de l’ordre de 1% du niveau de bruit.

### 4.1.3 Corrélation avec les variations apparentes du gain

L’une des explications les plus intuitives pour expliquer les variations dans le niveau de bruit est de corrélérer ces variations avec les variations apparentes du gain de l’instrument. La figure 4.5 présente le niveau de bruit en fonction de la variation du gain calculées lors de la procédure de *map-making*. On observe clairement l’émergence de deux populations, l’une plus dense, à basses valeurs du gain et du niveau de bruit, et l’autre plus ténue, à hautes valeurs du gain et du niveau de bruit. Ces deux populations présentent une forte corrélation. Le coefficient de corrélation observé est de  $\simeq 0.5$ . Ceci confirme qu’une partie des non stationnarités du bruit sont produites

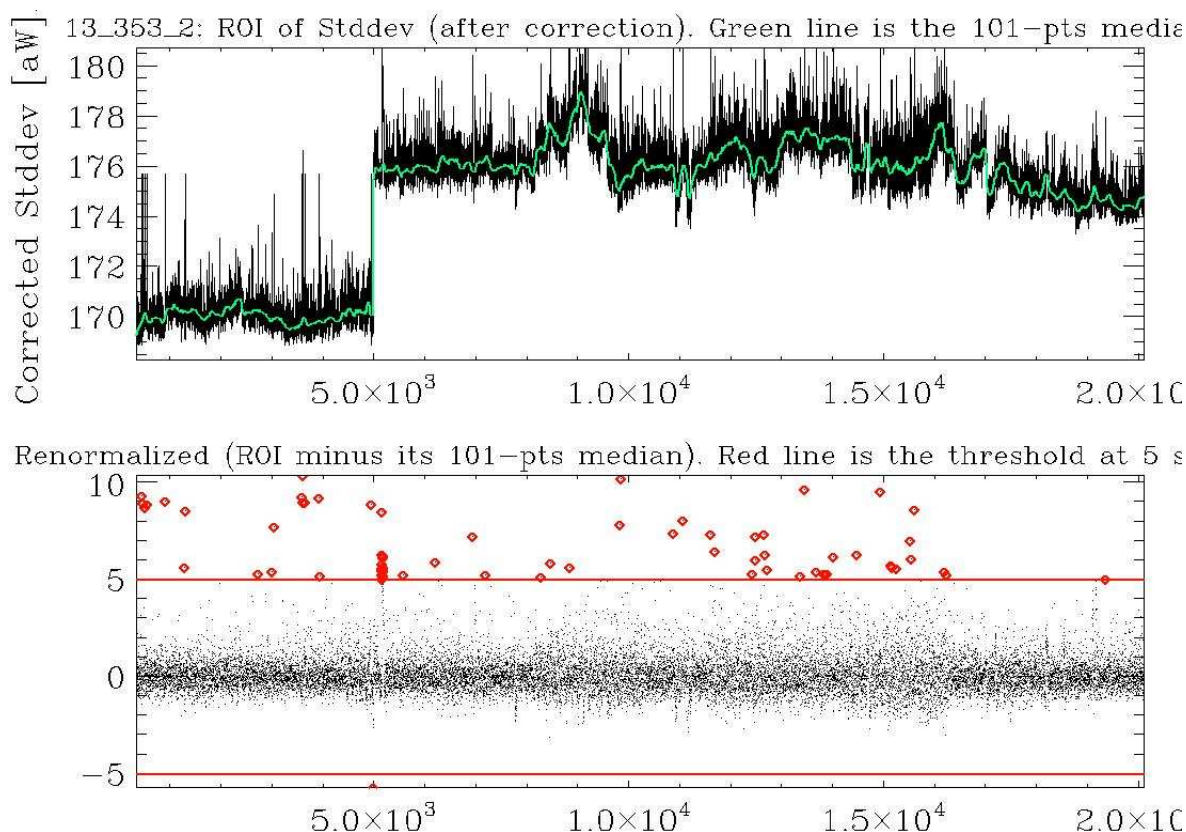


FIGURE 4.2 – Déviation standard du bruit en fonction du numéro de *RING* pour le bolomètre 13-353-2. En haut, la déviation standard en noir et la médiane sur 101 points en vert, en bas le résidu après soustraction de la médiane et normalisation par la déviation standard du résidu, mettant en relief les *RINGs* localement déviant du niveau de bruit moyen. Le trait horizontal rouge représente le seuil à  $5\sigma$ , les *RINGs* au dessus de ce seuil sont représentés par des losanges rouges.

par les variations apparentes du gain.

Toutes les anomalies dans le niveau de bruit peuvent principalement se classer en seulement deux effets : des dérives dans la ligne de base (excès de bruit basses fréquences) des TOIs, ou des changements dans le niveau de *bruit blanc* (voir figure 4.4). Les fluctuations du niveau de *bruit blanc* peuvent en partie être imputées aux fluctuations apparentes du gain des bolomètres avec le temps.

Dans la suite nous allons nous focaliser sur la détection de *RINGs* isolés dont la déviation standard est anormale.

## 4.2 Détection des sauts de ligne de base

Parmi les sources d'anomalie dans le niveau de bruit présent dans les TOIs, certaines peuvent faire l'objet d'une détection dédiée. Dans cette section je vais me focaliser sur la détection des sauts de ligne de base et du RTS (*random telegraphic signal* : succession de transition entre deux ou plusieurs états stables du niveau moyen du signal). Les sauts de ligne de base ainsi que le RTS vont entraîner la production de non gaussianité dans le signal une fois projeté sur le ciel. La contribution au premier ordre (en supposant le bruit comme gaussien et non corrélé) en

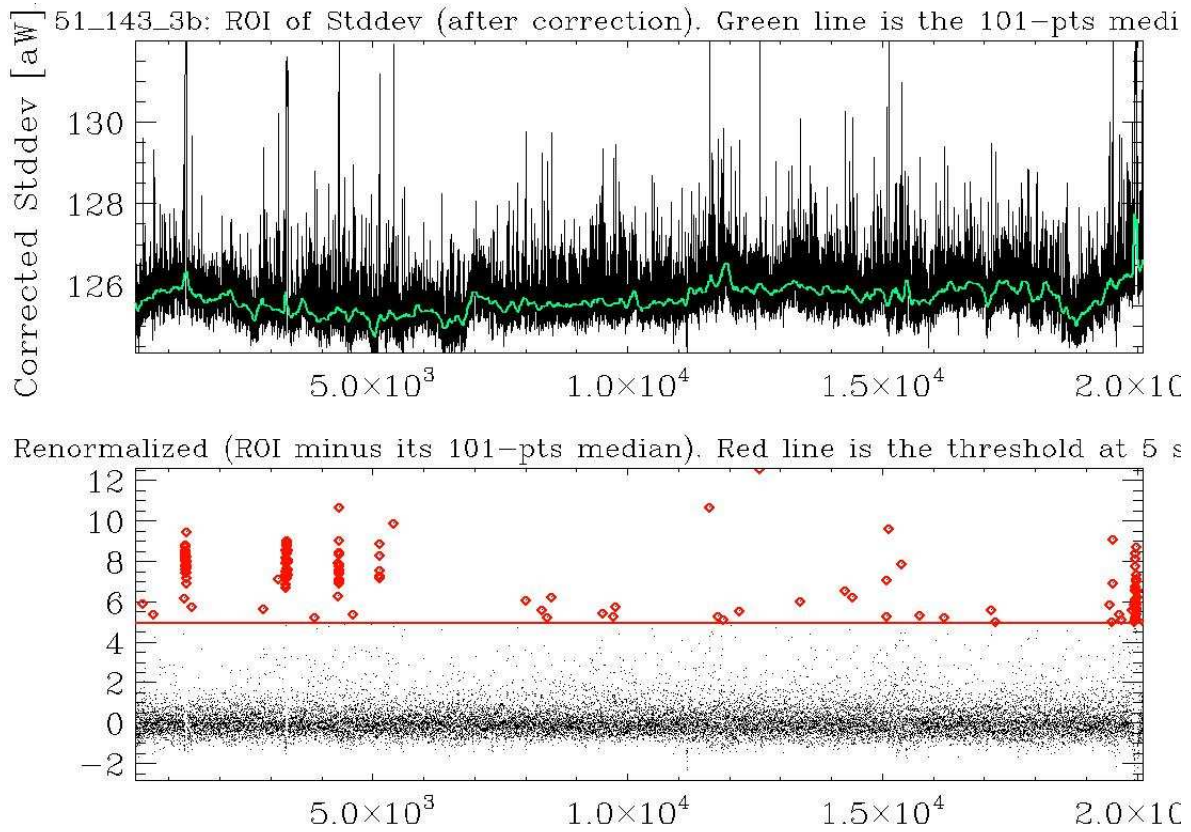


FIGURE 4.3 – Déviation standard du bruit en fonction du numéro de *RING* pour le bolomètre 01-353-3b. En haut, la déviation standard (en noir) et la médiane sur 101 points (en vert), en bas le résidu après soustraction de la médiane et normalisation par la déviation standard du résidu, mettant en relief les *RINGs* localement déviant du niveau de bruit moyen. Le trait horizontal rouge représente le seuil à  $5\sigma$ , les *RINGs* au dessus de ce seuil sont représentés par des losanges rouges.

terme d'amplitude de ces effets peut être exprimée en fonction du niveau de bruit, du nombre de bolomètres et du nombre de couvertures du ciel.

$$A_p = \frac{A_j}{\sqrt{f_{spin} t_{ring} N_{bolo} N_{survey}}} \quad (4.7)$$

avec  $A_j$  et  $A_p$  les amplitudes des sauts respectivement dans la TOI et projetée sur le ciel.  $f_{spin}$  est la fréquence de rotation du satellite,  $t_{ring}$  la durée du *RING* contenant le saut,  $N_{bolo}$  le nombre de bolomètres à la fréquence concernée et  $N_{survey}$  le nombre total de couvertures du ciel.

Ainsi en supposant 40 cercles par *RING*, 8 bolomètres à 100 GHz, 4 couvertures complètes du ciel et un saut ayant une amplitude de 1 fois la déviation standard du bruit dans la TOI, on trouve une amplitude projetée d'environ 0.03 fois la déviation standard du bruit. Ainsi le RTS et les sauts de ligne de base contribuent de façon non négligeable au signal et ce même après projection. Le propos de cette section sera donc d'identifier les portions de TOI touchée par du RTS ou des sauts, et dans la mesure du possible d'effectuer une correction du signal.



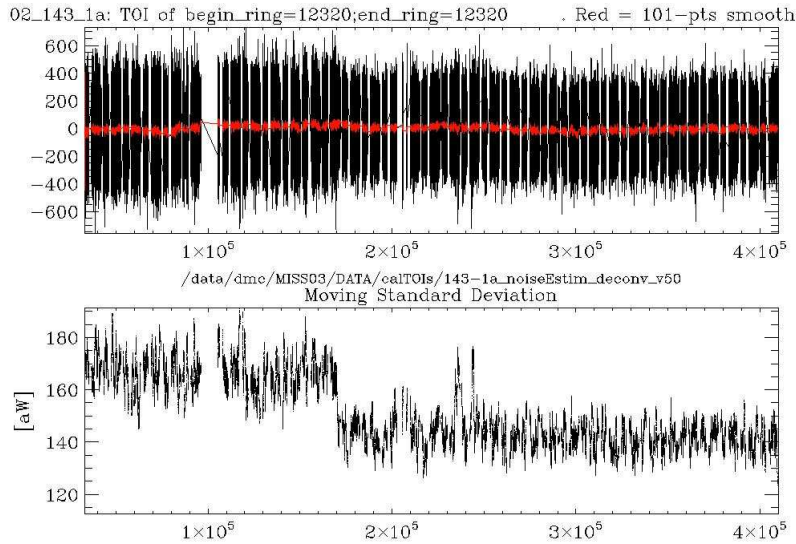


FIGURE 4.4 – En haut : estimation du bruit instrumentale pour un *RING* d’un bolomètre à 143 GHz (en noir) et ce même bruit lissé sur 101 points (en rouge). En bas : déviation standard glissante calculée sur les 10000 premiers voisins en fonction de la position dans le *RING*.

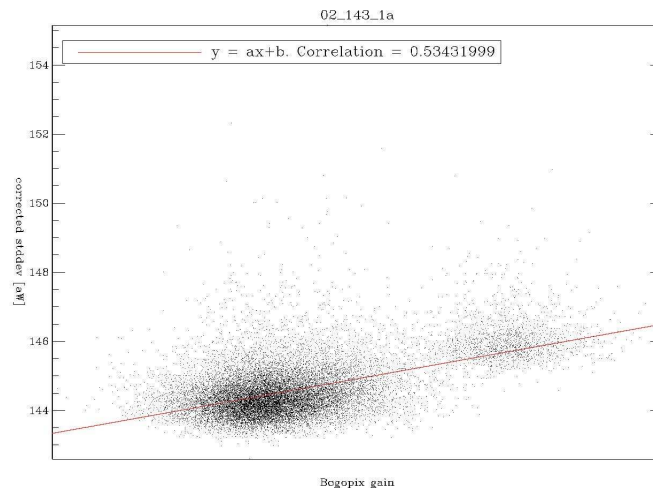


FIGURE 4.5 – Corrélation *RING* à *RING* entre la déviation standard du bruit (en aW) et les variations apparentes du gain. La courbe rouge présente le meilleur ajustement par un modèle de la forme  $Y = a.X + b$ .

#### 4.2.1 Procédure de détection des sauts de ligne de base

Dans un premier temps nous nous focaliserons sur la détection et la correction des sauts de ligne de base dans les données en temps. De tels sauts ont une contribution aussi bien aux grandes échelles angulaires (dans le sens de l’observation) et aux petites échelles angulaires (dans le sens orthogonal au sens de l’observation). Il est donc important de réduire au maximum l’impact de tels effets systématiques sur les données avant de les projeter sur les cartes. Ce travail de détection sera effectué sur une estimée du bruit instrumental, telle que décrite dans les sections précédentes.

Pour détecter les sauts dans la ligne de base présents dans les données en temps, nous avons choisi de recourir à l’utilisation du total cumulatif de l’estimée du bruit, en ayant imposé au préalable que la moyenne de ce résidu soit nulle. La figure 4.6 présente l’estimation du bruit et

le total cumulatif associé pour deux *RINGs*, l'un présentant un saut (ligne du bas), l'autre étant normal (ligne du haut). La figure présente également le contour à  $5\sigma$  pour le total cumulatif attendu pour un bruit ayant une statistique gaussienne et un spectre de puissance équivalent à celui mesuré pour le bruit dans les données PLANCK. Nous observons clairement qu'en présence d'un saut de ligne de base, le total cumulative sort de l'intervalle de confiance à 5 fois la déviation standard du bruit. Ainsi cette variable produit un moyen simple de mise en évidence la présence d'un saut dans les données, et permet d'estimer sa position et son amplitude.

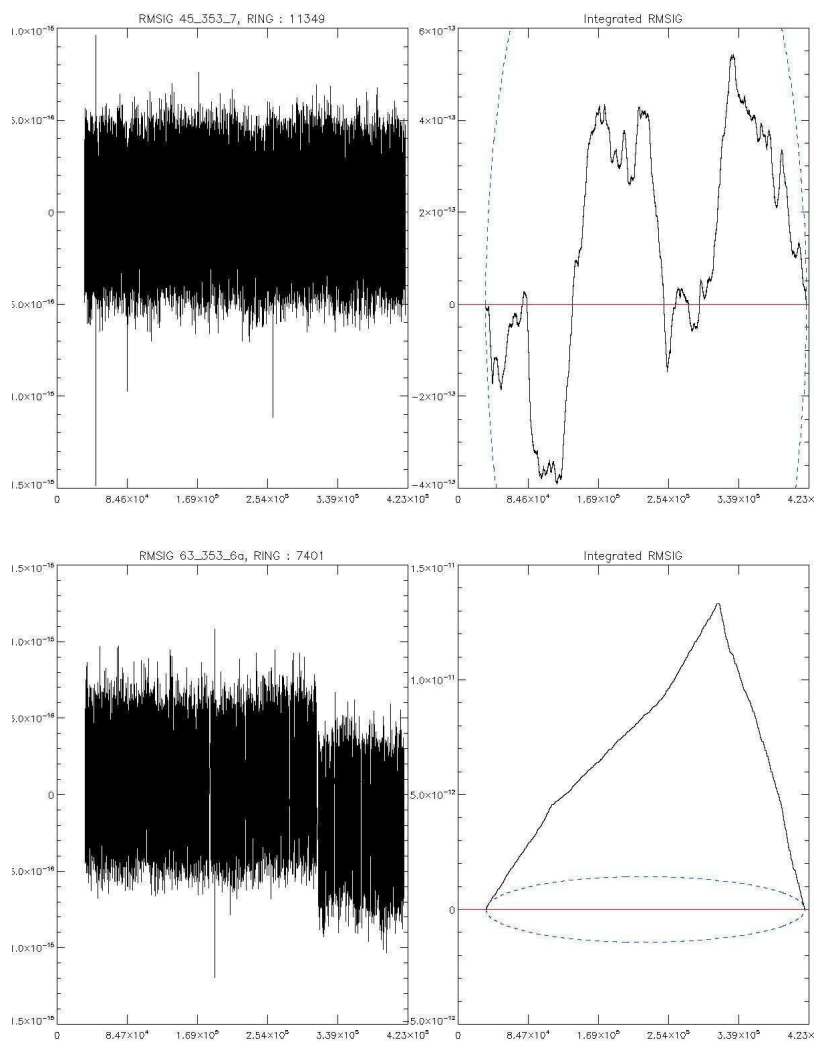


FIGURE 4.6 – Exemple de bruit présent dans les *RINGs* (à gauche) et de totaux cumulatifs de ce bruit (à droite) obtenus dans deux cas : l'un présentant un saut (en bas) et l'autre sans saut (en haut). En pointillé : contour à 5 fois la déviation standard attendu pour le total cumulatif.

Le fait d'imposer au résidu une moyenne nulle entraîne la réduction du nombre de degrés de liberté de 1, ce qui est, au vu du nombre d'échantillons utilisés, négligeable pour l'estimation de la variance. Mais, de fait, entraîne également l'apparition d'un facteur de corrélation entre chaque point de  $\frac{1}{N_{sample}}$  avec  $N_{sample}$  le nombre de points valides utilisés pour le calcul du total cumulatif. En pratique un total cumulatif est une transformation linéaire et peut donc être écrit sous la forme  $TC = \mathcal{A}\hat{N}$  avec  $\hat{N}$  l'estimation du bruit,  $TC$  le total cumulatif et  $\mathcal{A}$  la transformation linéaire associée. Ce qui peut être réécrit plus explicitement sous la forme  $TC_j = \sum_{i=1}^j N_i$ . La



matrice de covariance de ce total s'écrit alors

$$\mathcal{C}_{cum} = \mathcal{A}^T \mathcal{C}_{NE} \mathcal{A} \quad (4.8)$$

où  $\mathcal{C}_{NE}$  est la matrice de covariance de l'estimée du bruit. Si nous supposons un bruit gaussien non corrélé (avec une déviation standard  $\sigma$ ), il est possible d'exprimer la variance  $V_k$  d'un échantillon  $k$  du total cumulatif  $TC$  comme

$$\begin{aligned} V_k &= k\sigma^2 - \frac{k^2}{N_{sample}}\sigma^2 \\ &= \frac{k(N_{sample} - k)}{N_{sample}}\sigma^2 \end{aligned} \quad (4.9)$$

avec  $k$  variant entre 1 et  $N_{sample}$ . Le terme  $k\sigma^2$  correspond à la variance d'une somme de  $k$  échantillons non corrélés de même variance  $\sigma^2$ . Le terme  $\frac{k^2}{N_{sample}}\sigma^2$  provient de la corrélation entre chaque échantillon induite par le fait d'imposer à  $\hat{\mathbf{N}}$  une moyenne nulle.

On cherchera alors les cas où le rapport  $\frac{TC}{\sqrt{V_c}}$  est supérieur à un seuil fixé. Pour éviter de fausses détections, le seuil est placé à 10 fois la déviation standard du bruit. Pour chaque saut identifié, cette procédure est appliquée séparément de nouveau sur les deux tronçons de données avant et après la position du saut identifié. De cette façon nous pouvons traiter la présence de plusieurs sauts dans un même *RING*. Nous verrons cependant dans la suite qu'en présence d'un très grand nombre de sauts successifs cette approche ne saurait être suffisante pour détecter toutes les anomalies de ce type. Nous nous focaliserons donc ici sur des *RINGS* ne présentant que 1 à 2 sauts. Ceux présentant un plus grand nombre de sauts seront détectés via une méthode qui sera présentée dans la suite de ce chapitre.

De fausses détections peuvent être produites par un fort bruit basse fréquence. Dans l'optique de séparer ces derniers des sauts que nous souhaitons identifier, nous avons calculé le rapport de vraisemblance entre 2 modèles : un saut et une dérive linéaire dans la région de la détection (10 000 échantillons de large). Pour assurer la robustesse de nos détections nous avons également cherché un excès dans la valeur absolue de la dérivée du résidu  $\hat{N}$  : en effet dans le cas d'un saut brutal on s'attend à observer une forte variation se traduisant par un excès dans la valeur de la dérivée.

À partir de cette méthode nous sommes en mesure de déterminer la position et l'amplitude du saut à partir desquelles une correction devient envisageable. En effet la position du saut coïncide avec la position du maximum (ou le minimum) du total cumulatif, et la valeur du total cumulatif donne directement l'amplitude du saut.

### 4.2.2 Performance des estimateurs

Dans cette sous-section nous nous attarderons sur les capacités de détection de notre procédure (utilisant l'excès de la valeur du total cumulatif). Pour cela nous allons développer de façon analytique les trois critères que nous avons mentionnés à la section précédente, et étudier leurs dépendances en fonction des paramètres du saut (position et amplitude).

**Total cumulatif** Nous noterons  $A_j$  l'amplitude du saut, ainsi que  $b_1$  et  $b_2$ , les deux lignes de base respectivement avant et après le saut à l'échantillon  $k$ . Ils respectent la relation  $kb_1 + (N_{sample} - k)b_2 = 0$  et  $|b_1 - b_2| = A_j$  venant du fait que le résidu  $N$  est de moyenne nulle. En conséquence le signal sur bruit de détection des sauts sur la base du total cumulatif  $TC$  peut s'exprimer

$$J_{SNR} = \sqrt{\frac{k(N_{sample} - k) A_j}{N_{sample} \sigma}}. \quad (4.10)$$

**Rapport de vraisemblance** Pour ce paramètre nous effectuons deux ajustements à partir d'un modèle de saut et d'un modèle de dérive lente produite par un fort bruit basse fréquence (dérive linéaire). De ces deux ajustements, en supposant des barres d'erreur gaussienne, nous calculons la différence des  $\chi^2$  minimaux pour chacun des deux ajustements, ce qui est équivalent au calcul du rapport des maximums de vraisemblance.

Nous nous placerons dans la suite dans le cas d'un saut, et effectuerons les calculs dans ce cas (par analogie, dans le cas d'une dérive, l'espérance du  $\chi^2$  sera égale à l'opposé de la valeur attendue quand les données contiennent un saut). Dans le cas d'un saut l'espérance du  $\chi^2$  sera de 1 pour l'ajustement par un saut. L'ajustement par une dérive linéaire peut alors s'écrire

$$\begin{aligned} \chi_{deriv}^2 &= 1 + 4 \sum_{i=0}^F i^2 \frac{A_j^2}{4\sigma^2} \\ &= 1 + \frac{F(F+1)(2F+1)}{6} \frac{A_j^2}{\sigma^2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\Delta_{\chi^2} = \frac{F(F+1)(2F+1)}{6} \frac{A_j^2}{\sigma^2}, \quad (4.12)$$

avec  $\Delta_{\chi^2}$  la différence de  $\chi^2$  et  $F$  le quart du nombre d'échantillons (choisi pour simplifier les notations) sur lesquels sont réalisés l'ajustement. Ce paramètre possède un pouvoir discriminant fort, mais ne saurait servir de moyen de détection pour les sauts. Cette variable sera donc utilisée en complément du total cumulatif. Ces deux variables suivant naturellement une distribution de  $\chi^2$  autour de leurs valeurs moyennes, l'erreur sur cette estimation étant donnée par la convolution des deux distributions de  $\chi^2$ .

**Dérivée première** Finalement nous nous intéressons à la dérivée première du résidu en cherchant un excès dans la valeur de cette dérivée dans le voisinage immédiat de la position déduite à partir du total cumulatif. Dans le cas présent la dérivée est estimée via l'utilisation d'un noyau de convolution approprié, ce noyau est noté  $K$  et il est présenté à la figure 4.7; avec ce noyau de convolution nous obtenons une dérivée lissée. Du fait des fluctuations du bruit, une estimation directe de la dérivée sans convolution ne produirait qu'une estimation très bruitée essentiellement inexploitable.

Cette dérivée étant construite comme la somme de variables aléatoires gaussiennes, elle présente elle aussi une statistique gaussienne dont la déviation standard peut s'écrire

$$\sigma_d = \sqrt{\sum_{i=-L}^L K_i^2 \sigma^2}, \quad (4.13)$$

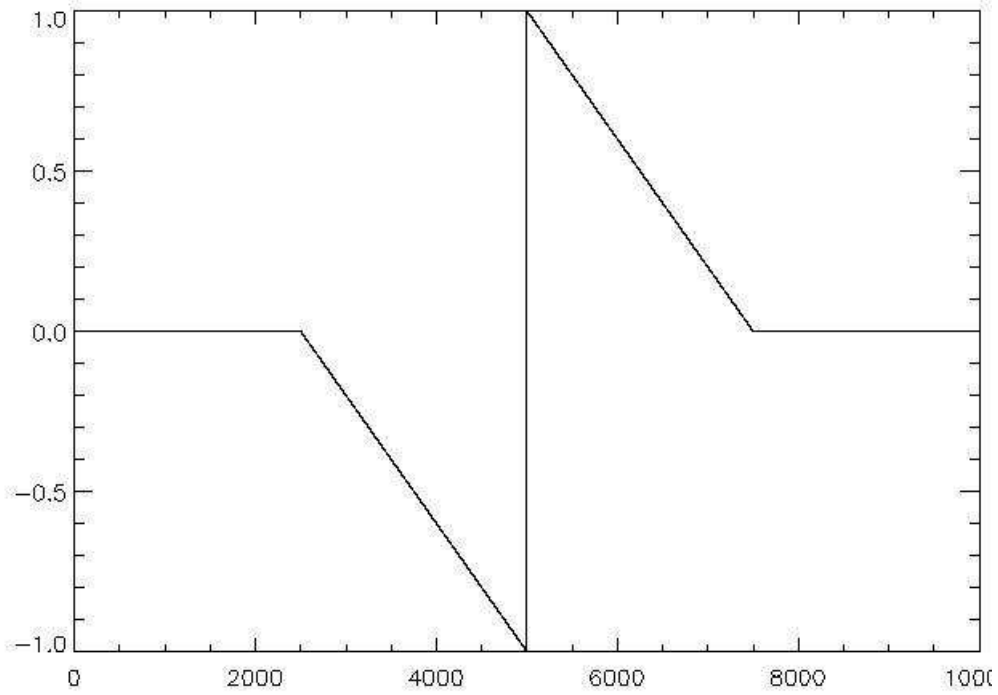


FIGURE 4.7 – Noyau de convolution utilisé pour le calcul de la dérivée en minimisant le bruit.

avec  $L$  la demi largeur du noyau de convolution. Dans notre cas nous obtenons

$$\begin{aligned} \sigma_d &= \frac{\sqrt{2 \sum_{i=0}^L (2i)^2} \sigma}{L} \\ &= 2 \sqrt{\frac{(L+1)(2L+1)}{3L}} \sigma, \end{aligned} \quad (4.14)$$

Pour la contribution maximale à la dérivée produite par la présence du saut on obtient le rapport signal sur bruit suivant

$$\begin{aligned} P_{SNR} &= \sum_{i=0}^L A_j \frac{2i}{\sigma_d L} = 2(L+1) \frac{A_j}{\sigma_d} \\ &= \sqrt{\frac{3L(L+1)}{2L+1}} \frac{A_j}{\sigma}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

**Conclusion** Les trois variables  $J_{SNR}$ ,  $D_{\chi^2}$  et  $P_{SNR}$  permettent trois mesures indépendantes des sauts. La variable  $J_{SNR}$  est ainsi sensible à l'ensemble du *RING*, la variable  $D_{\chi^2}$  permet une discrimination forte entre un saut et une dérive et la variable  $P_{SNR}$  permet d'être plus sensible à la région locale du saut. En alliant ces trois variables, il est possible de produire une détection très robuste des sauts dans les données ordonnées en temps avec un haut niveau de pureté. Ces méthodes permettent de plus d'effectuer 2 estimations de la position du saut et 3 estimations de l'amplitude du saut.

Ces approches sont complémentaires le total cumulatif est peu efficace au début et à la fin du *RING* et la mesure de la dérivée permet une détection homogène sur l'ensemble du *RING*. Dans la section suivante nous caractériserons les performances de la procédure que nous venons de décrire en la testant sur des simulations réalistes des données PLANCK afin de déterminer de façon robuste les erreurs effectives associées à la reconstruction de l'amplitude et de la position du saut. Permettant identifier les sauts qui doivent être corrigés pour réduire l'effet systématique, et ceux où une correction ne produirait pas d'amélioration notable des TOIs.

Les seuils sur ces trois variables sont placés de façon à obtenir un compromis satisfaisant entre amplitude minimale des sauts détectés et qualité de la reconstruction. Les mêmes seuils ont été utilisés à toutes les fréquences.

### 4.2.3 Reconstruction des sauts : *Jump Corrector*

*Jump Corrector* est un module que j'ai développé pour l'analyse des TOIs dans l'expérience PLANCK afin de pouvoir détecter et corriger les sauts de ligne de base. Ce module opère en appliquant la méthode décrite précédemment. *Jump Corrector*, après détection d'un saut sur l'estimation du bruit, effectue la correction du saut si ce dernier est significatif. Cette correction est calculée sur l'estimée du bruit et est alors appliquée aux TOIs. Si la déviation standard du *RING* augmente après la correction, cette correction est annulée : ceci préserve d'une éventuelle détérioration des données. Dans cette section nous nous intéresserons à l'erreur de reconstruction sur les paramètres du saut avec *Jump Corrector*.

#### 4.2.3.1 Simulations de sauts

Afin de pouvoir quantifier l'efficacité et les limites de *Jump Corrector* nous avons eu recours à des simulations. Dans un premier temps nous utiliserons des simulations optimistes de bruit gaussien non corrélé, puis nous utiliserons un bruit plus réaliste issu directement des données.

**Simulations optimistes** Dans ce premier test simplifié nous avons ajouté un saut d'amplitude et de position connues à une réalisation de *bruit blanc*. Cette simulation du bruit est ensuite traitée avec *Jump Corrector*. Les positions et amplitudes des sauts détectés sont sauvegardées. Les variables  $J_{SNR}$  et  $P_{SNR}$  sont également produites en sortie. En effet ces deux paramètres seront utilisés pour placer des coupures sur la détection. Le paramètre  $D_{\chi^2}$  est imposé à une valeur supérieur à 0, indiquant qu'un saut rend mieux compte du signal qu'une dérive produite par le bruit basse fréquences.

Nous avons produit 200 réalisations de *RINGs* de ces simulations bruit plus saut. La figure 4.8 présente les résultats obtenus avec une amplitude  $A_j = 0.4\sigma$  et une position située à 20% de la taille du *RING*.

On observe sur la figure 4.8 une excellente précision de reconstruction de l'amplitude et la position d'un saut, on observe aussi l'absence de biais dans cette reconstruction. L'erreur relative sur l'amplitude est de  $\simeq 2\%$  et la déviation standard de l'erreur sur la position est de 14 échantillons.

**Simulations réalistes** Les résultats sur les simulations précédentes sont encourageants, mais la structure du bruit présent dans les données est bien plus complexe. En effet ce dernier est corrélé et possède un excès de puissance à basses fréquences. De même, dans le cas où le gradient du signal est particulièrement fort, l'estimation du bruit peut contenir d'importants résidus de signal, tout particulièrement à 545 et 857 GHz.

De façon à considérer un bruit plus réaliste, nous utiliserons dans la suite le bruit réel présent

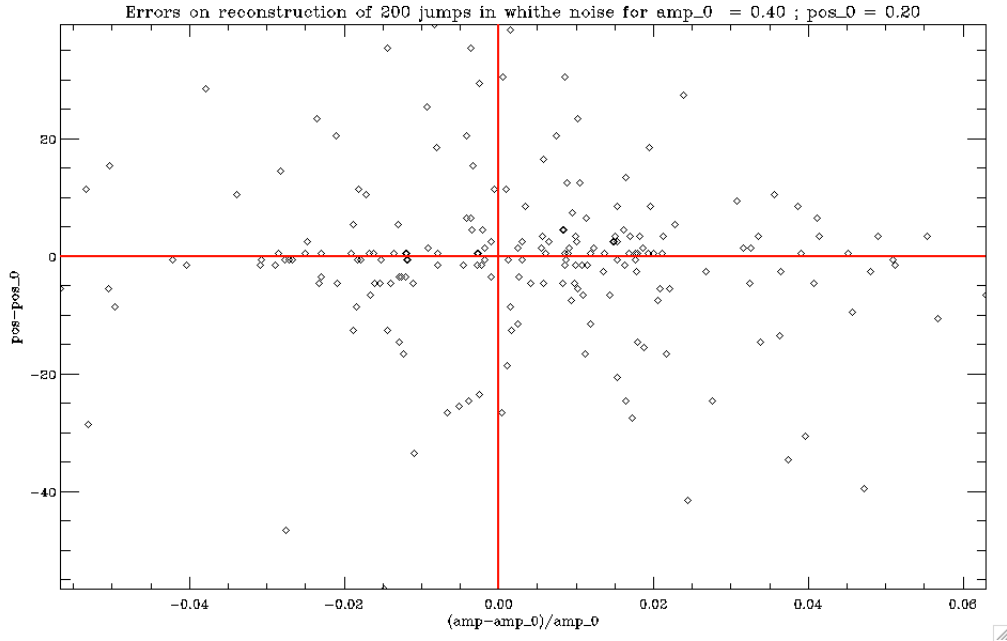


FIGURE 4.8 – Reconstruction des paramètres d’un saut dans le cas d’un bruit blanc gaussien : erreur sur la position reconstruite en fonction de l’erreur relative sur l’amplitude reconstruite. Les points noirs correspondent aux résultats obtenus pour chacune des TOIs simulées. Les lignes rouges horizontale et verticale donnent les caractéristiques du saut simulé.

dans les données. Des *RINGS* ne présentant pas de saut sont choisis de façon aléatoire. Un saut de paramètres connus est ajouté à ce bruit. Le signal nouvellement créé est alors traité avec *Jump Corrector*. Les portions de données trop contaminées par des résidus de signal sont masquées lors du processus de détection. La figure 4.9 présente la valeur absolue de l’erreur sur la position reconstruite en fonction de la valeur absolue de l’erreur sur l’amplitude pour un bolomètre à 143 GHz avec une déviation standard typique de 183 aW. Pour chaque réalisation la position du saut est choisi aléatoirement entre 10% et 90% de la taille total du *RING*.

La figure 4.9 permet de mettre en évidence des considérations théoriques assez intuitives. En effet la précision sur la reconstruction de la position des sauts dépend de l’amplitude du saut. Ainsi pour un saut d’une amplitude de  $1 \sigma$  nous avons une erreur sur la position de  $\simeq 9.4$  échantillons, et pour une amplitude de  $2 \sigma$  cette incertitude tombe à 1.8 échantillons. En revanche la qualité de la reconstruction de l’amplitude du saut est peu affectée par la valeur de l’amplitude du saut. Une amplitude trop faible aura pour seul effet de ne pas produire de détection. Ainsi on trouve respectivement des incertitudes de 5.6 et 6.1 aW pour des sauts à 1 et  $2 \sigma$ . Parmi les 200 simulations effectuées, tout les sauts ont été reconstruits par *Jump Corrector*.

La figure 4.10 présente le même exercice effectué sur un bolomètre à 353 GHz. On s’attend à observer une dépendance de l’efficacité de reconstruction en fonction de la fréquence, car l’estimation du bruit dans les données en temps est soumis à des résidus qui dépendent du gradient du signal et l’homogénéité de la couverture. Ainsi avec l’augmentation de l’émission de poussière galactique à hautes fréquences, on observe un gradient plus fort au regard du niveau de bruit. De même la résolution angulaire est meilleure, cela aura pour effet de détériorer l’homogénéité de la couverture du ciel. À 353 GHz la déviation standard typique du bruit observé dans un bolomètre est de 160 aW. De nouveaux tous les sauts simulés sont reconstruits. De plus les conclusions tirées à 143 GHz s’appliquent également à 353 GHz, la précision sur la reconstruction de l’amplitude

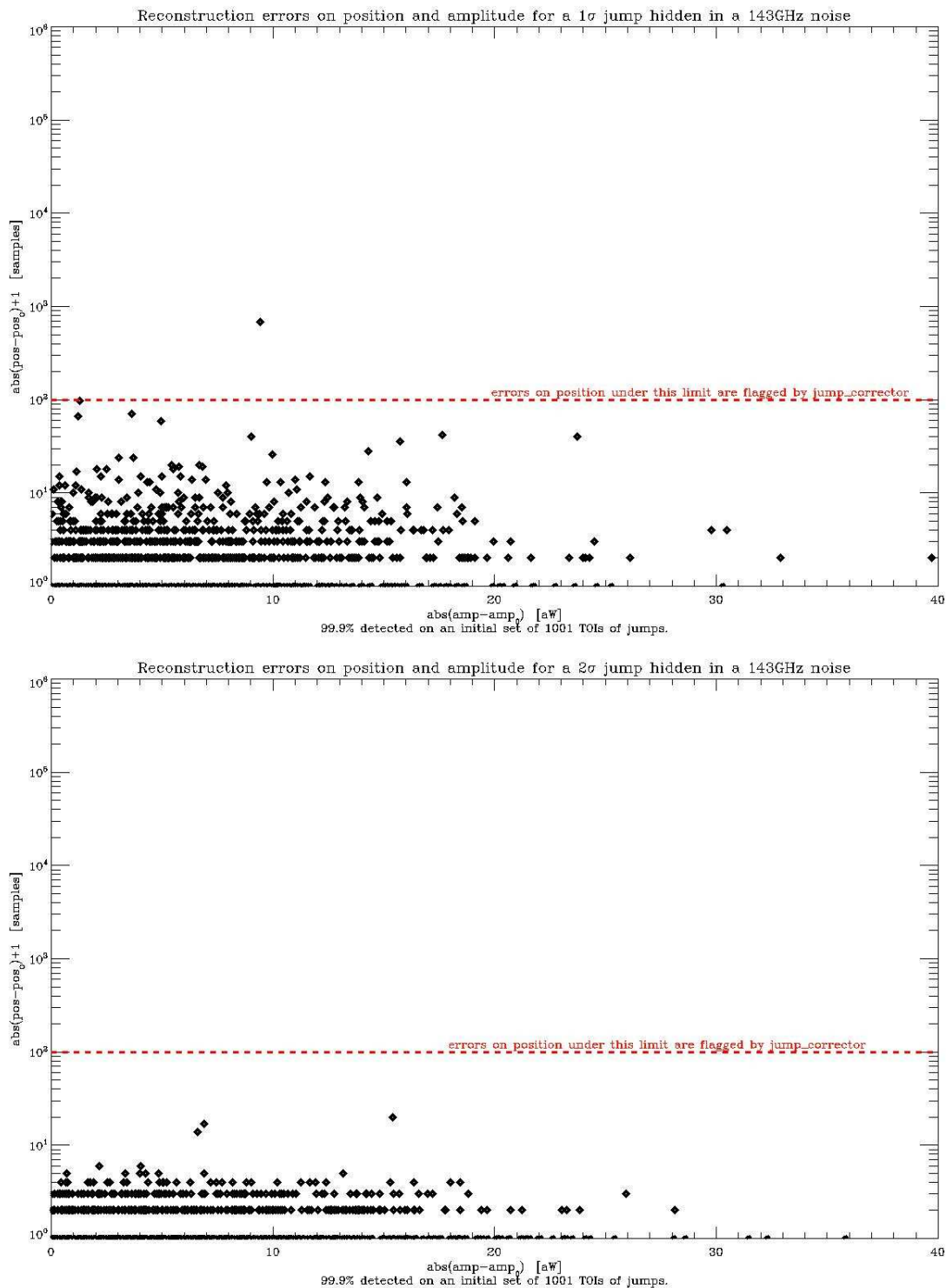


FIGURE 4.9 – Reconstruction des paramètres d’un saut dans le cas d’un bruit réaliste, pour des amplitudes de saut de 1 (figure du haut) et 2 (figure du bas)  $\sigma$  à 143 GHz. Sur chacune des figures on observe l’erreur sur la position en fonction de l’erreur sur l’amplitude. La limite en pointillés rouges marque le nombre d’échantillons masqués autour de la position reconstruite par *Jump Corrector*.

du saut est essentiellement indépendante de cette amplitude et la précision sur la reconstruction de la position du saut croît avec l’amplitude du saut. Ici les positions des sauts sont reconstruits

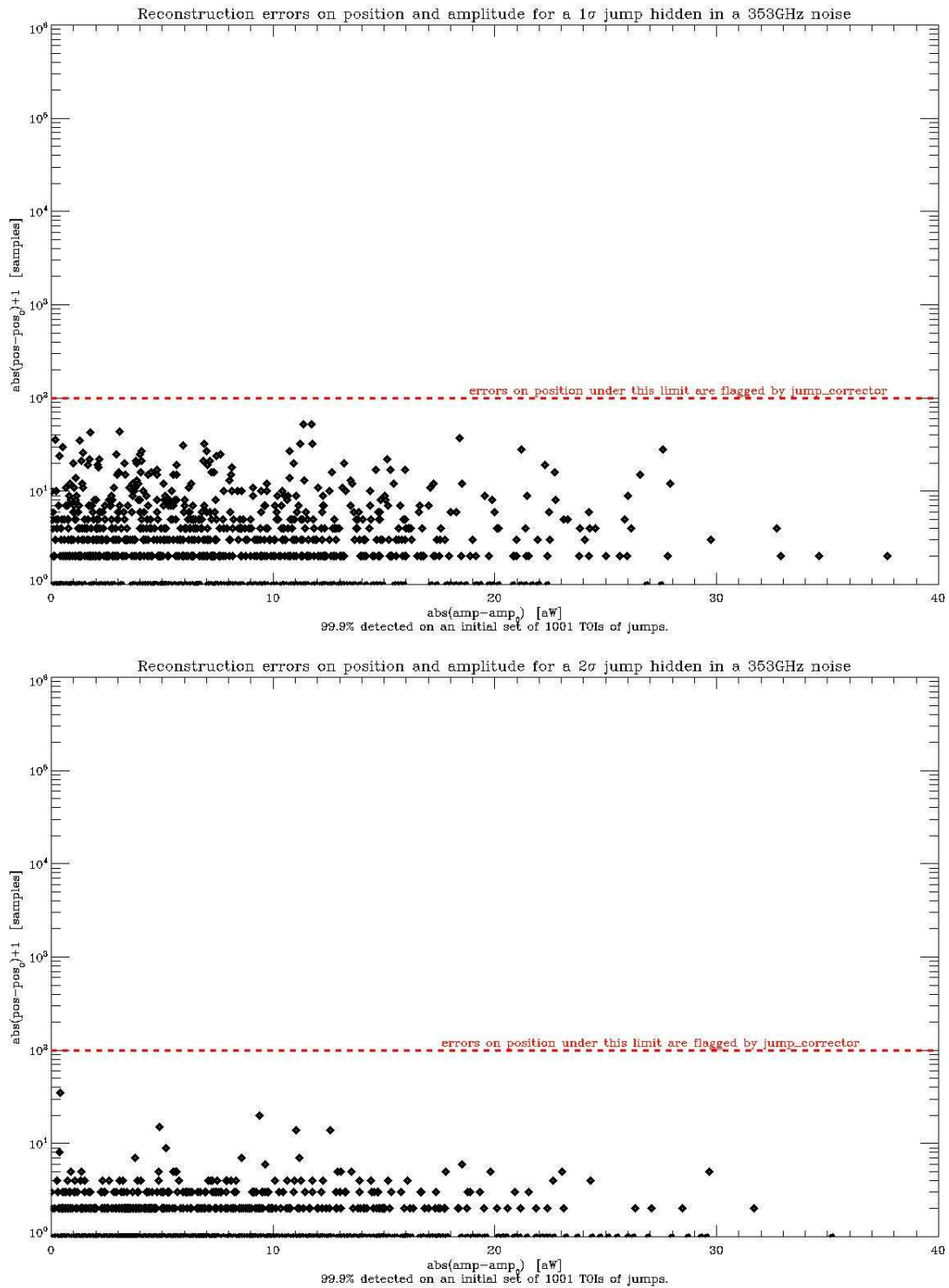


FIGURE 4.10 – Reconstruction des paramètres d’un saut dans le cas d’un bruit réaliste, pour des amplitudes de saut de 1 (haut) et 2 (bas)  $\sigma$  à 353 GHz. Sur chacune des figures on observe l’erreur sur la position en fonction de l’erreur sur l’amplitude. La limite en pointillés rouges marque le nombre d’échantillons masqués autour de la position reconstruite par *Jump Corrector*.

avec une très grande précision de 6 échantillons pour des sauts de 1  $\sigma$  et 1.7 échantillons pour des sauts de 2  $\sigma$ .

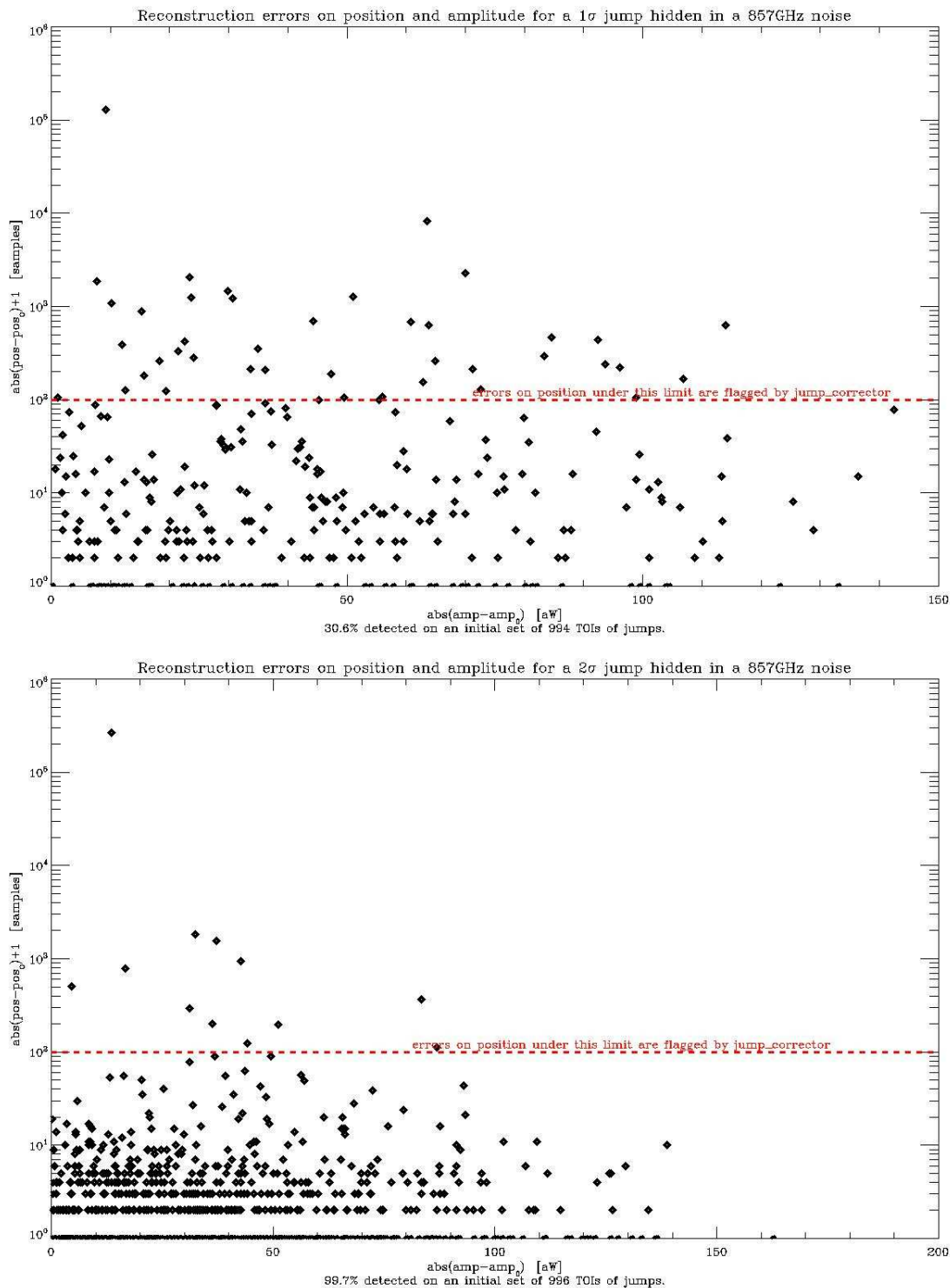


FIGURE 4.11 – Reconstruction des paramètres d’un saut dans le cas d’un bruit réaliste, pour des amplitudes de saut de 1 (haut) et 2 (bas)  $\sigma$  à 857 GHz. Sur chacune des figures on observe l’erreur sur la position en fonction de l’erreur sur l’amplitude. La limite en pointillés rouges marque le nombre d’échantillons masqués autour de la position reconstruite par *Jump Corrector*.

Ensuite nous avons effectué une troisième fois cette même analyse sur l’estimée du bruit à 857 GHz (Fig.4.11) où les résidus de signal dans l’estimation du bruit sont les plus forts et où la déviation standard du bruit est de 210 aW. Nous observons que le nombre de sauts reconstruits



avec une amplitude de  $1 \sigma$  est plus faible que pour des sauts à  $2 \sigma$ . Cela met en évidence les limites de l'algorithme de détection dans le cas où l'estimée du bruit contient de forts résidus de signal. Les seuils de détection ont été ajustés de manière à s'assurer que les sauts mal reconstruits ne soient pas détectés. Dans le cas à  $2 \sigma$  tous les sauts sont reconstruits et la plupart le sont avec une erreur sur la position inférieure à 100 échantillons.

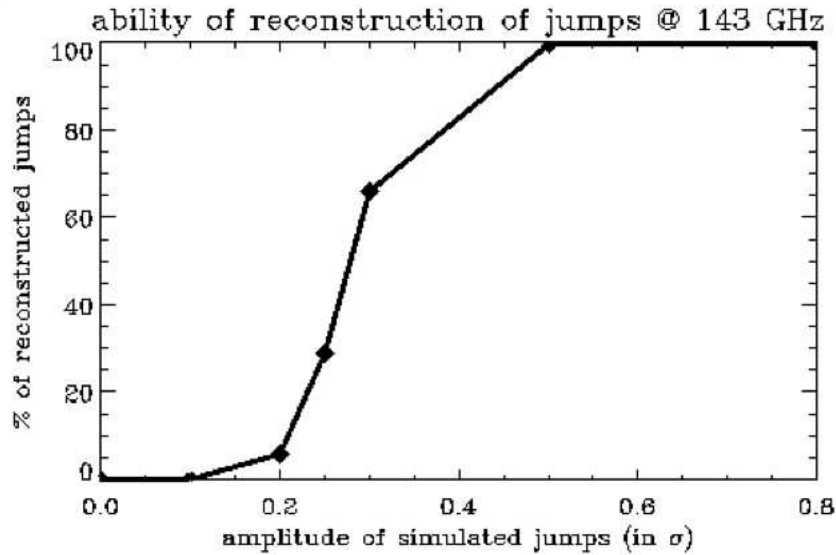


FIGURE 4.12 – Pourcentage de sauts reconstruits en fonction de l'amplitude du saut à 143 GHz en utilisant des simulations de saut réalistes.

Finalement nous avons quantifié la capacité à reconstruire des sauts dans les canaux entre 100 et 353 GHz en fonction de l'amplitude de ces derniers. La figure 4.12 montre la capacité de reconstruction en fonction de l'amplitude du saut. On constate que l'on est capable de reconstruire la plupart des sauts (99%) ayant une amplitude de  $0.5 \sigma$ , l'efficacité de reconstruction diminue rapidement en dessous de ce niveau. Ceci implique que la quasi totalité des sauts au dessus de  $0.5 \sigma$  peuvent être soustraits aux fréquences d'intérêts pour la physique du CMB. Ainsi les sauts résiduels non corrigés contribuent en terme d'amplitude pour moins de 1% de la déviation standard du bruit une fois projetés sur le ciel. Cet effet ne sera donc pas une source majeure d'erreur dans l'analyse scientifique des données HFI.

#### 4.2.3.2 Statistiques

Après avoir testé, validé et optimisé *Jump Corrector* sur des simulations réalistes du bruit, nous avons utilisé l'algorithme sur les données afin de soustraire les sauts des TOIs avant la construction des cartes. La figure 4.13 présente le nombre de sauts détectés par bolomètre. On constate plusieurs centaines de sauts pour un total d'environ 22 000 *RINGs*, avec une moyenne d'environ 260 sauts par bolomètre : 1.2% des *RINGs* de la mission sont affectés.

Pour la plupart des bolomètres le nombre de sauts semble augmenter avec l'avancement de la mission. Ceci est clairement mis en évidence à la figure 4.14 qui montre le nombre de sauts par jour en fonction du numéro de *RING*, moyenné sur l'ensemble des bolomètres.

Il est important de noter que le nombre de sauts n'est pas corrélé avec les passages successif par le centre Galactique, ainsi nous constatons que nous ne sommes pas fortement contaminés par de fausses détections induites par des résidus de signal.

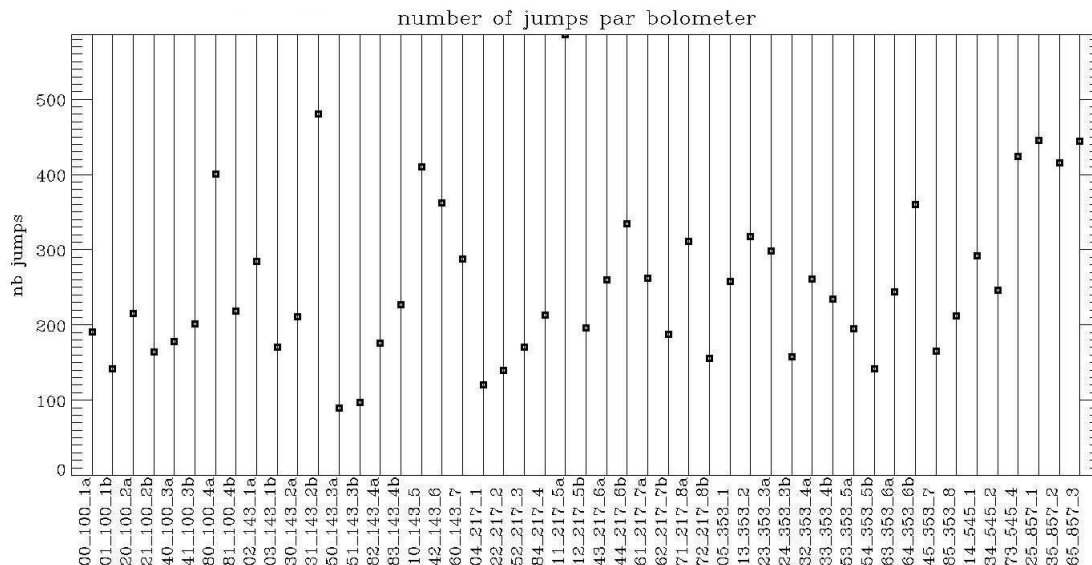


FIGURE 4.13 – Nombre de sauts reconstruits par bolomètre au cours des 4 premières couvertures du ciel.

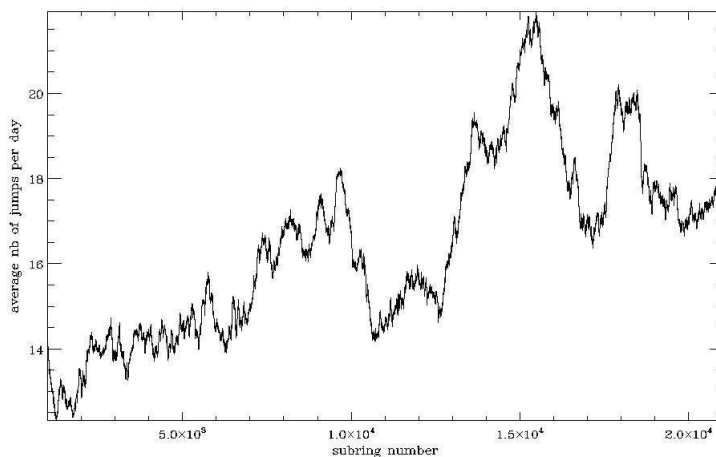


FIGURE 4.14 – Nombre de sauts reconstruits en fonction de l’avancement de la mission, les sauts détectés dans tous les bolomètres sont considérés. Le nombre de sauts est convolué par une fenêtre carrée de 101 points pour mettre en évidence le comportement global du nombre de sauts détectés au cours des 4 premières couvertures du ciel.

### 4.2.3.3 Conclusions

Nous avons détecté une grande quantité de sauts ( $\simeq 1\%$  des *RINGS*), lesquels sont une source potentielle de non-gaussianités dans les cartes de PLANCK. Pour corriger ces sauts j’ai développé un algorithme qui a été intégré à la chaîne de production officielle des données HFI. Ce module est appliqué en fin de chaîne dans le traitement des TOIs. Les simulations ont montré que *Jump Corrector* détecte les sauts d’une amplitude de  $1\sigma$  avec une grande précision et ce à toutes les fréquences d’observation. Comme escompté *Jump Corrector* permet de faire un nettoyage fin des données en temps, ce qui est nécessaire pour de fournir des mesures de haute précision dans le domaine de la cosmologie.

### 4.3 Détection de RTS

Nous allons maintenant nous intéresser à la détection du *Random Telegraphic Signal* (RTS) présent dans les données. Ce contaminant se comporte comme une succession de sauts très rapprochés en temps, faisant osciller de façon brutale la ligne de base entre deux ou plusieurs états. Le figure 4.15 présente un exemple de RTS observé à 857 GHz (bolomètre 857\_3). Ce cas présente une fréquence de transition très basse et une amplitude très élevée. Nous observons dans les TOIs différents types de RTS, aussi bien en ce qui concerne l'amplitude que la fréquence des transitions. Certains cas extrêmes présentent des durées d'occupation des deux états très asymétriques. Nous discuterons également ce point dans la suite, et l'impact que ces propriétés ont sur nos capacités de détection du RTS.

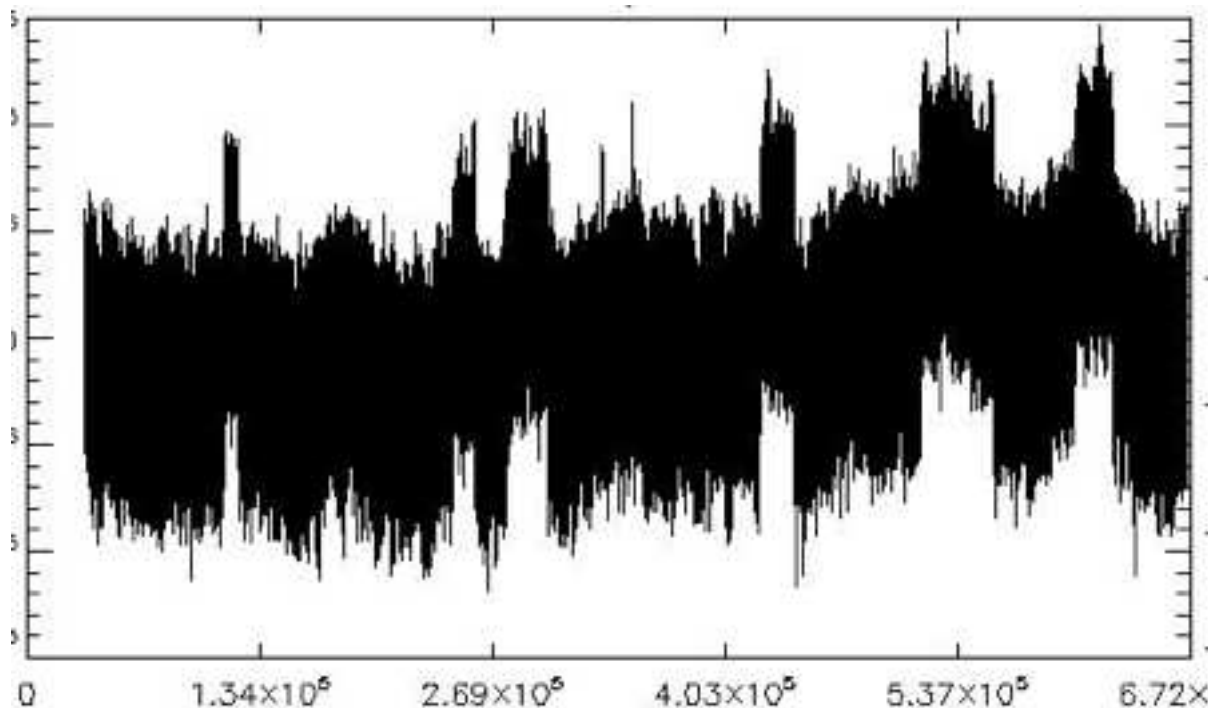


FIGURE 4.15 – Exemple de RTS à 857 GHz : TOI de l'estimation du bruit pour un *RING*. On observe clairement les transitions successives subies par la ligne de base du signal, cet exemple constitue un cas extrême en terme d'amplitude.

#### 4.3.1 Procédure de détection du RTS

Pour la détection de RTS nous cherchons des traces de non-gaussiannité dans la dérivée première de l'estimation du bruit dans la TOI. Les transitions du RTS étant successivement positives et négatives (oscillant entre deux états stables), on ne s'attend pas à ce que cet effet produise dans la dérivée d'ordre 1 de la non-gaussiannité sous forme de *skewness* (asymétrie). En revanche cet effet va produire de la *kurtosis* (aplatissement). C'est donc sous cette forme que nous allons traquer ce contaminant. D'autres effets systématiques présents dans les données en temps sont susceptibles de produire des signatures de non-gaussiannité, tels que par exemple des sauts uniques ou des résidus de rayons cosmiques.

Nous convoluons l'estimation du bruit dans les TOIs par un noyau de largeur 5001 points, afin d'obtenir une estimée non bruitée de sa dérivée. La taille de ce noyau sera discutée plus loin, elle conditionne le type de RTS auquel nous serons sensibles. En effet si le changement entre les

états s'effectue sur un nombre d'échantillons plus petit que la largeur de la fenêtre de convolution l'effet de ces changements d'états va se moyennner et la méthode de détection perdra en efficacité. Le type de noyau de convolution utilisé est le même que celui présenté précédemment à la figure 4.7.

Pour prévenir la contamination par des événements ponctuels qui ne sont pas du RTS dans la *kurtosis* de la dérivée première, nous supprimons 2% de part et d'autre de la distribution de la dérivée (les points les plus et les moins intenses) et nous calculons la *kurtosis* de la dérivée du reste. Pour une distribution de bruit gaussien ayant le même spectre de puissance que l'estimée du bruit, la valeur attendue est de -0.5.

Si la *kurtosis* excède un seuil, fixé empiriquement à 0, nous pouvons déduire avec un haut niveau de confiance ( $> 5\sigma$ ) que le *RING* concerné est affecté par du RTS. Il est important de noter que la détection de RTS via cette variable est reliée aussi bien à l'amplitude qu'à la fréquence du RTS considéré. En conséquence, il n'est pas directement possible de déduire l'amplitude du RTS en fonction de la valeur de cette variable. Afin de quantifier l'amplitude du RTS que nous trouverons dans les données nous avons réalisé une analyse dédiée et une inspection visuelle des *RINGS* contaminés. Au regard des résultats obtenus sur les données en temps, nous sommes en mesure de détecter du RTS jusqu'à une amplitude de 0.2 fois la déviation standard du bruit.

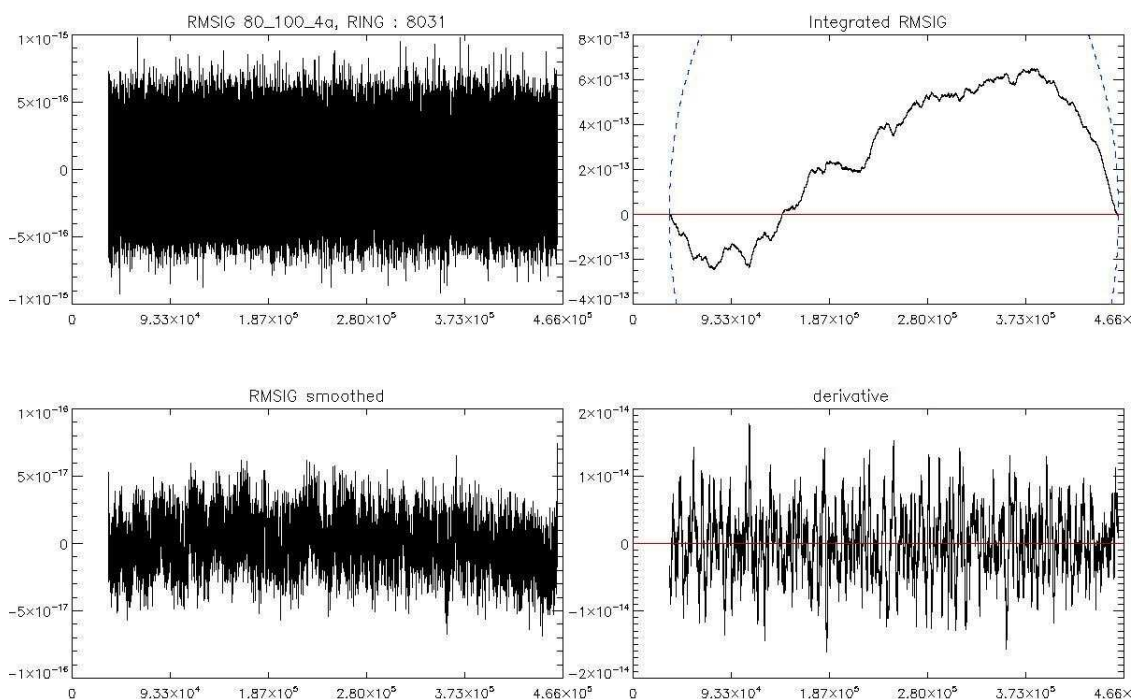


FIGURE 4.16 – Détection du RTS, dans un cas sans RTS. À gauche l'estimation du bruit présent dans les TOIs (en haut), le même signal convolué à 101 point (en bas), et à droite le total cumulatif et l'enveloppe à  $5\sigma$  de l'estimation du bruit (en haut) et la dérivée première de cette estimation (en bas).

Les figures 4.16, 4.17 et 4.18 présentent des exemples de TOIs dans des cas sans et avec RTS dans quelques *RINGS*. Le RTS n'est pas systématiquement évident sur les TOIs, il apparait plus clairement après une convolution du signal (en bas à gauche). En constate que le total cumulatif (en haut à droite) n'est pas une bonne variable de détection du RTS, les *sauts* successifs sont trop proches pour permettre de les détecter au cas par cas. Ainsi l'approche visant à détecter les sauts que nous avons développé ("Jump Corrector") n'est pas en mesure de détecter le

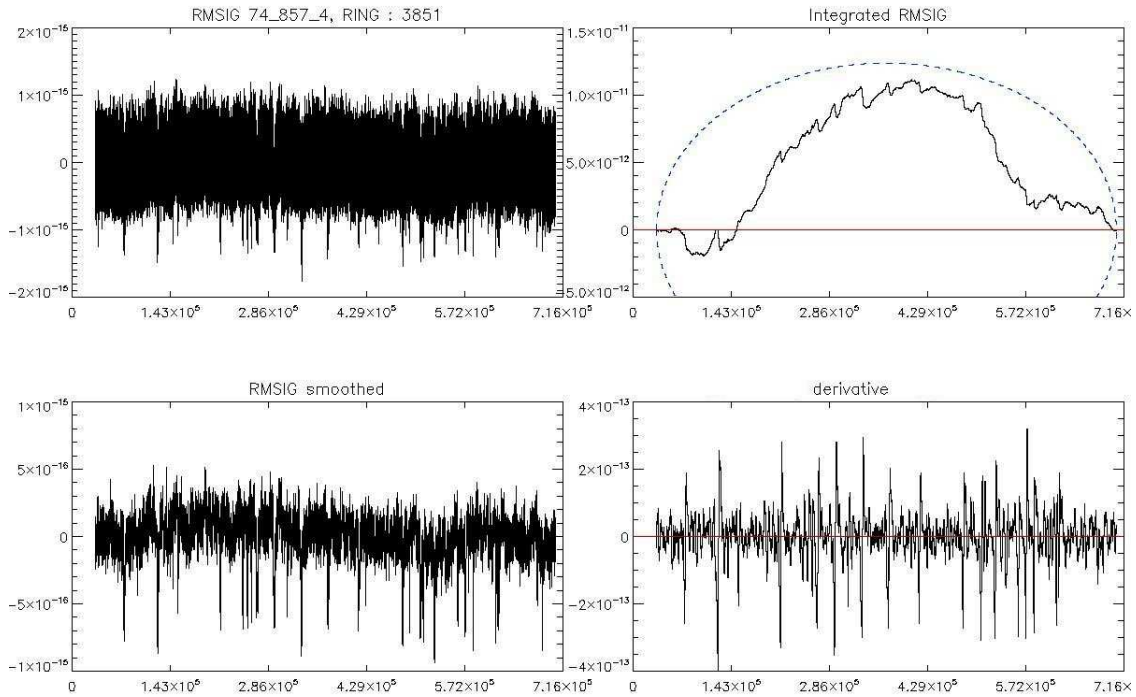


FIGURE 4.17 – Détection du RTS, dans un cas avec un RTS *rapide*. À gauche l’estimation du bruit présent dans les TOIs (en haut), le même signal convolué à 101 point (en bas), et à droite le total cumulatif et l’enveloppe à  $5\sigma$  de l’estimation du bruit (en haut) et la dérivée première de cette estimation (en bas).

RTS. En revanche dans la dérivée de l’estimation du bruit nous voyons clairement apparaître l’excès de dérivée dans les régions où se produisent les changements d’états du niveau moyen du signal. Ces excès produisent de la non gaussiannité dans cette dérivée que nous pourrions détecter.

### 4.3.2 Capacité de détection du RTS

Nous approfondissons ici l’impact des paramètres que sont la largeur de convolution et le pourcentage d’échantillons exclus pour le calcul de la *kurtosis* sur les capacités de détection du RTS en fonction de son amplitude et de sa fréquence.

Nous utiliserons dans la suite des simulations de RTS. Pour réaliser ces simulations nous avons utilisé un bruit gaussien corrélé suivant la statistique du bruit présent dans les TOIs de PLANCK à 143 GHz. Nous avons ajouté à ce bruit un RTS simulé où, par commodité, nous avons supposé que la probabilité de transition en fonction du temps ne dépendait pas de l’état dans lequel se trouve le détecteur.

La figure 4.19 présente la relation existante entre la valeur de la *kurtosis* de la dérivée première de l’estimée du bruit présent dans les TOIs et l’amplitude du RTS, lesquels varient de concert. Cette figure met aussi en avant l’effet de sélection sur la fréquence du RTS recherché (durée entre deux transitions successives). Dans un premier temps la *kurtosis* augmente avec la fréquence avant de décroître avec l’augmentation de la fréquence. Ceci est produit par le fait que les structures hautes fréquences du RTS sont détruites par un noyau de convolution trop large.

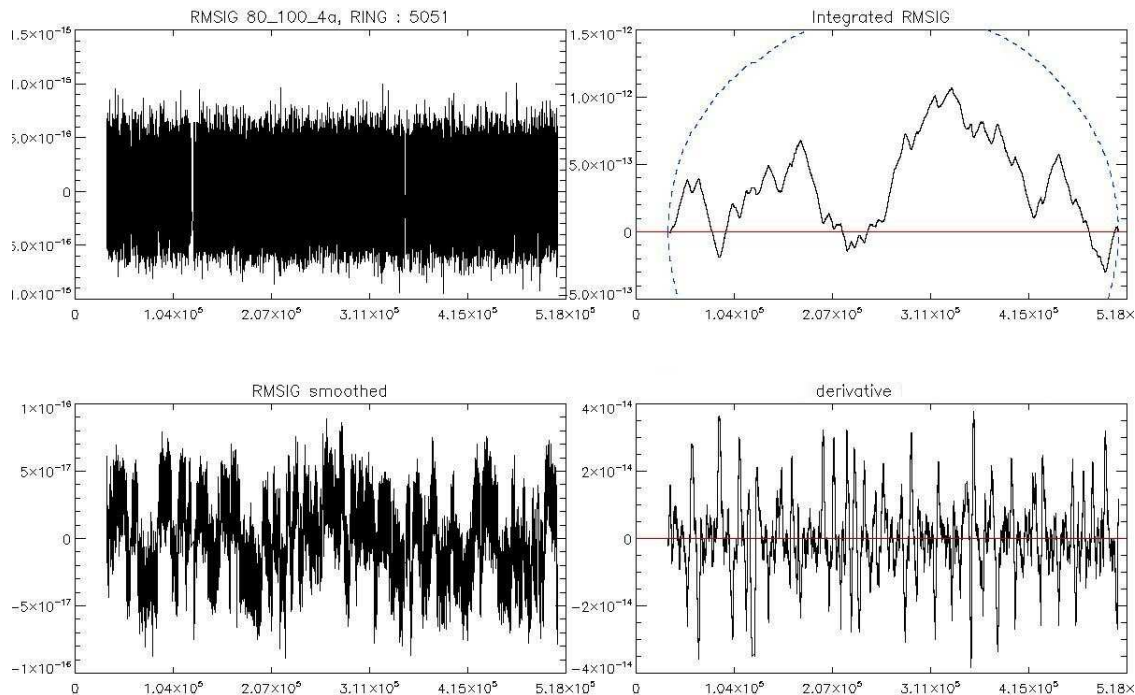


FIGURE 4.18 – Détection du RTS, dans un cas avec RTS. À gauche l’estimation du bruit présent dans les TOIs (en haut), le même signal convolué à 101 point (en bas), et à droite le total cumulatif et l’enveloppe à  $5 \sigma$  de l’estimation du bruit (en haut) et la dérivée première de cette estimation (en bas).

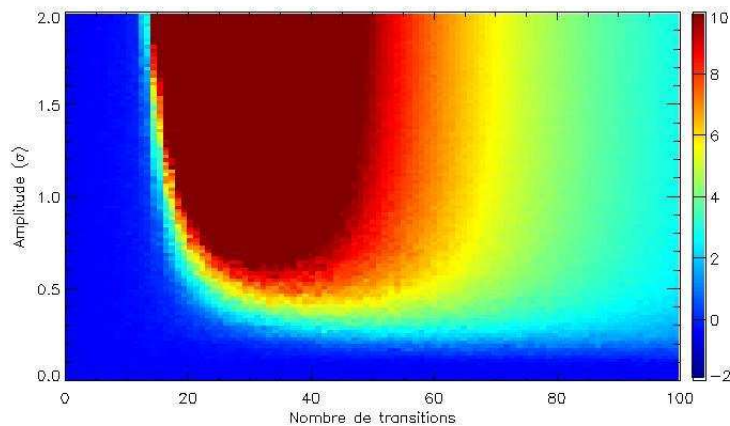


FIGURE 4.19 – Valeur de la *kurtosis* dans la dérivée en fonction de l’amplitude et de la fréquence du RTS simulé (nombre de transition) pour une fenêtre de convolution de 5000 échantillons et 4% des points exclus.

### 4.3.3 Résultats

Cette méthode a donc été appliquée avec succès, permettant la détection de RTS de faible amplitude et l’élimination des *RINGS* concernés par la contamination du RTS. Par soucis de lisibilité cette section ne présentera pas toutes les plages de RTS détectés, mais on se contentera de quelques exemples bien précis. L’ensemble des résultats sur les données HFI est résumé

TABLE 4.1 – Principales caractéristiques du RTS présenté en exemple sur les figures 4.21, 4.22, 4.23 et 4.24

Bolomètre	Amplitude	Nb transitions par <i>RING</i>	Nb <i>RINGs</i> atteints	Figure
80-100-4a	0.2	30	200	4.21
71-217-8a	0.3	15	200	4.22
35-857-2	1.2	10	150	4.23
15-Dark1	0.6	10-15	100	4.24

à la figure 4.20. Cette dernière présente la valeur de la *kurtosis* de la dérivée de l'estimée du bruit en fonction du bolomètre et du numéro de *RING*. On observe quelques plages de *RINGs* fortement contaminées par le RTS qui présentent une forte valeur de la *kurtosis*. On observe également quelque bolomètres qui possèdent un niveau de *kurtosis* systématiquement plus élevé que la moyenne des bolomètres, c'est particulièrement le cas des bolomètres 143-2a et 143-2b. On observe finalement un nombre important de plages de *RINGs* qui présentent un léger excès de *kurtosis*, associé avec du RTS soit de faible amplitude, soit avec une fréquence pour laquelle notre noyau de convolution n'est pas adapté.

Les figures 4.21, 4.22, 4.23 et 4.24 montrent la variable de détection ainsi que des exemples de *RINGs* contaminés pour les bolomètres 100-4a, 217-8a, 857-2 et un bolomètre aveugle Dark1. Les principales caractéristiques du RTS présentés sur ces figures sont listées dans la table 4.3.3. Ces figures mettent en évidence la performance de cette méthode pour détecter du RTS de faible amplitude qui ne se révèle qu'après avoir convolué les données en temps. Il est tout particulièrement intéressant de noter la présence de RTS dans un bolomètre aveugle. Ce dernier étant utilisé pour soustraire les dérives thermiques, la présence de RTS fort dans ces bolomètres pourrait avoir des conséquences majeures sur l'ensemble des bolomètres. Dans le cas présent, le fait que les autres bolomètres ne présentent pas de RTS dans cette portion de la mission tend à indiquer que le RTS a été suffisamment affaibli par la convolution à 2 minutes des bolomètres aveugles avant la décorrelation.

#### 4.3.4 Conclusion

Nous avons présenté dans cette section une approche permettant de manière robuste la détection de RTS dans les TOIs de HFI. Il est important de retenir qu'avec cette méthode nous sommes en mesure d'exclure la présence de RTS au dessus d'une amplitude de  $\simeq 0.2 \sigma$  (ayant un nombre de transition par *RING* compris entre 10 et 80). De même cette méthode permet un niveau de pureté très élevé dans la détection, aucune fausse détection n'est à noter, aussi bien dans les simulations que dans les données (la présence de RTS est contrôlée à la suite d'une détection en aveugle). Ainsi via cette approche nous pouvons placer des contraintes sur le niveau de RTS encore présent dans les données suite à l'étiquetage des *RINGs* contaminés. Environ 5% des *RINGs* de la mission sont affectés par du RTS. Ainsi la prise en compte de cet effet dans l'étiquetage des *RINGs* est importante.



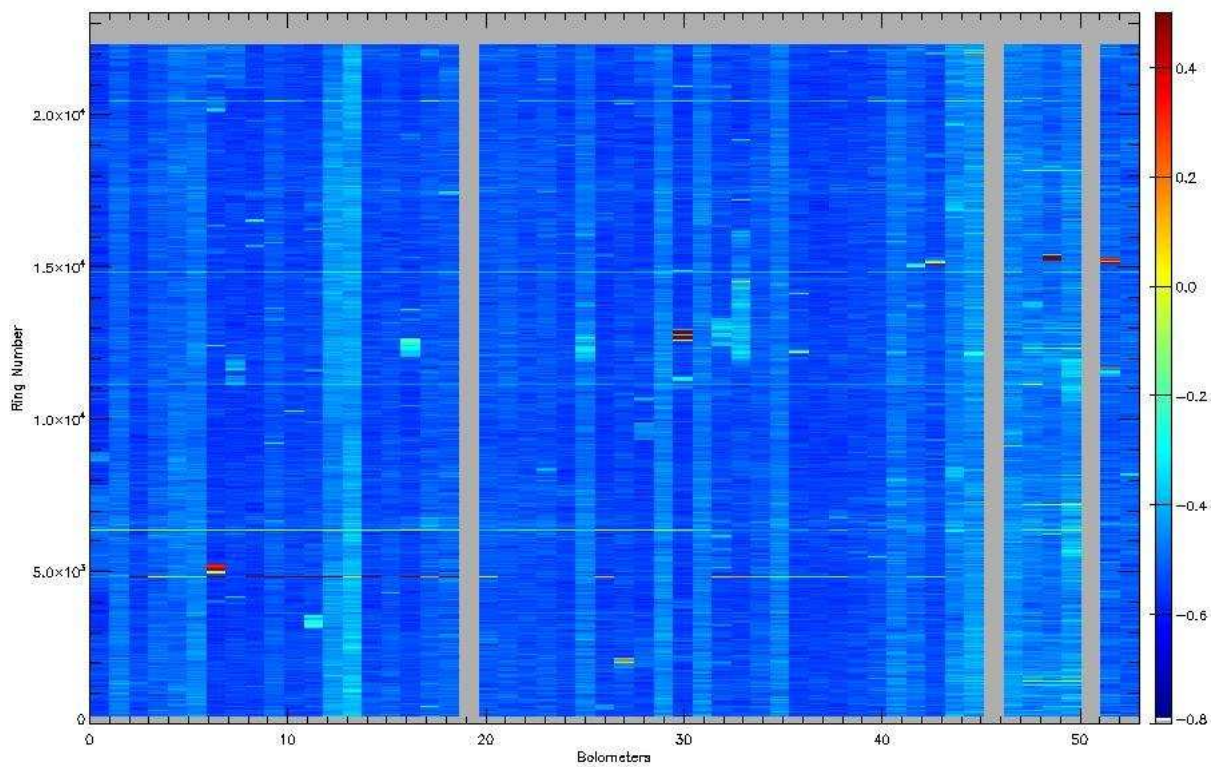


FIGURE 4.20 – Valeur de *kurtosis* en fonction du numéro de *RING* en ordonnée et du bolomètre en abscisse, les bolomètres sont agencés par ordre croissant de fréquences et de numéro du bolomètre dans la fréquence concernée.



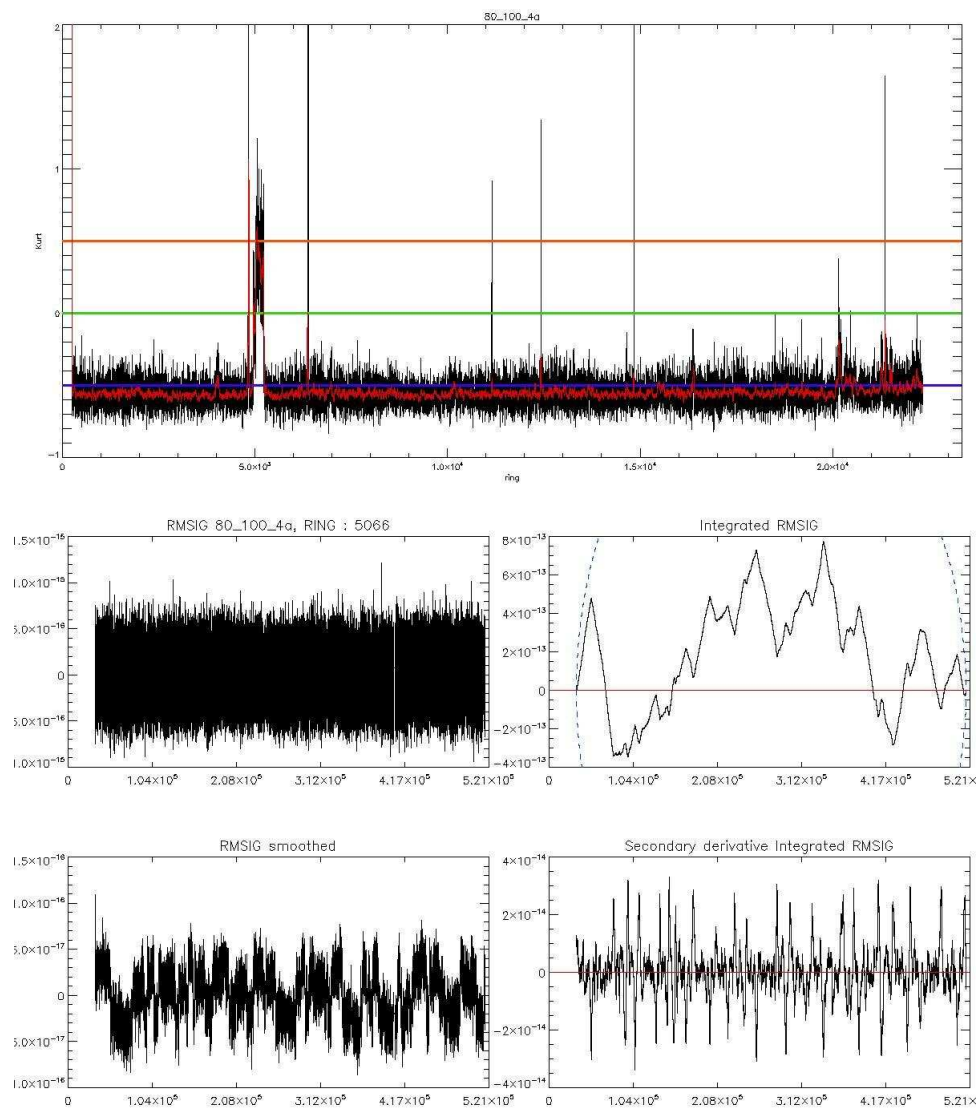


FIGURE 4.21 – En haut : valeur de *kurtosis* pour un bolomètre à 100 GHz en fonction du numéro de *RING*, en noir la *kurtosis* pour chaque *RING*, en rouge la *kurtosis* lissée par plages de 101 *RINGS*. Les niveaux à -0.5, 0.0 et 0.5 sont présentés à titre indicatif par des courbes de couleur. En bas : exemple de *RING* affecté par du RTS. De haut en bas et de gauche à droite : estimation du bruit, cette même courbe lissée, le total cumulatif et la dérivée première du bruit.

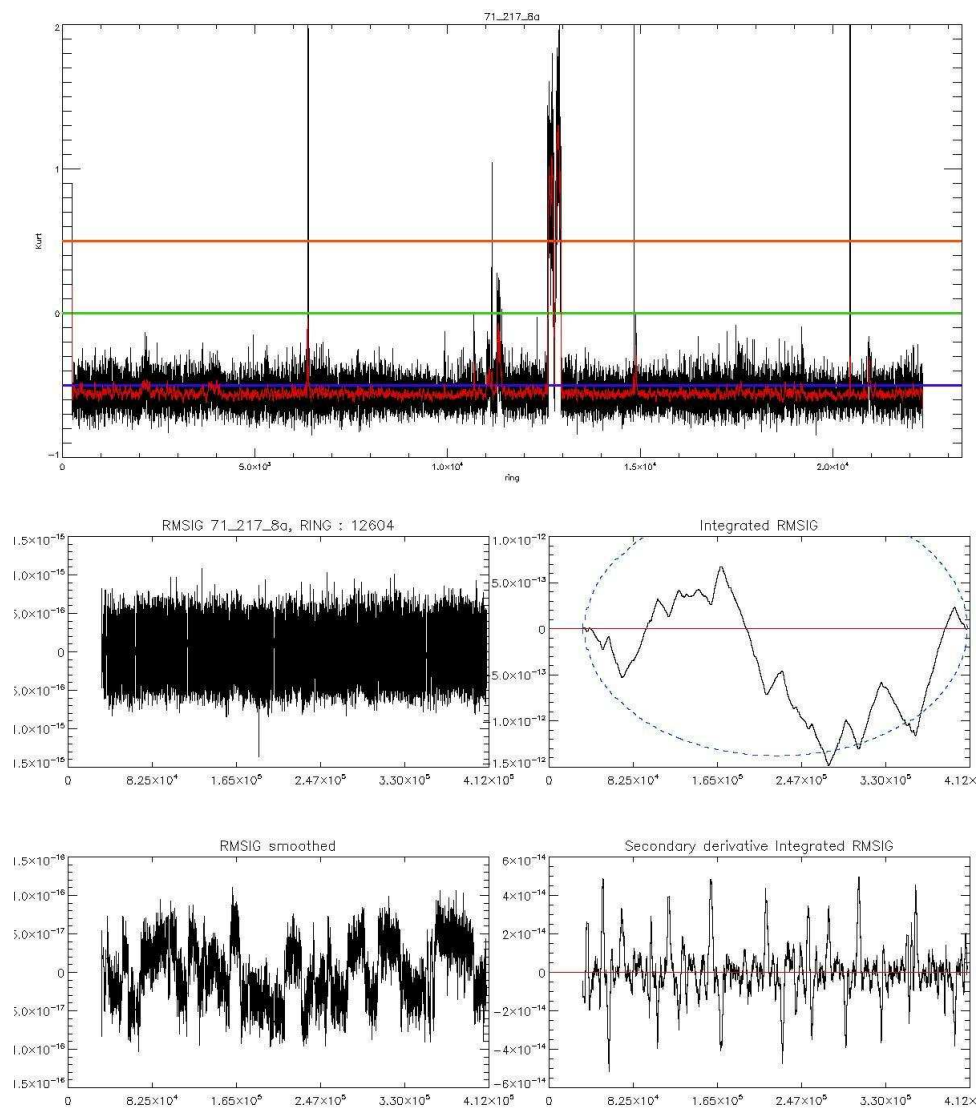


FIGURE 4.22 – En haut : valeur de *kurtosis* pour un bolomètre à 217 GHz en fonction du numéro de *RING*, en noir la *kurtosis* pour chaque *RING*, en rouge la *kurtosis* lissée par plages de 101 *RINGS*. Les niveaux à -0.5, 0.0 et 0.5 sont présentes à titre indicatif par des courbes de couleur. En bas : exemple de *RING* affecté par du RTS. De haut en bas et de gauche à droite : estimation du bruit, cette même courbe lissée, le total cumulatif et la dérivée première du bruit.

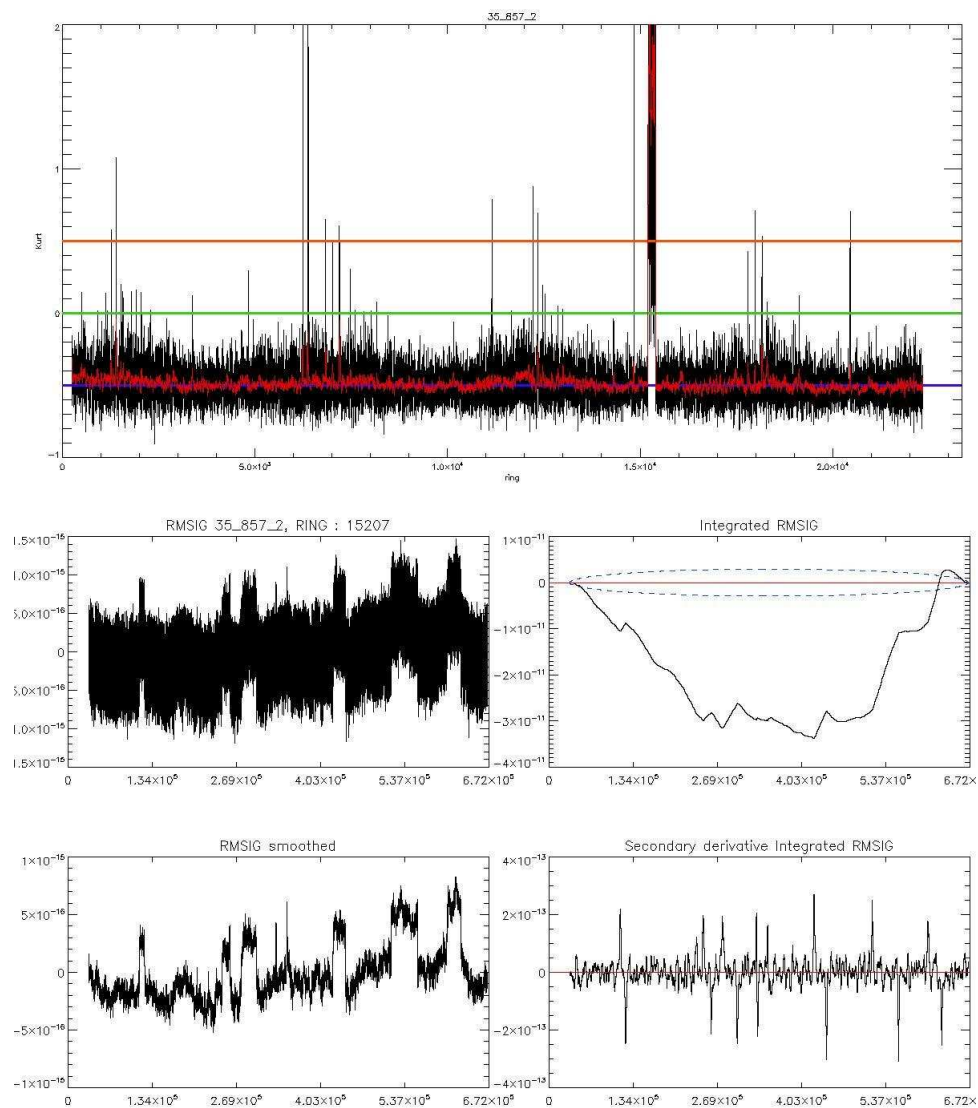


FIGURE 4.23 – En haut : valeur de *kurtosis* pour un bolomètre à 857 GHz en fonction du numéro de *RING*, en noir la *kurtosis* pour chaque *RING*, en rouge la *kurtosis* lissée par plages de 101 *RINGS*. Les niveaux à -0.5, 0.0 et 0.5 sont présentés à titre indicatif par des courbes de couleur. En bas : exemple de *RING* affecté par du RTS. De haut en bas et de gauche à droite : estimation du bruit, cette même courbe lissée, le total cumulatif et la dérivée première du bruit.

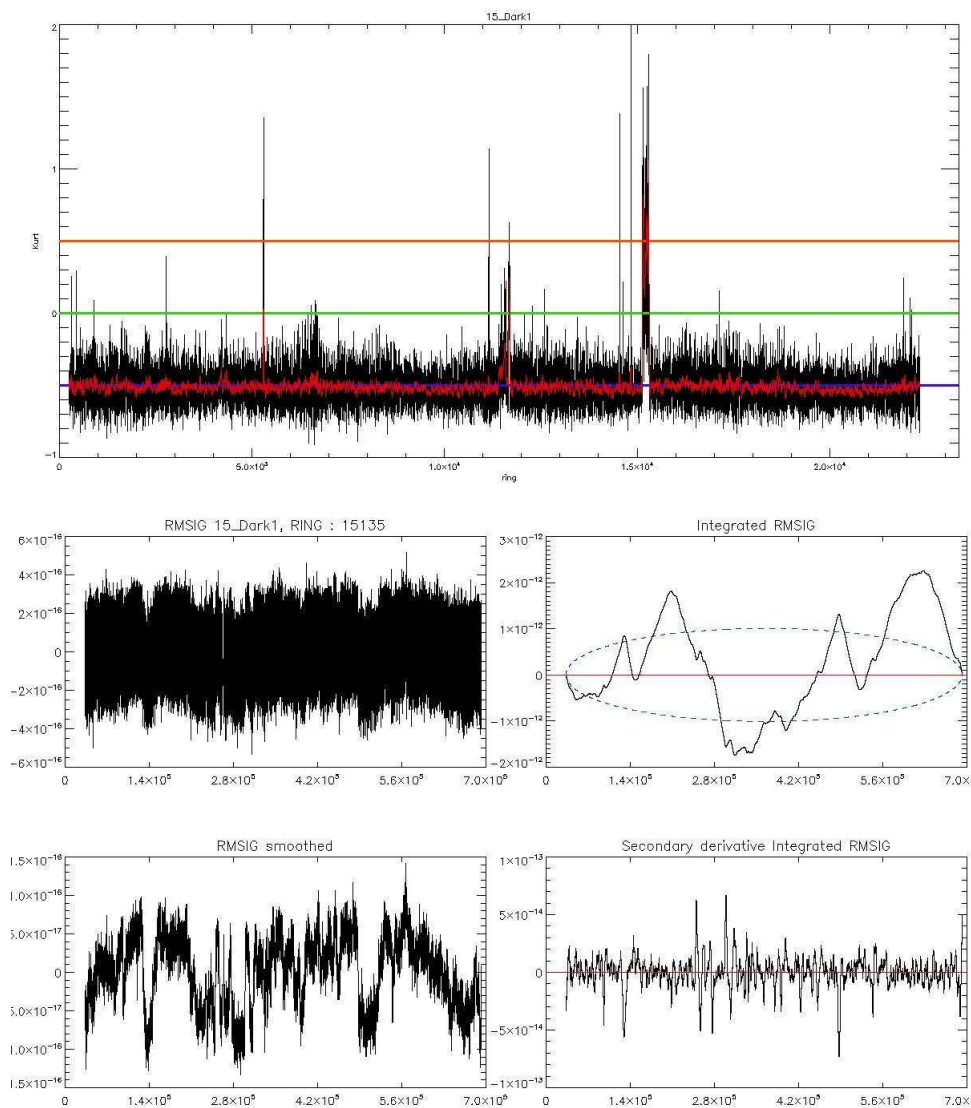


FIGURE 4.24 – En haut : valeur de *kurtosis* pour un bolomètre aveugle en fonction du numéro de *RING*, en noir la *kurtosis* pour chaque *RING*, en rouge la *kurtosis* lissée par plages de 101 *RINGS*. Les niveaux a -0.5, 0.0 et 0.5 sont présentés à titre indicatif par des courbes de couleurs. En bas : exemple de *RING* affecté par du RTS. De haut en bas et de gauche à droite : estimation du bruit, cette même courbe lissée, le total cumulatif et la dérivée première du bruit.



Troisième partie

Separation de composantes pour la  
mesure l'effet tSZ avec PLANCK



# Modified Internal Linear Combination Algorithm (MILCA)

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>ILC généralisé</b>	<b>84</b>
<b>5.2</b>	<b>Propriétés de l'estimateur</b>	<b>86</b>
5.2.1	Biais intrinsèque	87
5.2.2	Biais induit par le bruit	88
<b>5.3</b>	<b>Modification de l'estimateur</b>	<b>89</b>
5.3.1	Utilisation de filtres spatiaux et fréquentiels	89
5.3.2	TILT : Template regulated Internal Linear Transformation	90
5.3.3	Estimateur non biaisé par le terme de bruit	92
5.3.4	Sous-espace de travail pour minimiser le bruit	92
5.3.5	Minimisation du bruit instrumental	93
<b>5.4</b>	<b>L'algorithme final</b>	<b>94</b>
<b>5.5</b>	<b>Application de MILCA sur des données simulées</b>	<b>94</b>
5.5.1	Simulations	95
5.5.2	Comparaison entre MILCA et une ILC standard sur des simulations	95
5.5.3	Application de TILT	96
5.5.4	Application à la construction de cartes entières du ciel	99
<b>5.6</b>	<b>Estimation des incertitudes pour les méthodes de type ILC</b>	<b>100</b>
5.6.1	Estimation du bruit instrumental	101
5.6.2	Estimation des inhomogénéités du bruit	102
5.6.3	Construction d'une simulation réaliste de bruit et estimation de la matrice de covariance	103
<b>5.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>104</b>

Ce chapitre va présenter en détail la méthode de séparation de composantes MILCA. Cette dernière consiste en une succession de modifications apportées à la méthode de l'ILC (Internal Linear Combination). Dans un premier temps nous allons présenter la méthode ILC en général, nous discuterons les limitations de cette méthode, puis nous présenterons les modifications apportées en vue d'en améliorer les performances et enfin nous la testerons sur des simulations. Nous commencerons par modéliser les données comme un ensemble d'observations, sous la forme de cartes pixellisées (avec  $n_p$  pixels), dans différents canaux d'observation (au nombre de  $n_t$ ). Chaque carte observée est une combinaison linéaire d'un ensemble de composantes physiques (au nombre de  $n_s$ ) et du bruit instrumental :

$$\mathbf{T} = \mathbf{AS} + \mathbf{N} \quad (5.1)$$

où  $\mathbf{T}$  est un vecteur de dimension  $n_t$  contenant les données observées dans chacun des canaux et  $\mathbf{A}$  est la matrice de mélange de dimension  $n_t \times n_s$  qui encode la dépendance spectrale de chacune



des différentes composantes. Cette dernière se définit comme suit :

$$\mathcal{A}_{ij} = \int F_i(\nu) H_j(\nu) d\nu \quad (5.2)$$

avec  $F_i(\nu)$  la dépendance en fréquence de la  $i$ -ième composante et  $H_j(\nu)$  la réponse en fréquence du  $j$ -ème détecteur.  $\mathbf{S}$  est le vecteur de dimension  $n_s$  contenant les cartes des différentes émissions physiques présentes sur le ciel et  $\mathbf{N}$  est un vecteur de dimension  $n_t$  contenant la contribution du bruit instrumental à la mesure effectuée par les détecteurs. Notre objectif est d'extraire une composantes de  $\mathbf{S}$  en supposant sa dépendance spectrale  $F(\nu)$  connue.

De manière générale on considère un ensemble de  $n_p$  pixels pour chacune des observations et chacune des composantes. Pour chaque canal de mesure et pour chaque composante physique  $T$ ,  $\mathbf{N}$  et de  $\mathbf{S}$  sont composés de  $n_p$  échantillons. Par la suite nous considérons ces ensembles d'échantillons  $n_p$  comme une seul entité à laquelle nous appliquerons notre méthode.

## 5.1 ILC généralisé

Dans cette section nous présentons l'adaptation d'une méthode couramment employée de séparation de composantes, l'ILC, reposant sur une combinaison linéaire des cartes observées dans plusieurs canaux d'observation, à tout type de comportement en fréquence  $F(\nu)$  de la composante que l'on souhaite extraire. Cette méthode avait été jusque là abondamment utilisée en vue de construire des cartes du CMB. Dans cette perspective considérons :

$$S_c = \mathbf{w}^T \mathbf{T} = \sum_i w_i T_i \quad (5.3)$$

où  $S_c$  est la composante que l'on souhaite reconstruire, l'indice  $c$  indique la composante que l'on souhaite extraire. A cette fin, le vecteur  $\mathbf{w}$ , de dimension  $n_t$ , est un ensemble de poids permettant d'obtenir la composante souhaitée par combinaison linéaire des canaux d'observation. Ces poids sont à déterminer, et constituent donc les variables de notre problème. Dans l'optique d'obtenir le vecteur  $\mathbf{w}$ , nous allons effectuer la minimisation sous contrainte de la variance de la carte reconstruite  $S_c$ .

Dans le cas le plus usuel où l'on souhaite extraire le CMB à partir de données calibrées en  $K_{CMB}$  cette contrainte peut s'écrire simplement [Eriksen *et al.* 2004] :

$$g = \sum_i w_i = 1. \quad (5.4)$$

Cette contrainte implique, dans le cas de données étalonnées en  $K_{CMB}$ , que le CMB sera présent une et une seule fois et ce quelque soit la combinaison linéaire que l'on va appliquer. Cependant une telle méthode peut se généraliser à toute émission physique possédant un spectre électromagnétique connu. On écrit alors la contrainte  $g$  sous la forme :

$$g = \mathbf{w}^T \mathbf{f} = 1. \quad (5.5)$$

avec  $\mathbf{f}$  le vecteur de dimension  $n_t$  contenant la dépendance spectrale de la composante recherchée dans les canaux d'observation. Le vecteur  $\mathbf{f}$  est relié à la matrice de mélange  $\mathcal{A}$  par  $\mathbf{f} = \mathcal{A} \mathbf{e}_c$ , où  $\mathbf{e}_c$  est un vecteur colonne de dimension  $n_s$  dont chaque valeur est égale à 0 sauf la  $c$ -ième valeur qui est égale à 1.

Il peut arriver que plusieurs composantes possèdent un spectre électromagnétique bien connu. En conséquence il est possible d'utiliser plusieurs contraintes ( $g_1$  et  $g_2$  par exemple) lors de

la minimisation de la variance. Par exemple, dans le cas où nous souhaitons reconstruire une composante en minimisant la contribution d'une autre composante, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} g_1 &= \mathbf{w}^T \mathbf{f}_1 = 1 \\ g_2 &= \mathbf{w}^T \mathbf{f}_2 = 0 \end{aligned} \quad (5.6)$$

où  $\mathbf{f}_1$  est le vecteur contenant le comportement spectral de la composante à extraire et  $\mathbf{f}_2$  est le vecteur contenant le comportement spectral de la composante à exclure de la reconstruction finale. De manière générale, nous pouvons dès lors réécrire  $\mathbf{f}$  comme une matrice de dimension  $n_c \times n_t$ , avec  $n_c$  le nombre de contraintes. Ainsi  $\mathbf{e}_c$  devient une matrice de dimension  $n_s \times n_c$  permettant de sélectionner les colonnes de la matrice  $\mathcal{A}$  associées aux composantes dont l'on souhaite contraindre le spectre EM.

La variance de la composante reconstruite que l'on souhaite minimiser,  $V(S_c)$ , s'écrit

$$V(S_c) = \mathbf{w}^T \langle \mathbf{T} \mathbf{T}^T \rangle \mathbf{w} = \mathbf{w}^T \mathcal{C}_T \mathbf{w} \quad (5.7)$$

où la matrice  $\mathcal{C}_T$  est moyennée sur l'ensemble des pixels  $n_p$ . Cette variance est minimisée sous contraintes, par l'utilisation de multiplicateurs de Lagrange :

$$\nabla V(S_c) - \boldsymbol{\lambda}^T \nabla \mathbf{g} = 0 \quad (5.8)$$

$$\mathbf{g} = \mathbf{f}^T \mathbf{w} = \mathbf{e}_l \quad (5.9)$$

où  $\nabla$  est l'opérateur de dérivation par rapport aux poids  $\mathbf{w}$ ,  $\boldsymbol{\lambda}$  est un vecteur contenant les multiplicateurs de Lagrange et possède  $n_c$  éléments et  $\mathbf{e}_l$  est un vecteur de  $n_c$  éléments dont toutes les entrées sont nulles sauf la  $l$ -ième qui vaut 1. Les gradients de  $V(S_c)$  et  $\mathbf{g}$  par rapport aux poids de la combinaison linéaire sont explicitement donnés par

$$\nabla V(S_c) = 2 \mathcal{C}_T \mathbf{w} \quad (5.10)$$

$$\nabla \mathbf{g} = \mathbf{f}. \quad (5.11)$$

L'équation Eq. (5.9) peut se réécrire sous forme matricielle comme suit

$$\begin{pmatrix} 2 \cdot \mathcal{C}_T & -\mathbf{f} \\ \mathbf{f}^T & \mathbf{0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{w} \\ \boldsymbol{\lambda} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{e}_l \end{pmatrix}. \quad (5.12)$$

Un tel système peut être résolu via une méthode d'inversion par blocs. Soit une matrice  $\mathcal{M}$  par bloc de la forme :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{C} & \mathcal{D} \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Son inverse par bloc est donné par

$$\mathcal{M}^{-1} = \begin{pmatrix} \mathcal{A}^{-1} + \mathcal{A}^{-1} \mathcal{B} (\mathcal{D} - \mathcal{C} \mathcal{A}^{-1} \mathcal{B})^{-1} \mathcal{C} \mathcal{A}^{-1} & -\mathcal{A}^{-1} \mathcal{B} (\mathcal{D} - \mathcal{C} \mathcal{A}^{-1} \mathcal{B})^{-1} \\ -(\mathcal{D} - \mathcal{C} \mathcal{A}^{-1} \mathcal{B})^{-1} \mathcal{C} \mathcal{A}^{-1} & (\mathcal{D} - \mathcal{C} \mathcal{A}^{-1} \mathcal{B})^{-1} \end{pmatrix}. \quad (5.14)$$

Cette expression est valide dans le cas où les matrice  $\mathcal{A}$  et son complément de Schur  $\mathcal{D} - \mathcal{C} \mathcal{A}^{-1} \mathcal{B}$  sont inversibles. Dans le cas contraire, si  $\mathcal{D}$  et son complément de Schur  $\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{D}^{-1} \mathcal{C}$  sont inversibles on peut aussi utiliser l'expression :

$$\mathcal{M}^{-1} = \begin{pmatrix} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{D}^{-1} \mathcal{C})^{-1} & -(\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{D}^{-1} \mathcal{C})^{-1} \mathcal{B} \mathcal{D}^{-1} \\ -\mathcal{D}^{-1} \mathcal{C} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{D}^{-1} \mathcal{C})^{-1} & \mathcal{D}^{-1} + \mathcal{D}^{-1} \mathcal{C} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{D}^{-1} \mathcal{C})^{-1} \mathcal{B} \mathcal{D}^{-1} \end{pmatrix}. \quad (5.15)$$

En utilisant les relations précédentes (équation 5.14), il devient possible d'obtenir l'expression de l'estimateur de  $\mathbf{w}$

$$\hat{\mathbf{w}} = \mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{f} (\mathbf{f}^T \mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{f})^{-1} \mathbf{e}_l = \mathbf{W} \mathbf{e}_l \quad (5.16)$$

où  $\mathbf{W}$  est la matrice de poids de dimension  $n_c \times n_t$ . La  $l$ -ième colonne de la matrice  $\mathbf{W}$  contient les poids permettant d'extraire la composante désirée, les autres colonnes de la matrice résultante donnent accès aux poids de la combinaison linéaire permettant l'extraction des autres composantes contraintes. En conséquence toutes les composantes contraintes peuvent être extraites simultanément. Une méthode analogue a également été développée par [Remazeilles *et al.* 2011] dans le cas de deux contraintes. Nous généralisons cette approche à un nombre de contraintes compris entre 1 et  $n_t$ . Si l'on applique cet estimateur au cas de l'extraction du CMB avec une seule contrainte, on obtient le même résultat que l'ILC classique utilisée dans le cadre de la mission WMAP (voir par exemple [Eriksen *et al.* 2004]) :

$$\hat{\mathbf{w}} = \frac{\mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{1}}{\mathbf{1}^T \mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{1}} \quad (5.17)$$

avec  $\mathbf{1}$  un vecteur colonne de dimension  $n_t$  qui a tous ses éléments égaux à 1. La carte extraite pour la composante recherchée peut alors s'écrire :

$$\hat{S}_c = \mathbf{e}_l^T (\mathbf{f}^T \mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{f})^{-1} \mathbf{f}^T \mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{T}. \quad (5.18)$$

## 5.2 Propriétés de l'estimateur

Il convient d'étudier les propriétés de cet estimateur tels que les biais et le niveau de bruit de façon à pouvoir l'améliorer.

En général, le biais dans l'estimation peut être produit par différentes sources :

- corrélation entre la composante à extraire et les autres composantes.
- différences entre la matrice  $\mathcal{A}$  effective et les contraintes utilisées pour l'extraction de la composante. Ces différences peuvent être produites par des incertitudes d'étalonnage ou encore par des différences entre le spectre électromagnétique réel et celui utilisé comme à priori. Par exemple dans le cas de l'effet tSZ, les corrections relativistes modifient la forme du spectre électromagnétique et dépendent de la température des amas. C'est aussi le cas du spectre de corps noir modifié de la poussière galactique qui varie beaucoup en fonction de la région du ciel concernée. Cela se traduit par une incertitude sur la matrice de mélange  $\mathcal{A}$ . En effet, dans le cas d'expérience à haut signal sur bruit, comme la mission PLANCK, une erreur d'étalonnage d'environ 1% [Dick *et al.* 2010] peut produire des effets notables sur des méthodes de type ILC.
- biais induit par le bruit instrumental.

Afin d'améliorer l'estimateur de  $S_c$ , on peut agir de trois manières distinctes :

- (1) utilisation d'un filtrage des échantillons  $n_p$  utilisés pour estimer la matrice de covariance  $\mathcal{C}_T$ , dans l'espace des harmoniques sphériques ou dans l'espace réel,
- (2) modification de la définition de la variance que l'on souhaite minimiser (via une action sur la matrice de covariance),
- (3) modification ou ajout de contraintes.

Chacun de ces termes peut faire l'objet de modifications permettant une amélioration substantielle de la reconstruction. La suite de ce chapitre se focalisera sur les limites de la méthode ILC, et sur le moyen d'améliorer les performances de l'estimateur en modifiant les différents termes, puis présentera l'application de cette méthode à des simulations.

### 5.2.1 Biais intrinsèque

Dans cette section, nous allons explicitement développer l'estimateur obtenu précédemment avec l'équation (5.18). Dans un premier temps considérons que le bruit instrumental est absent. Dans ce cas il nous est possible d'écrire simplement la matrice de covariance des cartes observées comme

$$\mathcal{C}_{\mathcal{T}} = \mathcal{A}\mathcal{C}_{\mathcal{S}}\mathcal{A}^T \quad (5.19)$$

avec  $\mathcal{C}_{\mathcal{S}}$  la matrice de covariance des composantes, de dimension  $n_s \times n_s$ . Avant d'aller plus loin, il convient de bien caractériser la matrice  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}$  en vue de son inversion. Cette matrice possède une dimension  $n_t \times n_t$ , mais a un rang (nombre de valeurs propres différentes de zéro) égal à  $\min(n_s, n_t)$  par construction ( $\mathcal{C}_{\mathcal{S}}$  étant de rang  $n_s$ ). Dès lors trois cas sont possibles.

- (1)  $n_s > n_t$  : nous avons un nombre de composantes physiques supérieur au nombre de canaux d'observation ; il s'agit du cas le plus défavorable. En effet dans ces conditions il devient impossible d'extraire une seule composante par combinaison linéaire : l'approche ILC n'est pas appropriée et produira des cartes potentiellement très biaisées. Il n'est pas possible de décrire  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}$  avec un sous-espace de dimension  $n_s$ . Dans cette situation le sous-espace de dimension  $n_t$  qui décrit la matrice  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}$  n'a pas de sens physique réel. Les composantes astrophysiques y sont mélangées. Il faudra alors, pour résoudre ce problème, apporter de l'information extérieure supplémentaire pour soustraire les composantes indésirables.
- (2)  $n_s = n_t$  : nous avons autant de canaux d'observation que de composantes. Dans cette situation  $\mathcal{A}$  est une matrice carrée, il n'y a donc aucune ambiguïté dans l'inversion de  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}$ .
- (3)  $n_s < n_t$  : comme  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}$  possède un rang  $n_s$  inférieur à son nombre de dimensions  $n_t$ , la matrice est singulière et en conséquence ne peut pas être inversée. Cependant il est toujours possible dans ce cas d'utiliser la *pseudo-inverse*. Ce dernier est défini à partir de la décomposition en valeurs singulières (SVD pour Singular Value Decomposition). On peut alors définir  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}^{-1} = \mathcal{U}\mathcal{D}^{-1}\mathcal{U}^T$ , avec  $\mathcal{D}$  une matrice diagonale contenant les valeurs singulières de  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}$ , et  $\mathcal{U}$  une matrice orthogonale obtenue par la décomposition en valeurs singulières de la matrice  $\mathcal{C}_{\mathcal{T}}$ . La matrice  $\mathcal{D}^{-1}$  est obtenue en prenant l'inverse des éléments non nuls de  $\mathcal{D}$  et en laissant à 0 les éléments nuls de  $\mathcal{D}$ . La matrice  $\mathcal{D}$  est définie de façon unique, à l'inverse de  $\mathcal{U}$  qui a toujours  $n_t - n_s$  degrés de liberté, traduisant le fait qu'il existe plusieurs combinaisons linéaires de  $\mathcal{T}$  qui permettent l'extraction de la composante recherchée.

Quand la matrice  $\mathcal{A}$  est rectangulaire ( $n_s < n_t$ ), la notation  $\mathcal{A}^{-1}$  désigne l'inverse par la gauche

Par la suite nous nous focaliserons uniquement sur le cas  $n_s \leq n_t$ . Le résultat que nous obtenons après développement de l'estimateur de  $S_c$  est donnée par

$$\hat{S}_c = \mathbf{e}_l^T (\mathbf{e}_c^T \mathcal{C}_{\mathcal{S}}^{-1} \mathbf{e}_c)^{-1} \mathbf{e}_c^T \mathcal{C}_{\mathcal{S}}^{-1} \mathbf{S}. \quad (5.20)$$

Pour expliciter cette expression on peut écrire la matrice  $\mathcal{C}_{\mathcal{S}}$  comme une matrice par bloc :

$$\mathcal{C}_{\mathcal{S}} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_0 & \mathcal{F}_0 \\ \mathcal{G}_0 & \mathcal{H}_0 \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

avec  $\mathcal{E}_0$  le sous-espace associé aux composantes contraintes,  $\mathcal{H}_0$  le sous-espace associé aux autres composantes. Par symétrie les termes de corrélation suivent la relation  $\mathcal{F}_0 = \mathcal{G}_0^T$ .

On définit  $\mathbf{S}'$  et  $\mathbf{S}''$  deux vecteurs de dimension respective  $n_c$  et  $n_s - n_c$  qui contiennent respectivement les composantes contraintes et les composantes non contraintes :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}' \\ \mathbf{S}'' \end{pmatrix}. \quad (5.22)$$

On peut alors ré-écrire l'estimateur de  $S_c$  (en utilisant l'inversion par bloc eq. 5.15) sous la forme :

$$\begin{aligned}\widehat{S}_c &= \mathbf{e}_l^T (\mathbf{S}' - \mathcal{F}_0 \mathcal{H}_0^{-1} \mathbf{S}'') \\ &= S_c - \mathbf{e}_l^T \mathcal{F}_0 \mathcal{H}_0^{-1} \mathbf{S}''.\end{aligned}\quad (5.23)$$

On reconstruit bien la composante  $S_c$ . Cependant on observe la présence d'un terme de biais  $-\mathbf{e}_l^T \mathcal{F}_0 \mathcal{H}_0^{-1} \mathbf{S}''$ . De manière plus explicite, dans le cas à une contrainte, on obtient :

$$\widehat{S}_c = S_c + \frac{1}{(\mathcal{C}_S^{-1})_{cc}} \sum_{j \neq c} (\mathcal{C}_S^{-1})_{cj} S_j. \quad (5.24)$$

Le terme de biais dans notre estimateur est composé par une combinaison linéaire des autres composantes physiques. Ce terme de biais est également fonction de l'inverse de la matrice de covariance des composantes physiques. En utilisant de nouveau la relation d'inversion de matrice par bloc Eq. (5.14), il apparait que les éléments  $(\mathcal{C}_S^{-1})_{cj}$  sont nuls à la condition que les éléments  $(\mathcal{C}_S)_{cj}$  soient tous nuls. Ceci se traduit plus explicitement par le fait que les composantes biaisant le résultat sont les composantes présentant une corrélation spatiale avec la composante que l'on souhaite extraire. En effet notre propos étant de minimiser la variance de la carte finale, si la composante que l'on souhaite extraire possède une covariance non nulle avec une autre composante, alors cette autre composante peut être utilisée pour soustraire une part du signal de la composante à extraire et en conséquence diminuer la variance totale de la carte en introduisant un biais.

La répartition spatiale des composantes ne nous est pas connue (c'est ce que nous cherchons à déterminer). De façon générale ce biais ne peut donc pas être réduit par l'utilisation d'un à priori sur la répartition spatiale des composantes. Nous verrons dans la suite que dans certains cas bien particuliers, de tels à priori peuvent toutefois être salutaires.

## 5.2.2 Biais induit par le bruit

Dans cette section nous allons étudier plus en détail l'impact du bruit sur la reconstruction de la composante recherchée. La matrice  $\mathcal{C}_T$  peut s'écrire explicitement en utilisant l'équation 5.1 :

$$\mathcal{C}_T = \mathcal{A} \mathcal{C}_S \mathcal{A}^T + \mathcal{C}_N \quad (5.25)$$

où  $\mathcal{C}_N = \langle \mathbf{N} \mathbf{N}^T \rangle$  est la matrice de covariance du bruit moyennée sur l'ensemble des pixels  $n_p$ . Cette matrice est diagonale dans la mesure où l'on suppose que le bruit entre différents détecteurs n'est pas corrélé, ce qui en général constitue une très bonne approximation. Dans ces conditions,  $\mathcal{C}_N$  est de rang  $n_t$  et en conséquence  $\mathcal{C}_T$  aussi, ainsi  $\mathcal{C}_T$  est inversible.

Il est possible de projeter la matrice  $\mathcal{C}_T$  dans l'espace des composantes comme suit

$$\mathcal{A}^{-1} \mathcal{C}_T \mathcal{A}^{-T} = \mathcal{C}_S + \mathcal{A}^{-1} \mathcal{C}_N \mathcal{A}^{-T}. \quad (5.26)$$

Puisque  $\mathcal{C}_N$  est une matrice diagonale,  $\mathcal{A}^{-1} \mathcal{C}_N \mathcal{A}^{-T}$  ne l'est plus. On rappelle toutefois que  $\mathcal{A}^{-1}$  est l'inverse de  $\mathcal{A}$  par la gauche dans le cas  $n_s \leq n_t$ , aussi  $\mathcal{A} \mathcal{A}^{-1} \neq \mathcal{I}$ . La matrice de covariance du bruit a pour effet d'ajouter des termes non diagonaux dans la matrice de covariance des composantes, ce qui pour les mêmes raisons que précédemment va produire un biais additionnel,

$$\begin{aligned}\widehat{S}_c &= \mathbf{e}_l^T (\mathbf{f}^T \mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{f})^{-1} \mathbf{f}^T \mathcal{C}_T^{-1} \mathbf{T} \\ &= \mathbf{e}_l^T (\mathbf{f}^T (\mathcal{A} \mathcal{C}_S \mathcal{A}^T + \mathcal{C}_N)^{-1} \mathbf{f})^{-1} \mathbf{f}^T (\mathcal{A} \mathcal{C}_S \mathcal{A}^T + \mathcal{C}_N)^{-1} (\mathcal{A} \mathbf{S} + \mathbf{N}) \\ &= \mathbf{e}_l^T (\mathbf{e}_c^T (\mathcal{C}_S + \mathcal{A}^{-1} \mathcal{C}_N \mathcal{A}^{-T})^{-1} \mathbf{e}_c)^{-1} \mathbf{e}_c^T (\mathcal{C}_S + \mathcal{A}^{-1} \mathcal{C}_N \mathcal{A}^{-T})^{-1} \mathbf{S} \\ &\quad + \mathbf{e}_l^T (\mathbf{e}_c^T (\mathcal{C}_S + \mathcal{A}^{-1} \mathcal{C}_N \mathcal{A}^{-T})^{-1} \mathbf{e}_c)^{-1} \mathbf{e}_c^T \mathcal{A}^T (\mathcal{A} \mathcal{C}_S \mathcal{A}^T + \mathcal{C}_N)^{-1} \mathbf{N}.\end{aligned}\quad (5.27)$$

On observe la présence d'un terme dépendant du signal astrophysique  $\mathbf{S}$  ainsi qu'un terme dépendant du bruit instrumental  $\mathbf{N}$ . De plus par rapport au cas idéal sans bruit Eq. 5.23, on substitue la matrice  $\mathcal{C}_{\mathbf{S}}$  par la matrice  $\mathcal{C}_{\mathbf{S}} + \mathcal{A}^{-1}\mathcal{C}_{\mathbf{N}}\mathcal{A}^{-T}$ . La matrice de covariance  $\mathcal{C}_{\mathbf{N}}$  induit donc des termes non diagonaux qui conduisent à l'apparition de biais additionnel. En utilisant l'expression suivante :

$$\mathcal{A}^{-1}\mathcal{C}_{\mathbf{N}}\mathcal{A}^{-T} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_N & \mathcal{F}_N \\ \mathcal{G}_N & \mathcal{H}_N \end{pmatrix} \quad (5.28)$$

et

$$\mathcal{A}^{-1}\mathbf{N} = \begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{N}}' \\ \tilde{\mathbf{N}}'' \end{pmatrix}, \quad (5.29)$$

on peut écrire le terme de résidu dans notre estimateur sous la forme :

$$\begin{aligned} R_c = \hat{S}_c - S_c &= \mathbf{e}_l^T \tilde{\mathbf{N}}' - \mathbf{e}_l^T (\mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_N) (\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_N)^{-1} (\mathbf{S}'' + \tilde{\mathbf{N}}'') \\ &= \mathbf{e}_l^T \tilde{\mathbf{N}}' - \mathbf{e}_l^T (\mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_N) \mathcal{H}_0^{-1} \left[ \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (\mathcal{H}_0^{-1} \mathcal{H}_N)^k \right] (\mathbf{S}'' + \tilde{\mathbf{N}}''). \end{aligned} \quad (5.30)$$

Sous l'hypothèse raisonnable où le déterminant de  $\mathcal{H}_0$  est grand devant celui de  $\mathcal{H}_N$ , seul le terme  $\mathcal{F}_N$  a un impact notable et entraîne l'ajout de biais supplémentaire. Cet excès de biais peut être réduit dans la mesure où il est possible d'avoir accès à une estimation de la matrice  $\mathcal{C}_{\mathbf{N}}$ . Dans le cas de PLANCK une estimation de la matrice de covariance du bruit peut être déduite des cartes Jack-Knife (voir chapitre 3). Nous verrons dans la suite que ce biais peut dès lors être corrigé.

## 5.3 Modification de l'estimateur

Dans cette section nous proposerons une suite de modifications à apporter à l'estimateur de  $S_c$ . Cet estimateur peut être modifié de différentes façons, comme nous l'avons indiqué précédemment :

- calcul des poids par région spatiale et fréquentielle des cartes d'observation (voir par exemple [Remazeilles *et al.* 2011]),
- ajout de contraintes supplémentaires par rapport aux spectres EM des composantes,
- modification de la matrice de covariance sur laquelle on applique la minimisation.

### 5.3.1 Utilisation de filtres spatiaux et fréquentiels

Les composantes astrophysiques présentes sur le ciel possèdent des propriétés spatiales et fréquentielles différentes. Par exemple, le CMB est homogène et isotrope sur le ciel et est dominant à des échelles angulaires de l'ordre du degré. Les avant-plans galactiques eux sont principalement localisés dans le plan galactique et se trouvent surtout aux grandes échelles angulaires. Les avant-plans extragalactiques sont très localisés sur le ciel et sont dominant aux petites échelles angulaires. Ainsi la localisation de la reconstruction de la composante désirée, aussi bien d'un point de vue spatial que fréquentiel, permet aux coefficients  $\mathbf{w}$  de s'adapter aux propriétés du signal dans les différents sous-ensembles de données considérés. Ce point fait l'objet d'une littérature abondante (voir par exemple [Remazeilles *et al.* 2011, Bobin *et al.* 2008]).

Nous avons choisi de filtrer les cartes d'observation avec des filtres circulaires dans l'espace des harmoniques sphériques. Ces filtres sont construits à partir des différences de  $k$  filtres gaussiens,  $B^k = 0$  et  $B_l^\alpha = \exp(-l(l+1)\sigma_\alpha^2/2)$  :

$$F_l^\alpha = B_l^\alpha - B_l^{\alpha+1} \quad (5.31)$$

où  $\sigma_\alpha^2$  est croissante avec l'indice  $\alpha$ . On impose également  $B_l^0 = 1$  et  $B_l^k = 0$ , de sorte que la condition

$$\sum_{\alpha}^{k-1} F_l^\alpha = 1, \quad (5.32)$$

soit respectée pour toute valeur de  $l$ .

Après filtrage des cartes d'observation le calcul des coefficients de la combinaison linéaire est effectué localement dans des régions de pixels prédéfinies. Afin de simplifier la procédure ces régions ont été construites en utilisant les propriétés de la pixellisation *HEALPIX* [Górski *et al.* 2005]. Ainsi pour chaque filtre, elles sont définies par des pixels *HEALPIX* avec une résolution donnée par  $N_{side}^\alpha \leq \frac{N_{side}}{16}$  et  $N_{side}^\alpha$  est choisi tel que la largeur du pixel soit supérieur à 20 fois  $\sigma_{\alpha+1}$ , où  $N_{side}$  est la résolution des cartes d'observation. Ces conditions assurent d'avoir au moins 256 pixels pour le calcul des coefficients  $\mathbf{w}$  et une taille des pixels grande devant la taille des structures présentes après application du filtre  $F^\alpha$ . Ainsi notre méthode sera appliqué à

$$\mathbf{T}_p^\alpha = F_p^\alpha \mathbf{T}, \quad (5.33)$$

avec les cartes observées  $\mathbf{T}$  qui possèdent toutes la même fonction de transfert via à vis du signal astrophysique et  $p$  le numéro du pixel *HEALPIX* à la résolution  $N_{side}^\alpha$ . Pour simplifier l'écriture les indices  $\alpha$  et  $p$  ne seront pas répétés dans la suite. Les modifications suivantes de notre estimateur, peuvent être indifféremment appliquées aux cartes totales ou aux cartes filtrées.

Afin d'assurer la continuité des coefficients  $\mathbf{w}$  à l'interface entre deux pixels *HEALPIX* à la résolution  $N_{side}^\alpha$ , les cartes de poids  $\mathbf{w}$  par pixel à la résolution  $N_{side}$  sont convoluées par un lobe gaussien dont la FWHM est supérieure à la taille du pixel à la résolution  $N_{side}^\alpha$ . L'amélioration de la reconstruction obtenue via l'utilisation d'un tel découpage des données de HFI sera discutée au chapitre 6.

### 5.3.2 TILT : Template regulated Internal Linear Transformation

La méthode TILT vise à l'utilisation de données externes en vue de réduire la contamination par les émissions d'avant-plans dont la distribution spatiale nous est partiellement connue. La contamination par les avant-plans, tout particulièrement par des sources ponctuelles, est un problème majeur de la séparation de composantes. En effet, ces sources possèdent des spectres EM très variés rendant leur soustraction difficile. L'ajout d'informations *a priori* sur les sources ponctuelles va permettre d'améliorer les performances de MILCA. Un des grands avantages des méthodes de type ILC est que ces dernières peuvent produire des cartes par composante étant uniquement composées de données d'une seule expérience (dans notre cas PLANCK). On cherchera donc à conserver cette propriété. Les sous-sections suivantes traiteront de deux façons d'utiliser des données extérieures pour réguler la combinaison linéaire sans faire intervenir ces données dans la combinaison linéaire à proprement parler.

#### 5.3.2.1 Contrainte douce

Dans cette partie nous agissons sur la matrice de covariance des observables  $\mathcal{C}_T$ . Cette approche consiste en l'utilisation d'une estimation de la contribution d'une ou plusieurs composantes données à la matrice de covariance totale, pour en accroître la contribution apparente et ainsi forcer les poids  $\mathbf{w}$  de la combinaison linéaire à produire une meilleure soustraction des composantes concernées. On ajoute alors un terme de la forme  $(\gamma^2 - 1)\mathcal{C}_C$  à la matrice  $\mathcal{C}_T$  :

$$\mathcal{C}'_T = \mathcal{C}_T - (\gamma^2 - 1)\mathcal{C}_C \quad (5.34)$$

avec  $\mathcal{C}_C$  la matrice contenant la contribution de la composante à soustraire et  $\gamma$  le facteur multiplicatif appliqué à la contribution de la composante décrite par  $\mathcal{C}_C$ . Ce dernier sera considéré comme un coefficient de régulation. Le paramètre  $\gamma$  prend des valeurs supérieures à 1. Plus ce paramètre sera grand, plus la composante ayant une contribution à la matrice totale de la forme de  $\mathcal{C}_C$  sera minimisée. En écrivant  $\mathcal{C}_C$  sous la forme

$$\mathcal{C}_C = \mathcal{A} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{H}_C \end{pmatrix} \mathcal{A}^T, \quad (5.35)$$

on peut obtenir l'expression suivante, pour le terme de résidu :

$$\begin{aligned} R_c &= \mathbf{e}_l^T \left[ \tilde{\mathbf{N}}' - (\mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_N) (\mathcal{H}_0 + (\gamma^2 - 1)\mathcal{H}_C + \mathcal{H}_N)^{-1} (\mathbf{S}'' + \tilde{\mathbf{N}}'') \right] \\ &= \mathbf{e}_l^T \left[ \tilde{\mathbf{N}}' - (\mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_N) (\mathcal{H}'_0 + \mathcal{H}_N)^{-1} (\mathbf{S}'' + \tilde{\mathbf{N}}'') \right]. \end{aligned} \quad (5.36)$$

La matrice  $\mathcal{H}_C$  est, en règle générale, singulière. En effet toutes les composantes astrophysiques contaminantes ne sont pas contraintes, ainsi cette matrice n'agit que sur un sous-espace de  $\mathcal{H}_0$ . On constate donc que l'utilisation de cette contrainte va entraîner une réduction du biais. Cependant si on utilise une mauvaise estimation de la matrice  $\mathcal{H}_C$ , alors on place des contraintes sur des composantes qui *n'existent* pas, faisant ainsi diminuer le nombre de degrés de liberté disponibles pour la minimisation des autres composantes. La valeur de  $\gamma$  est donc dépendante du niveau de confiance que l'on a utilisée dans la matrice  $\mathcal{C}_C$ . En pratique cette matrice devra être estimée via l'utilisation de cartes patrons car elle n'est pas connue.

### 5.3.2.2 Contrainte dure

Dans cette partie nous agissons sur la matrice de contraintes  $\mathbf{f}$ . Cette approche consiste en la détermination empirique du spectre électromagnétique de la composante à soustraire. Cette approche correspond au cas limite où l'on fait tendre le facteur  $\gamma$  vers l'infini. La nouvelle contrainte s'écrit

$$g_0 = \mathbf{w}^T \mathbf{f}_0 = 0 \quad (5.37)$$

avec  $\mathbf{f}_0$  le vecteur contenant le spectre EM de la composante à soustraire. On procède donc de façon similaire que pour les spectres EM connus, celui-ci est simplement estimé empiriquement à partir de données extérieures.

### 5.3.2.3 Détermination empirique des contraintes

Les contraintes  $\mathcal{C}_C$  et  $\mathbf{f}_0$  seront déterminées en ayant recours à des données extérieures. On pourra utiliser une carte patron pour réaliser un ajustement visant à déterminer le spectre EM de la composante concernée. Cela permet de réguler la combinaison linéaire par des données extérieures en conservant l'avantage qu'il s'agit toujours d'une combinaison linéaire effectuée en interne. On pourra par ailleurs, dans le cas de sources ponctuelles, créer sa propre carte patron avec pour seule connaissance la position de la source et la résolution instrumentale. Une façon simple d'estimer les contraintes  $\mathcal{C}_C$  et  $\mathbf{f}_0$  à partir d'une carte patron  $S_0$  est donnée par

$$\mathbf{f}_{0,i} = \langle B_i \mathbf{T}_i S_0^T B_i^T \rangle - \langle B_i \mathbf{T}_i \rangle \langle S_0^T B_i^T \rangle \quad (5.38)$$

$$\mathcal{C}_{C,i,j} = \frac{(\langle B_i \mathbf{T}_i S_0^T B_i^T \rangle - \langle B_i \mathbf{T}_i \rangle \langle S_0^T B_i^T \rangle) (\langle B_j \mathbf{T}_j S_0^T B_j^T \rangle - \langle B_j \mathbf{T}_j \rangle \langle S_0^T B_j^T \rangle)}{\sqrt{(\langle B_i S_0 S_0^T B_i^T \rangle - \langle B_i S_0 \rangle \langle S_0^T B_i^T \rangle) (\langle B_j S_0 S_0^T B_j^T \rangle - \langle B_j S_0 \rangle \langle S_0^T B_j^T \rangle)}} \quad (5.39)$$



L'opérateur  $\langle \cdot \rangle$  indique un calcul de la moyenne d'ensemble.  $B$  est un filtre linéaire (spatial et fréquentiel) choisi de façon à minimiser la contamination par d'autres composantes. Par exemple, dans le cas de sources ponctuelles on filtrera les basses fréquences angulaires et on se restreindra à des régions où le gradient de la source ponctuelle est au dessus d'un seuil fixé. Ainsi on se focalise sur une partie des données où la contribution de la source ponctuelle est dominante et différentiable des autres composantes.

### 5.3.3 Estimateur non biaisé par le terme de bruit

Comme nous l'avons démontré précédemment le bruit dans chacune des cartes d'observation va produire un biais dans l'estimateur du signal recherché. Pour palier à ce problème [Vio & Andreani 2008] proposent un estimateur non biaisé en modifiant la matrice de covariance  $\mathcal{C}_T$  comme suit :

$$\tilde{\mathcal{C}}_T = \mathcal{C}_T - \mathcal{C}_N. \quad (5.40)$$

Dans notre cas nous utiliserons donc :

$$\tilde{\mathcal{C}}_T = \mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N. \quad (5.41)$$

Si la soustraction directe du bruit n'est pas possible, l'estimation de la matrice de covariance du bruit  $\mathcal{C}_N$  l'est. Le nouvel estimateur pour la matrice de covariance  $\tilde{\mathcal{C}}_T$  Eq. (5.41) permet d'obtenir une estimation de  $S_c$  équivalente au cas sans bruit. Ainsi  $S_c$  n'est biaisé que par la corrélation entre  $S_c$  et les autres composantes. On obtient l'expression suivante pour le résidu :

$$R_c = \hat{S}_c - S_c = e_l^T \left[ \tilde{\mathbf{N}}' - \mathcal{F}_0 \mathcal{H}'_0^{-1} (\mathbf{S}'' + \tilde{\mathbf{N}}'') \right]. \quad (5.42)$$

L'excès de biais introduit par la matrice de covariance du bruit (produit par le terme  $\mathcal{F}_N$ ) a bien été éliminé. Cependant, nous ne minimisons plus la variance du bruit instrumental (la matrice  $\tilde{\mathcal{C}}_T$  est d'ailleurs presque singulière pour les cas  $n_s < n_t$ ). Cela peut entraîner une augmentation dramatique du bruit instrumental dans la carte reconstruite. Il convient donc de développer une approche visant à réguler cette contribution de bruit.

### 5.3.4 Sous-espace de travail pour minimiser le bruit

Afin de réguler la contribution du bruit, nous devons clairement identifier les sous-espaces vectoriels de travail de chacune des étapes de notre méthode. Les contraintes agissent dans un sous-espace de dimension  $n_c$ , ensuite la minimisation de la variance des composantes doit agir dans un sous-espace de dimension  $n_s - n_c$ , il nous reste donc un sous-espace de dimension  $n_t - n_s$  pour minimiser la contribution du bruit instrumental. Afin d'isoler le sous-espace associé aux contraintes on se propose d'appliquer une transformation de la forme suivante

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{C}}_T &= \mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N - \alpha \mathbf{f} (\mathbf{f}^T (\mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N)^{-1} \mathbf{f})^{-1} \mathbf{f}^T \\ &= \mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N - \alpha \mathcal{A} e_c (\mathcal{E}_0 - \mathcal{F}_0 \mathcal{H}'_0^{-1} \mathcal{G}_0) e_c^T \mathcal{A}^T \\ &= \mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N - \alpha \mathcal{A} e_c \hat{\mathcal{E}}_0 e_c^T \mathcal{A}^T \end{aligned} \quad (5.43)$$

avec  $\alpha$  la fraction de variance issue des composantes contraintes à soustraire. Pour  $\alpha = 1$  la matrice  $\tilde{\mathcal{C}}_T$  devient de rang  $n_s - n_c$ , la matrice  $\mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N$  étant de rang  $n_s$ . Le terme  $\hat{\mathcal{E}}_0 = \mathcal{E}_0 - \mathcal{F}_0 \mathcal{H}'_0^{-1} \mathcal{G}_0$  correspond à la matrice de covariance des composantes contraintes dans le cas d'un estimateur de type ILC, on observe la présence du terme de biais intrinsèque  $-\mathcal{F}_0 \mathcal{H}'_0^{-1} \mathcal{G}_0$ . En effet la variance de la carte reconstruite peut s'écrire

$$\begin{aligned} V_{S_c} &= \mathbf{w}^T (\mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N) \mathbf{w} \\ &= e_l^T (\mathbf{f}^T (\mathcal{C}'_T - \mathcal{C}_N)^{-1} \mathbf{f})^{-1} e_l \\ &= e_l^T \hat{\mathcal{E}}_0 e_l. \end{aligned} \quad (5.44)$$

Il convient de retrancher  $\mathcal{C}_N$  car seule la contribution des composantes physiques nous intéresse et non celle du bruit. Partant de ce nouvel estimateur il vient

$$\tilde{\mathcal{C}}_T = \mathcal{A}(\mathcal{C}'_S - \alpha \mathbf{e}_c \hat{\mathcal{E}}_0 \mathbf{e}_c^T) \mathcal{A}^T. \quad (5.45)$$

On peut désormais expliciter la carte reconstruite via ce nouvel estimateur

$$\hat{S}_c = \mathbf{e}_l^T \left[ \mathbf{e}_c^T (\mathcal{C}'_S - \alpha \mathbf{e}_c \hat{\mathcal{E}}_0 \mathbf{e}_c^T)^{-1} \mathbf{e}_c \right]^{-1} \mathbf{e}_c^T (\mathcal{C}'_S - \alpha \mathbf{e}_c \hat{\mathcal{E}}_0 \mathbf{e}_c^T)^{-1} (\mathbf{S} + \mathcal{A}^{-1} \mathbf{N}). \quad (5.46)$$

De nouveau on procède à une inversion par bloc de la matrice  $\mathcal{C}'_S - \alpha \mathbf{e}_c \hat{\mathcal{E}}_0 \mathbf{e}_c^T$  que l'on réécrit sous la forme :

$$\mathcal{C}'_S - \alpha \mathbf{e}_c \hat{\mathcal{E}}_0 \mathbf{e}_c^T = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_0 - \alpha \hat{\mathcal{E}}_0 & \mathcal{F}_0 \\ \mathcal{G}_0 & \mathcal{H}'_0 \end{pmatrix}. \quad (5.47)$$

Le résidu  $R_c$  dans l'estimateur de  $S_c$  ne dépend pas du terme  $\mathcal{E}_0$ , ainsi il est indépendant de la valeur de  $\alpha$ .

Ce résultat est intuitif : en effet, le sous-espace  $\mathcal{E}_0$  étant contraint, sa modification n'entraîne pas de conséquence sur la performance de l'estimateur. Les poids  $\mathbf{w}$  sont donc invariants par l'application de cette transformation. Nous choisirons alors la valeur  $\alpha = 1$  pour laquelle la matrice devient  $n_c$  fois singulière (elle possède donc au moins  $n_c$  valeurs propres nulles). Ce sous-espace sera tronqué, dans la mesure où il ne présente aucun intérêt. On force ainsi la nouvelle matrice  $\tilde{\mathcal{C}}_T$  à se trouver dans un sous-espace orthogonal à celui de nos composantes contraintes.

### 5.3.5 Minimisation du bruit instrumental

Même après exclusion de la contribution des composantes contraintes à la matrice de covariance totale, il est possible que d'autres valeurs propres soient voisines de zéro. Les valeurs propres de  $\tilde{\mathcal{C}}_T$  qui ne sont pas proches de 0, donnent une idée du nombre de composantes  $n_s - n_c$  dont la contamination peut être soustraite par minimisation de la variance.

Dans le cas  $n_s < n_t$ , le pseudo-inverse de  $\tilde{\mathcal{C}}_T$  peut être défini avec  $n_t - n_s$  degrés de liberté comme expliqué à la section 5.2.2. Il est alors possible de faire usage de ces degrés de liberté pour minimiser la contribution du bruit instrumental dans l'estimation  $S_c$ . La nouvelle grandeur à minimiser est donc la variance du bruit dans la carte reconstruite :

$$V_N = \mathbf{w}^T \mathcal{C}_N \mathbf{w} \quad (5.48)$$

où  $\mathbf{w}$  le vecteur de poids possède  $n_t - n_s$  degrés de liberté. Afin d'avoir accès aux derniers degrés de liberté de la combinaison linéaire, nous allons agir sur les valeurs propres les plus faibles de la matrice  $\tilde{\mathcal{C}}_T$ , considérant que ces valeurs propres et vecteurs propres associés ne contiennent aucune information sur les composantes physiques. On cherche donc à minimiser la variance du bruit instrumental en fonction des valeurs propres de la matrice  $\tilde{\mathcal{C}}_T$ , lesquelles seront notées  $D_{jj}$ . L'équation devant donc être résolue devient

$$\frac{\partial V_N}{\partial D_{jj}} = \mathbf{e}_l^T \left( \frac{\partial \mathbf{W}^T}{\partial D_{jj}} \mathcal{C}_N \mathbf{W} + \mathbf{W}^T \mathcal{C}_N \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial D_{jj}} \right) \mathbf{e}_l = 0. \quad (5.49)$$

La dérivée de la matrice des poids de la combinaison linéaire  $\mathbf{W}$  peut s'écrire sous la forme

$$\frac{\partial^k \mathbf{W}}{\partial D_{jj}^k} = D_{jj}^{-k} [(\mathbf{W} \mathbf{f}^T - \mathcal{I}) \mathcal{U} \mathcal{J} \mathcal{U}^T]^k \mathbf{W}, \quad (5.50)$$

avec la matrice  $\mathcal{J}$  dont les éléments sont tous nuls à l'exception de l'élément  $J_{jj}$  qui est égal à 1. Dans le cas où une seule contrainte est utilisée ce système peut se résoudre de façon analytique.

Il est cependant plus complexe dans le cas à multiples contraintes. On choisira ainsi de résoudre cette équation de façon numérique. Il est également important de noter la présence de plusieurs extrema dans le cas à multiples contraintes. La dérivée seconde sera alors utilisée pour garantir que l'on choisit bien un minimum de variance.

La soustraction préalable du sous-espace associé aux composantes contraintes garantit que l'on ne va pas parcourir ce sous-espace durant la minimisation du bruit, action qui serait vaine, dans la mesure où notre estimateur est invariant devant les variations de ce sous-espace.

## 5.4 L'algorithme final

En résumé l'algorithme MILCA consiste en :

- (1) un filtrage des données afin d'effectuer la séparation de composantes dans différents sous-ensembles de données dans les domaines spatiaux et fréquentiels.
- (2) l'utilisation de  $n_c$  contraintes sur le spectre électromagnétique de composantes connues qui permet de contraindre la détermination des poids de la combinaison linéaire recherchée. Cette opération est effectuée en utilisant des multiplicateurs de Lagrange.
- (3) la soustraction de la contribution du bruit instrumental à la matrice de covariance du signal. On se place ensuite dans un sous-espace de la matrice de covariance du signal orthogonal au sous-espace associé aux contraintes de façon à travailler dans un sous-espace utile. Les poids de la combinaison linéaire étant invariant par transformation du sous-espace associé aux contraintes.
- (4) la minimisation de la variance de la carte reconstruite dans un sous-espace des composantes physiques. Cela permet de placer  $n_s - n_c$  contraintes supplémentaires. Cette opération est effectuée en tronquant les plus petites valeurs propres de la matrice de covariance du signal.
- (5) l'utilisation des derniers  $n_t - n_s$  degrés de liberté pour minimiser la matrice de covariance du bruit instrumental.

Ceci nous permet de réduire simultanément le biais et le bruit. On réalise cette minimisation en agissant sur les valeurs propres des degrés de liberté précédemment tronqués en vue de minimiser la variance du bruit instrumental.

Notre estimateur s'écrit finalement

$$\hat{S}_c = \mathbf{e}_l^T \left( \mathbf{f}^T \tilde{\mathcal{C}}_T^{-1} \mathbf{f} \right)^{-1} \mathbf{f}^T \tilde{\mathcal{C}}_T^{-1} \mathbf{T}. \quad (5.51)$$

Remarquons finalement que pour le cas extrême  $n_c = n_s$ , MILCA se comporte de la même façon qu'une méthode de maximum de vraisemblance (voir Eq.(5.52)). On se trouve ainsi dans le cas  $\mathbf{f} = \mathcal{A}$  et  $\mathbf{e}_c = \mathcal{I}$ ,

$$\hat{\mathbf{S}} = (\mathcal{A}^T \mathcal{C}_N^{-1} \mathcal{A})^{-1} \mathcal{A}^T \mathcal{C}_N^{-1} \mathbf{T}. \quad (5.52)$$

Dans ce cas, la matrice  $\mathbf{w}$  ne peut pas être contrainte en utilisant la minimisation de la variance des composantes. Les derniers  $n_t - n_s$  degrés de liberté sont contraints par la minimisation du bruit instrumental comme c'est le cas pour une méthode de maximum de vraisemblance.

## 5.5 Application de MILCA sur des données simulées

Dans cette section nous présentons l'application de MILCA pour reconstruire l'effet tSZ produit par les amas de galaxies à partir de données simulées de l'instrument HFI du satellite PLANCK.

### 5.5.1 Simulations

Les simulations que nous avons effectuées correspondent aux observations attendues pour le satellite PLANCK après 2 ans d'acquisition de données aux fréquences de l'instrument HFI : de 100 à 857 GHz. Pour réaliser ces simulations nous avons eu recours à différents modèles de chacune des composantes astrophysiques :

- nous avons supposé le CMB gaussien et l'avons modélisé comme un bruit gaussien suivant le spectre de puissance angulaire issu du meilleur ajustement pour le modèle  $\Lambda$ CDM à partir des données WMAP 7 ans [Larson *et al.* 2011].
- la poussière a été modélisée à partir du modèle 7 de [Finkbeiner *et al.* 1999] [FDS] à 353 GHz. Elle a ensuite été extrapolée aux différentes fréquences de l'instrument PLANCK suivant une loi spectrale de corps gris, constante sur tout le ciel avec une température de 17 K et un indice spectral de 1.8.
- l'émission synchrotron a été modélisée en extrapolant la carte à 408 MHz [Haslam *et al.* 1982], en projection Healpix, aux fréquences HFI en supposant un indice spectral de -2.7 en unités de  $K_{RJ}$ .
- l'émission bremsstrahlung a été modélisée en prenant une carte de  $H_\alpha$  [Finkbeiner 2003] comme traceur de l'hydrogène ionisé dans la galaxie, et a été extrapolée aux fréquences de PLANCK avec un indice spectral de -2.1 en unités de  $K_{RJ}$ .
- l'effet tSZ a été simulé en utilisant une carte du paramètre de Compton des amas de galaxies placés aléatoirement sur le ciel et possédant des paramètres (masse et redshift) dérivés de la fonction de masse de Press Schechter [Press & Schechter 1974]. Seulement 3000 amas ont été simulés en accord avec les capacités de détection du satellite PLANCK. Pour chaque amas nous avons utilisé un profil de pression universel [Arnaud *et al.* 2010].
- la composante de CO a été ajoutée en utilisant la carte DAME [Dame *et al.* 2001] à 115 GHz et en utilisant les réponses spectrales de l'instrument HFI [Planck HFI Core Team *et al.* 2011b, Planck HFI Core Team *et al.* 2011a] pour estimer la contribution du CO dans les canaux d'observation d'HFI.

Finalement toutes ces cartes ont été dégradées à 9.88 arcminutes pour correspondre avec la résolution angulaire de la bande de fréquence à 100 GHz [Planck HFI Core Team *et al.* 2011b, Planck HFI Core Team *et al.* 2011a].

### 5.5.2 Comparaison entre MILCA et une ILC standard sur des simulations

Dans un premier temps nous avons testé la reconstruction de l'effet tSZ sur des simulations du ciel micro-ondes décrites précédemment et comparé les résultats obtenus avec MILCA et une ILC adaptée à l'effet tSZ. Dans ce cas la méthode MILCA a été appliquée localement dans le voisinage de l'amas en utilisant deux contraintes (tSZ et CMB) et en utilisant deux degrés de liberté pour minimiser la variance du bruit.

La contamination par chaque composante peut être calculée de façon exacte dans la mesure où nous connaissons la contribution de chaque composante dans les canaux d'observation simulés et les poids de la combinaison linéaire donnant la carte reconstruite.

Dans la mesure où nous utilisons des simulations, nous maîtrisons chacune des composantes et leur transmission dans chacun des canaux d'observation, il devient alors possible d'avoir une estimation de la contamination dans la carte finale de l'effet tSZ composante par composante. Il en va de même pour le bruit instrumental.

La figure 5.1 présente (à gauche) la carte de l'effet tSZ reconstruite au voisinage d'un amas simulé avec une méthode ILC standard. On constate sur cette reconstruction Fig.5.1 une forte contamination par le CMB dont la contribution aux résidus (à droite) a une déviation standard de  $4.10^{-6}$ . En effectuant la même reconstruction en utilisant la méthode MILCA (voir Fig.5.2)

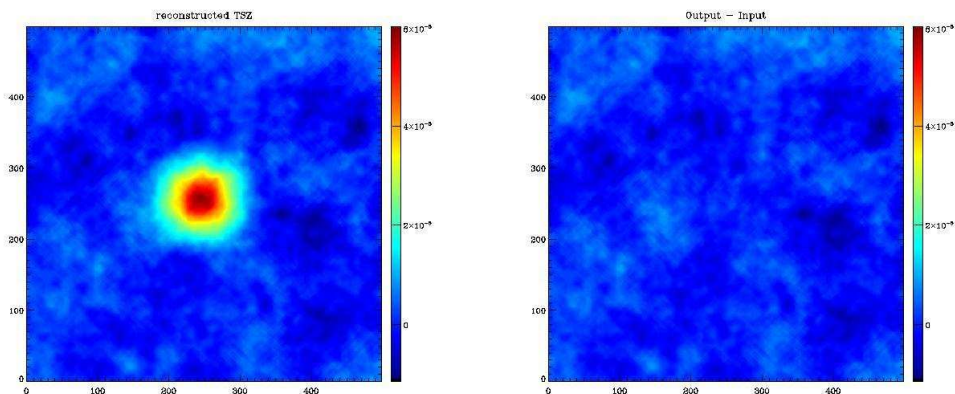


FIGURE 5.1 – À gauche : carte de tSZ reconstruite avec une ILC standard. À droite : résidus après soustraction du signal d’entrée. Pour un amas avec un paramètre  $y$  de  $7.10^{-5}$  au centre de l’amas de galaxies après convolution par le lobe instrumental. Le champs de vu est de  $100 \times 100$  arcminutes

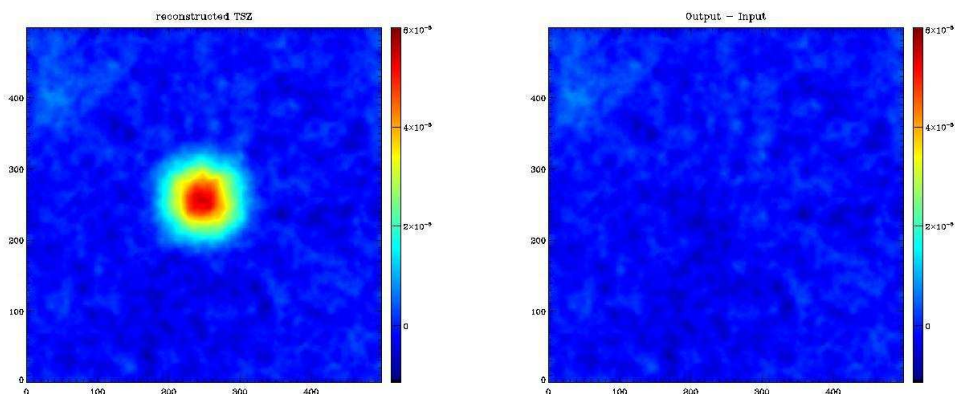


FIGURE 5.2 – À gauche : carte de tSZ reconstruite avec MILCA. À droite : résidus après soustraction du signal d’entrée. Pour un amas avec un paramètre  $y$  de  $7.10^{-5}$  au centre de l’amas de galaxies après convolution par le lobe instrumental. Le champs de vu est de  $100 \times 100$  arcminutes

nous parvenons à diminuer significativement cette contamination ainsi qu’à diminuer la variance du bruit instrumental :  $2.5.10^{-6}$  dans le cas de MILCA contre  $3.10^{-6}$  pour l’ILC standard. Ainsi la carte de résidus pour la méthode ILC possède une déviation standard totale d’environ  $5.10^{-6}$ , avec la méthode MILCA nous obtenons une déviation standard total de  $2.5.10^{-6}$ . Les émissions d’avant-plans ne contaminent que marginalement (moins de 2% de la déviation standard du bruit) les deux reconstructions.

De telles reconstructions par patches avec MILCA dans le voisinage des amas ont été utilisées pour la validation du catalogue "Early SZ" publié par la collaboration PLANCK en 2011 (voir chapitre 7).

### 5.5.3 Application de TILT

Nous avons utilisé la méthode TILT sur des simulations afin de tester notre capacité à diminuer la contamination par des sources ponctuelles dans les cartes reconstruites avec MILCA. Les simulations ont été réalisées spécialement pour ce propos. Nous avons donc simulé le ciel micro-ondes aux six fréquences de l’instrument HFI (de 100 à 857 GHz) autour de la région de l’amas de Persée (Abell 426). La taille angulaire de la zone utilisée est de 300 arcminutes par 300

arcminutes. C'est une région très intéressante pour notre problème car elle présente un amas de galaxies avec un effet tSZ fort ( $y \simeq 5.10^{-5}$ ) et en son centre un AGN (*Active Galactic Nucleus*) radio bruyant.

La carte à 857 GHz a été choisie comme carte patron pour la poussière. Nous avons utilisé un spectre de corps noir modifié pour la poussière en supposant un seul indice spectral de 1.8 et une seule température de 17 K en unité d'intensité. Pour le CMB, nous utilisons une réalisation gaussienne du meilleur ajustement du spectre de puissance en température du CMB mesuré par WMAP 7 ans [Larson *et al.* 2011]. Nous avons également ajouté une source radio correspondant à l'AGN central de l'amas de galaxies de Persée. Afin de rendre compte du comportement spectral effectif de cet AGN, nous avons utilisé un indice spectral de -2.7 en unité de  $K_{RJ}$  et normalisé le flux par rapport aux données HFI à 100 GHz. L'amas de galaxies a quant à lui été simulé en utilisant un profil de pression universel [Arnaud *et al.* 2010] et les paramètres physiques issus des contraintes par les observations X [Piffaretti *et al.* 2011].

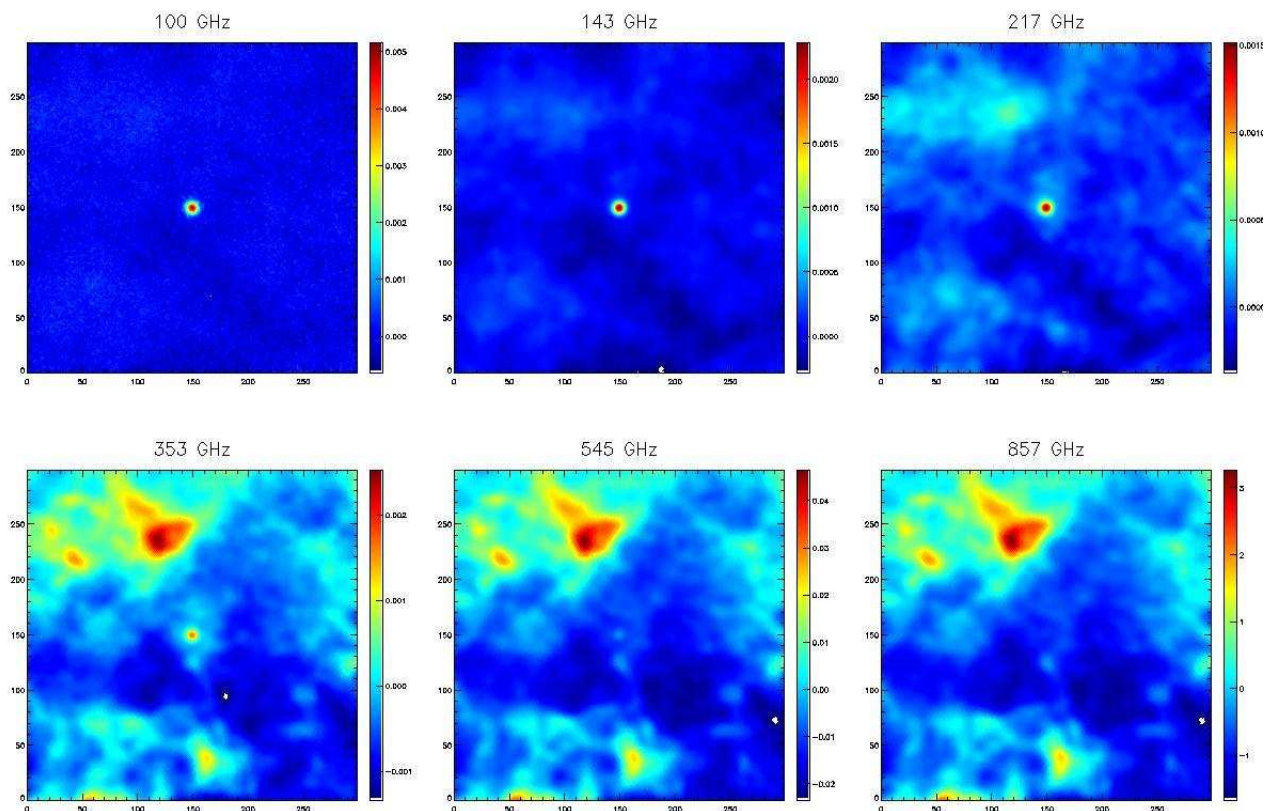


FIGURE 5.3 – Simulation du ciel micro-ondes autour de Abell 426, le champ de vue est de 300 par 300 arcminutes. De gauche à droite et de haut en bas : les cartes simulées aux fréquences de HFI à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz. On remarque particulièrement l'AGN central d'Abell 426 au centre de la carte.

La figure 5.3 présente les cartes simulées produites aux six canaux d'observation de l'instrument HFI. On observe qu'aux basses fréquences (100-217 GHz) le signal est dominé par l'émission en provenance de l'AGN et aux hautes fréquences ( $>353$  GHz) le signal est dominé par la contribution de la poussière thermique.

Nous avons ensuite réalisé la séparation de composantes à partir de cet ensemble de données simulées, avec d'une part une approche ILC adaptée au tSZ et d'autre part l'approche TILT.



Les résultats sont présentés sur la figure 5.4. Cette figure présente la carte utilisée en entrée, les cartes obtenues via une ILC et TILT ainsi que les cartes de résidus après soustraction de l'amas mis en entrée. Ici, nous avons utilisé trois contraintes (tSZ, CMB et une contrainte empirique dure pour l'AGN) et un degré de liberté pour minimiser la contribution du bruit instrumental. L'impact d'une contrainte douce appliquée aux données PLANCK sera discuté dans le chapitre 6.

On constate la présence d'un le biais important induit par la présence de l'AGN dans le cas d'une ILC (en blanc au centre de la carte). En effet, ce signal est doublement problématique pour une ILC : d'une part les sources radio ont un spectre EM voisin d'un spectre inverse au tSZ (d'où une apparition en négatif de telles sources dans les cartes de tSZ) et d'autre part cette source est fortement corrélée avec l'amas, créant ainsi un biais intrinsèque. En revanche, la méthode TILT parvient à soustraire la contamination par l'AGN, tout en demeurant une combinaison linéaire n'utilisant que les cartes de HFI. On notera tout de même une augmentation du niveau de bruit d'un facteur 1.5 dans la carte TILT par rapport à la carte ILC.

Les poids de la combinaison linéaire et le spectre des diverses composantes étant connus on peut en estimer exactement le résidu présent dans les cartes. Ainsi le résidu dû à l'AGN est deux ordres de grandeur plus faible dans la carte TILT que dans la carte ILC. Ce résidu se trouve un ordre de grandeur en dessous de la déviation standard du bruit dans le cas de TILT.

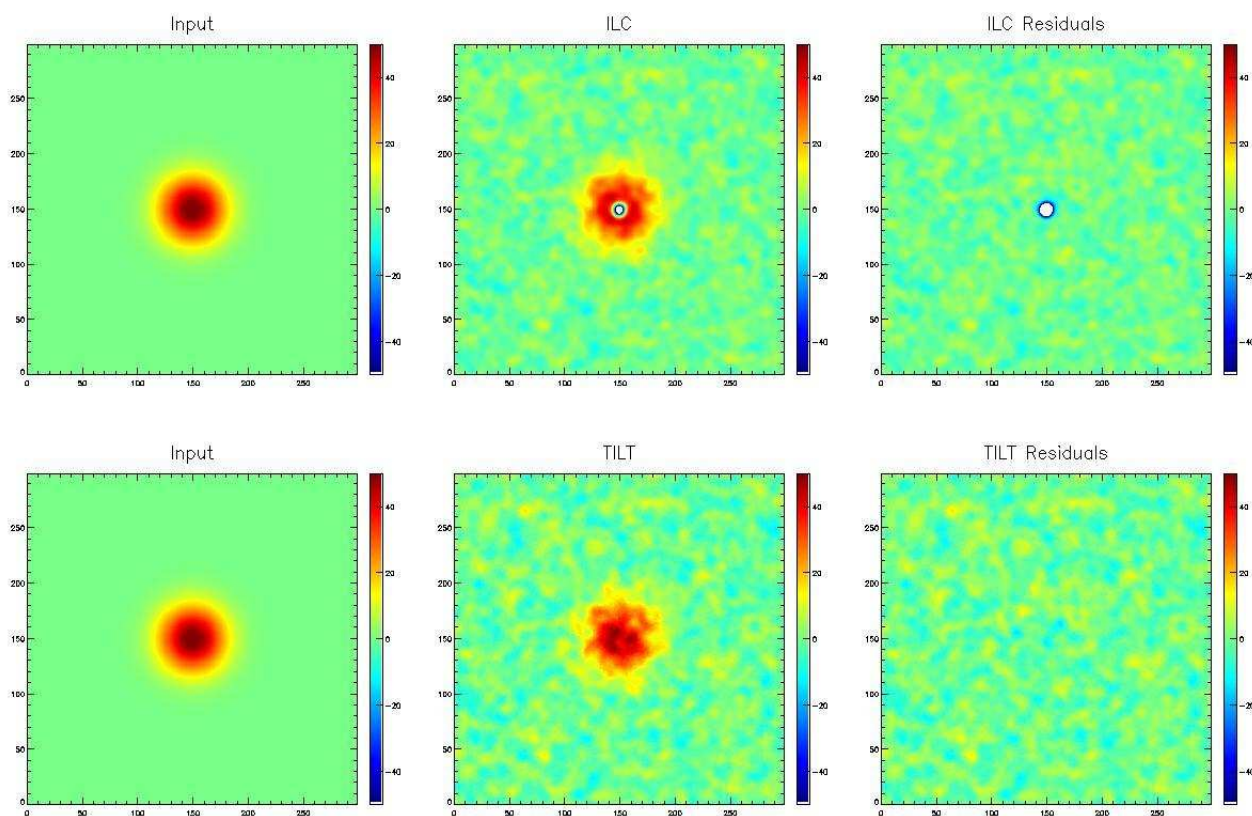


FIGURE 5.4 – De gauche à droite : carte de tSZ initiale, carte de tSZ reconstruite, résidus. De haut en bas : reconstruction avec une ILC adaptée à l'effet tSZ et reconstruction avec TILT. Le champ de vue est de 300 par 300 arcminutes

On obtient un résultat saisissant en ayant utilisé uniquement un *a priori* sur la position et le caractère ponctuel de l'AGN. Ce sont des hypothèses peu couteuses qui permettent par contre d'obtenir l'information tSZ contenue au centre de l'amas, ceci n'étant pas possible dans le cas d'une approche ILC standard.

### 5.5.4 Application à la construction de cartes entières du ciel

#### 5.5.4.1 Les simulations

Afin de mieux comprendre le contenu des cartes de paramètre de Compton (qui seront présentées au chapitre 6) nous avons utilisé des simulations PSM (Planck Sky Model) [Delabrouille *et al.* 2012], prenant en compte les émissions diffuses : synchrotron, *bremsstrahlung*, CMB, poussière galactique, émission anormale de poussière, fond diffus infrarouge (CIB pour *Cosmic Infrared Background*), et les sources ponctuelles : sources infrarouge et sources radio. À ces émissions est ajouté le bruit jack-knife pour représenter au mieux le bruit présent dans les cartes PLANCK en fréquence. La composante tSZ est quant à elle modélisée en utilisant des simulations hydrodynamiques [da Silva *et al.* 2001]. Nous pouvons propager les poids de la combinaison linéaire utilisée pour extraire l'effet tSZ aux différentes cartes par composante pour en estimer leur contribution dans la carte finale.

Afin de tenir compte des propriétés locales des composantes astrophysique, nous avons recours à l'utilisation de différents filtres aussi bien dans l'espace des fréquences que dans l'espace des pixels, tel que présenté à la section précédente. Des approches similaires sur le même type d'espace ont déjà été développées pour de nombreuses méthodes, voir par exemple [Remazeilles *et al.* 2011, Bobin *et al.* 2008].

Pour construire la carte d'effet tSZ présentée en figure 6.7 nous avons utilisé 15 filtres gaussiens  $B^\alpha$  avec des FWHM de : 5, 7.5, 10, 13.4, 18.8, 25.2, 33.3, 43.6, 57.6, 78.1, 112.5, 1190.1, 600.0, 1500.0 et  $\infty$ . Le découpage en grands pixels pour calculer les poids de la combinaison linéaire ainsi que la convolution des cartes de poids ont été effectués tels que décrits dans la section précédente.

#### 5.5.4.2 Contamination dans la carte d'effet tSZ obtenue avec MILCA

Nous avons construit une carte de l'effet tSZ à partir des cartes totales (signal plus bruit) simulées aux fréquences de l'instrument HFI. Nous avons ensuite propagé les poids de la combinaison linéaire à chacune des composantes indépendamment afin de produire des cartes de contamination par composante dans la carte finale de l'effet tSZ. La figure 5.5 présente la carte reconstruite totale et la figure 5.6 la carte pour les composantes différentes du tSZ. Les sources de contamination majeures pour les composantes diffuses sont le *bremsstrahlung* et la poussière galactique. Cependant, les résidus de ces composantes sont localisés au niveau du plan galactique et peuvent donc être essentiellement évités en appliquant un masque galactique sévère. Concernant les composantes compactes, les sources radio constituent un contaminant fort. En effet, leur dépendance spectrale EM proche de l'inverse de l'effet tSZ les fait apparaître comme des sources négatives dans les cartes de paramètre de Compton. En revanche, les sources infrarouge, peuvent tantôt apparaître comme positives et négatives dans les cartes de l'effet tSZ, selon leur comportement spectral par rapport à la poussière. En effet, dans une région du ciel donnée, où la poussière galactique domine en terme de variance devant les sources infrarouges, la minimisation de la variance conduit à soustraire le spectre EM de la poussière chaude en utilisant les cartes à hautes fréquences. Si les sources ponctuelles sont plus froides que la poussière, alors elles sont moins fortes à hautes fréquences, et, lors de la soustraction de la poussière, elles apparaîtront comme un résidu positif. L'effet inverse se produit pour les sources plus chaudes que l'émission diffuse de poussière galactique, qui apparaissent alors comme des sources négatives.



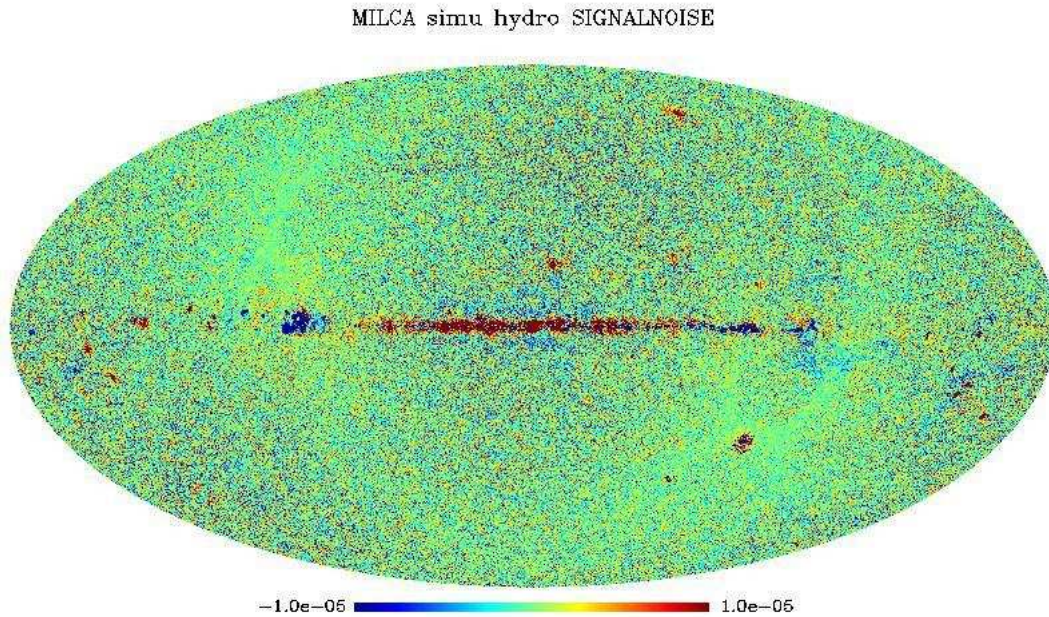


FIGURE 5.5 – Carte de l’effet tSZ reconstruite pour les simulations PSM présentées à la section 5.5.4.1, signal plus bruit, en coordonnées galactiques. Toutes les composantes, le bruit ainsi que l’effet tSZ sont présents sur la carte.

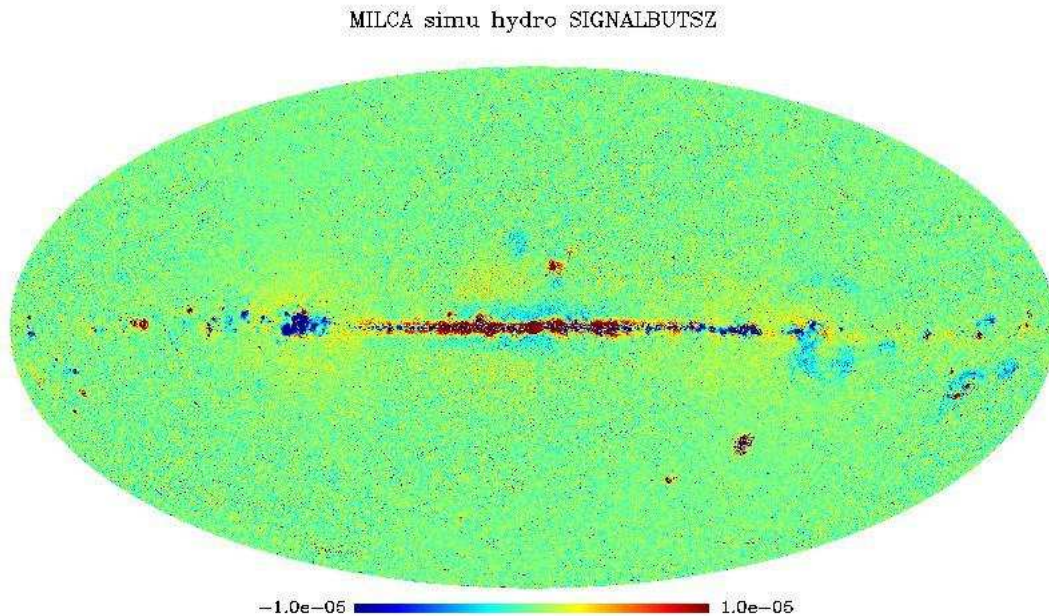


FIGURE 5.6 – Carte de contamination par les composantes astrophysiques autre que l’effet tSZ, reconstruite à partir des simulations PSM présentées à la section 5.5.4.1, en coordonnées galactiques. Seules les composantes astrophysiques autre que l’effet tSZ sont présentées sur cette carte.

## 5.6 Estimation des incertitudes pour les méthodes de type ILC

Avant de pouvoir effectuer la combinaison linéaire de plusieurs canaux de mesure, ces derniers doivent posséder la même fonction de transfert instrumentale (dans le cas des cartes, la résolution

angulaire). Ainsi même si la reconstruction est effectuée sur des données filtrées, il faut que toutes les données utilisées pour la combinaison linéaire utilisent le même filtre. Dans le cas de l'expérience HFI de PLANCK, les différentes bandes de fréquence possèdent des résolutions angulaires différentes, environ 10 arcminutes à 100 GHz, 7 à 144 GHz et 5 pour les bandes de fréquence allant de 217 à 857 GHz. Nous appliquons alors un filtre différent à chaque carte, de sorte que la fonction de transfert pour le signal astrophysique soit identique. Lors de la combinaison linéaire le bruit instrumental de chaque fréquence ne pourra être considéré comme gaussien non corrélé. En effet d'une part le bruit dans les cartes de HFI est déjà corrélé et d'autre part le processus de filtrage effectué avant la combinaison linéaire rajoute des corrélations dans le bruit. Le bruit contenu dans la carte finale sera ainsi une addition de bruits possédant chacun un spectre de puissance propre. Ceci rend tout traitement analytique de tels bruits couteux et complexe.

De plus, la couverture du ciel par le satellite PLANCK n'est pas homogène : du fait de la stratégie de balayage certaines régions du ciel présentent un niveau de bruit plus fort que d'autres. Les zones voisines des pôles écliptiques présentent une très bonne redondance et ont donc un niveau de bruit faible. En revanche, les régions dans le plan de l'écliptique possèdent une couverture plus pauvre et présentent donc un bruit plus important. De même il sera fréquent de ne pas travailler sur des cartes de l'ensemble du ciel, mais sur des reprojections de portions du ciel. Dans ce cas, il faudra tenir compte des corrélations entre pixels des cartes finales introduites par ces reprojections.

C'est pourquoi nous aurons recours à une chaîne de simulation Monte-Carlo pour rendre compte des propriétés du bruit, qui dans notre cas est gaussien, corrélé et non-stationnaire.

### 5.6.1 Estimation du bruit instrumental

Une méthode robuste pour estimer le bruit instrumental présent dans les données est d'avoir recours à ce que nous appellerons des cartes Jack-Knife. Elle consiste en l'utilisation de la redondance de la couverture du ciel de PLANCK pour effectuer une soustraction du signal (voir chapitre 3). Pour ce faire, on sépare le signal en deux sous-ensembles de données observant la même région du ciel, permettant par soustraction de supprimer la contribution du signal astrophysique :

$$\begin{aligned} R_{j,1} &= D_j + N_{j,1} \\ R_{j,2} &= D_j + N_{j,2} \\ \widehat{N}_j &= \frac{R_{j,1} - R_{j,2}}{2} = \frac{N_{j,1} - N_{j,2}}{2} \end{aligned} \quad (5.53)$$

avec  $R_{j,1}$  et  $R_{j,2}$  les cartes du ciel issus respectivement du premier et du second ensemble de données,  $D_j$  la contribution du signal astrophysique,  $N_{j,1}$  et  $N_{j,2}$  la composante de bruit instrumental associée à chacun de ces ensembles de données et  $\widehat{N}_j$  est l'estimateur du bruit  $N_j$  présent dans les données pour un détecteur  $j$ . Dans le cas où les composantes de bruit  $N_{j,1}$  et  $N_{j,2}$  ne sont pas corrélées entre elles, on peut conclure que les propriétés statistiques de leur somme et leur différence sont équivalentes. Ainsi  $\widehat{N}_j$  nous permet d'accéder aux propriétés statistiques de  $N_j$ , ce qui va nous permettre de réaliser des simulations réalistes du bruit instrumental. On peut ainsi obtenir une estimation du bruit pour chacune des cartes par canal de l'expérience PLANCK. Lors de la construction de la carte d'une composante par combinaison linéaire des cartes issues de différents canaux d'observation nous allons ajouter ces bruits. Partant de la combinaison linéaire qui permet de reconstruire la composante  $S$  pour un filtre  $\alpha$  donnée, on a

$$\widehat{S}^\alpha = \sum_j w_j B_j^\alpha T_j \quad (5.54)$$

avec  $w_j$  et  $T_j$  respectivement les poids de la combinaison linéaire et les différents canaux d'observations et  $B_j^\alpha$  une fonction de filtrage. La contribution du bruit est donnée par :

$$\hat{N} = \sum_j w_j B_j^\alpha \hat{N}_j. \quad (5.55)$$

La figure 5.7 présente (en haut à gauche) un exemple de carte de bruit Jack-knife pouvant être obtenue en effectuant une combinaison linéaire de cartes HFI eq. 5.55 sur un champ de vue de 400 arcminutes par 400 arcminutes pour les données de HFI. La résolution de la carte construite est de 7 arcminutes. On remarque tout de suite les structures corrélées et inhomogènes du bruit.

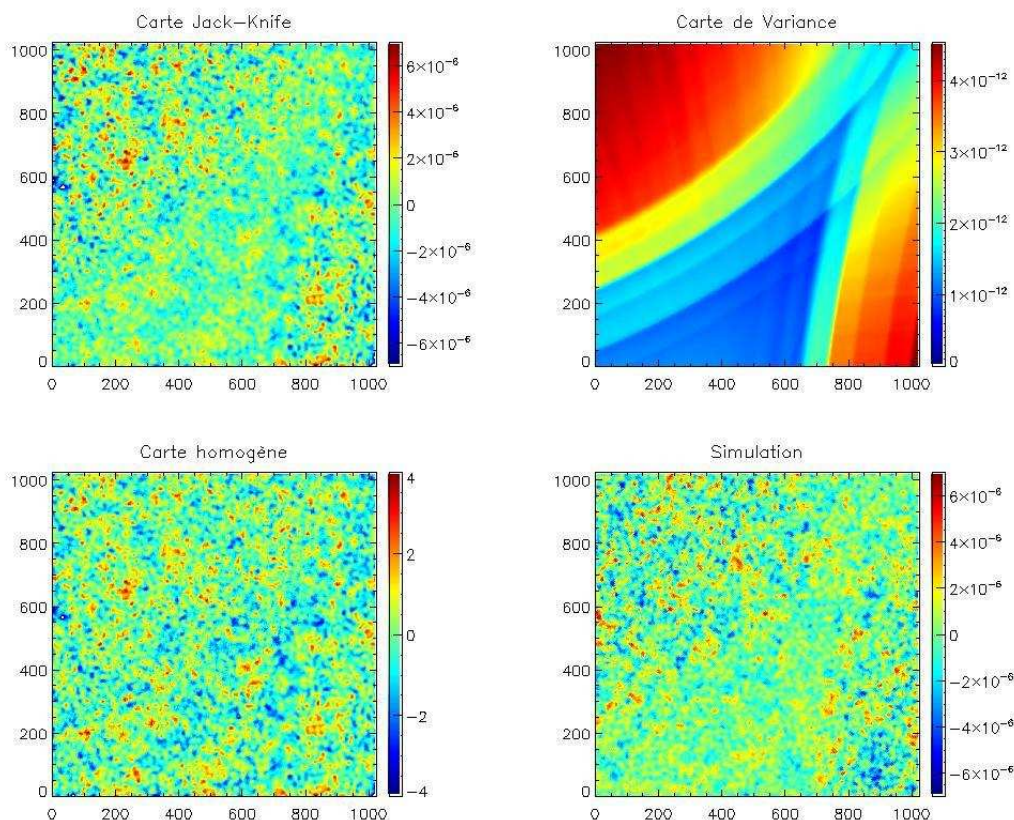


FIGURE 5.7 – De gauche à droite et de haut en bas : carte Jack-Knife du bruit pour une combinaison linéaire de cartes PLANCK, carte de variance du bruit pour une combinaison linéaire de cartes PLANCK, carte de bruit homogène pour une combinaison linéaire de cartes PLANCK et simulation du bruit pour une combinaison linéaire de cartes PLANCK. Ces cartes possèdent des pixels de 0.4 arcminute (champ de vue de 400 par 400 arcminutes).

Il est important cependant de rappeler que cette procédure ne permet d'avoir accès qu'à la contribution du bruit instrumental, elle ne donne aucune information sur le biais éventuel présent dans la carte finale.

### 5.6.2 Estimation des inhomogénéités du bruit

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le bruit instrumental dans les données de PLANCK est non-stationnaire. La structure non stationnaire de ce bruit peut être estimée de deux façons différentes. Tout d'abord, l'estimation locale de ces non-stationnarités de la variance



du bruit,

$$\sigma_N^2 = K \star (N)^2 - (K \star N)^2, \quad (5.56)$$

avec  $K$  un noyau de convolution suffisamment large devant la taille typique des structures du bruit  $\hat{N}$ .

Une autre approche consiste en la détermination de la carte de redondance effective  $H_{eff}$ , pour la carte issue de la combinaison linéaire :

$$\hat{\sigma}_N^2 = \frac{\sigma^2}{H_{eff}} = \sum_j w_j^2 B_j^\alpha \frac{\hat{\sigma}_j^2}{H_j} \quad (5.57)$$

où  $\sigma^2$  est une constante de normalisation,  $\hat{\sigma}_j^2 = \frac{\sum_p N_j(p) H_j^{-1}(p)}{\sum_p H_j^{-2}(p)}$  est une constante et  $p$  désigne un pixel des données. La combinaison linéaire est dans ce cas un peu plus complexe : les cartes de redondance  $H_j$  sont homogènes à l'inverse d'une variance (dans le cas d'un bruit gaussien). Il s'agit donc ici d'effectuer la somme des contributions de chaque canal à la variance de la carte finale. Dans la suite nous choisirons cette seconde estimation qui est moins sujette à des fluctuations que la première (qui par contre est plus simple à mettre en place). Sur la figure 5.7, en haut à droite, nous présentons la carte de variance obtenue à partir de la deuxième méthode pour la carte Jack-Knife, en haut à gauche.

### 5.6.3 Construction d'une simulation réaliste de bruit et estimation de la matrice de covariance

On souhaite réaliser une simulation de bruit possédant toutes les propriétés déterminées précédemment. Ainsi dans un premier temps nous calculerons le spectre de puissance du bruit homogène, obtenu à partir de la carte de bruit Jack-Knife corrigée des variations de la variance du bruit :  $\tilde{N} = \frac{\hat{N}}{\hat{\sigma}_N}$ . On ne peut pas directement considérer le spectre de puissance du bruit inhomogène car ce dernier est équivalent à la convolution des spectres du bruit et de celui de la carte des inhomogénéités.

À partir de ce spectre nous pourrions réaliser des simulations de bruit gaussien homogène  $\tilde{N}'$ . Sur la figure 5.7 en bas à gauche nous présentons une simulation de bruit homogène dans le cas d'une carte Jack-Knife en haut à gauche et à partir de la carte de variance en haut à droite. Le bruit ainsi produit est bien homogène, ce qui justifie sa description à partir d'un spectre de puissance. Il ne reste alors plus qu'à rendre ce bruit de nouveau inhomogène  $N' = \tilde{N}' \hat{\sigma}_N$ . La figure 5.7 présente en bas à droite la simulation de bruit finale obtenue pour la carte Jack-Knife en haut à gauche.

Finalement, il faut tenir compte des corrélations introduites par les éventuelles reprojctions subies par le signal. À titre d'exemple, dans le cas où l'on effectue une reprojction en sur-échantillonnant la carte d'origine, plusieurs pixels de la carte reprojctée ont pour origine le même pixel de la carte source. Ainsi la contribution du bruit dans ces pixels a la même valeur et il faut donc imposer à la simulation  $N'$  de posséder la même valeur pour des pixels reprojctés issus d'un même pixel d'origine.

On pourra répéter ce processus de simulation du bruit un grand nombre de fois afin de pouvoir estimer la matrice de covariance de la carte finale via Monte-Carlo. En pratique, les cartes contenant souvent un grand nombre de pixels, il est peu commode de calculer la matrice de covariance pour toute la carte. On préférera appliquer le même traitement à la carte finale et aux simulations de façon à obtenir la matrice de covariance se rattachant à la transformation appliquée. Il est finalement important de noter que cette approche ne saurait être valable que pour les transformations linéaires appliquées aux cartes finales. En effet, dans le cas d'une transformation non

linéaire, le signal va également jouer un rôle dans l'amplitude des incertitudes. Ainsi l'estimation d'erreur dans le cas d'une transformation non linéaire pourra être effectuée en utilisant le même procédé mais en ajoutant également un modèle à ces simulations pour tenir compte de la présence du signal astrophysique. Un exemple typique de transformation non linéaire est le calcul du spectre de puissance. Il est aussi intéressant de noter que la même procédure de simulation peut être appliquée aux cartes par fréquence de HFI. Dans ce cas, les inhomogénéités du bruit sont données par la carte de hits. On peut aussi obtenir les propriétés du bruit dans la carte finale (après combinaison linéaire) par *Monte Carlo* en combinant les réalisations de bruit de chacune des cartes en fréquence.

### 5.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une méthode pour reconstruire une composante spécifique à partir d'un ensemble de cartes, qui sont le résultat de la contribution de différentes composantes. Ceci est le cas pour l'observation du ciel dans le domaine micro-onde et submillimétrique en astronomie et cosmologie, avec les expériences CMB. Pour ce faire la composante recherchée est construite à partir d'une combinaison linéaire de l'ensemble de cartes observées. Nous avons une application à des données simulées mettant en évidence la capacité de cette méthode à produire des cartes ayant un faible niveau de bruit et un faible niveau de biais. Finalement nous avons proposé une méthode permettant de traiter les erreurs statistiques dans les cartes que nous produisons via une chaîne de simulations *Monte Carlo*. Dans les chapitres suivants nous discuterons les résultats physiques pouvant être obtenus à partir des cartes de l'effet tSZ construites avec MILCA.

# Carte de paramètre de Compton de l'effet tSZ avec PLANCK

## Sommaire

<b>6.1</b>	<b>Construction de cartes de paramètre de Compton</b>	<b>105</b>
6.1.1	Reconstruction locale	105
6.1.2	Reconstruction sur tout le ciel	108
<b>6.2</b>	<b>Caractérisation de la carte de paramètre de comptonisation <math>y</math></b>	<b>111</b>
6.2.1	Impact du nombre de contraintes utilisées	111
6.2.2	Reconstruction en fonction du sous-ensemble de fréquences	112
6.2.3	Résolution optimale	113

Dans ce chapitre, nous aborderons l'utilisation de MILCA et TILT dans le cadre de la construction de cartes de paramètre de Compton  $y$  de l'effet tSZ [Zeldovich & Sunyaev 1969, Sunyaev & Zeldovich 1972] et nous étudierons brièvement l'effet du choix du filtrage effectué sur les données avant de réaliser la séparation de composantes.

## 6.1 Construction de cartes de paramètre de Compton

Nous discuterons dans cette section les avantages et inconvénients de différentes approches de reconstruction de cartes de l'effet tSZ. Dans le cas de l'effet tSZ, l'algorithme MILCA sera utilisé (à moins d'une contre-indication) avec 2 contraintes : une pour l'effet tSZ et une pour le CMB. Deux degrés de liberté de la combinaison linéaire des cartes seront allouées à la minimisation de la variance du bruit. Le spectre EM de l'effet tSZ est très bien connu. La table 6.1 présente les coefficients de transmission de l'effet tSZ en unité de  $K_{CMB}$  dans les différents canaux d'observation de l'instrument HFI calculés à partir des bandes passantes.

### 6.1.1 Reconstruction locale

Dans cette section nous allons présenter les résultats obtenus avec MILCA et TILT dans des conditions réelles. Nous allons utiliser des régions du ciel bien connues pour abriter des sources ponctuelles intenses susceptibles de produire des résidus dans les cartes après séparation de composantes.

De façon à estimer les contraintes  $\mathcal{C}_C$  et  $\mathbf{f}_0$  (voir section 5.3.2), nous aurons recours à la mesure du coefficient de corrélations avec les cartes en fréquence dans la région où le gradient du signal

TABLE 6.1 – Transmission de l'effet tSZ dans les canaux d'observation de l'instrument HFI. Les valeurs correspondent aux valeurs moyennes pour les bolomètres d'un même canal.

Fréquences (GHz)	100	143	217	353	545	857
Facteur de conversion pour l'effet tSZ ( $K_{CMB}$ )	-4.04	-2.8	0.15	6.15	14.4	26.4

de la source (supposée gaussienne de FWHM la résolution angulaire de la carte en température issue de l'instrument HFI) est supérieur à 1% de son maximum. Ainsi, nous serons tout particulièrement sensibles à la morphologie de la source, sans risquer de soustraire un signal qui serait corrélé avec la source (soit de façon marginale, soit de façon physique) mais qui posséderait une morphologie spatiale différente. De plus, une application locale de la méthode TILT permet aux poids  $w$  de la combinaison linéaire de s'adapter aux propriétés locales des composantes. En effet, la poussière thermique possède un spectre EM variant sur le ciel, et donc, les poids permettant sa soustraction dans une région du ciel sont propres à cette région. De même, les sources ponctuelles radio et infrarouge possèdent une grande variété de spectre EM.

### 6.1.1.1 Source ponctuelle isolée

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à des sources ponctuelles qui ne se trouvent pas à la position d'un amas de galaxie, ce qui constitue un cas favorable, puisque dans ce cas, la source ponctuelle et l'effet tSZ ne sont pas corrélés spatialement.

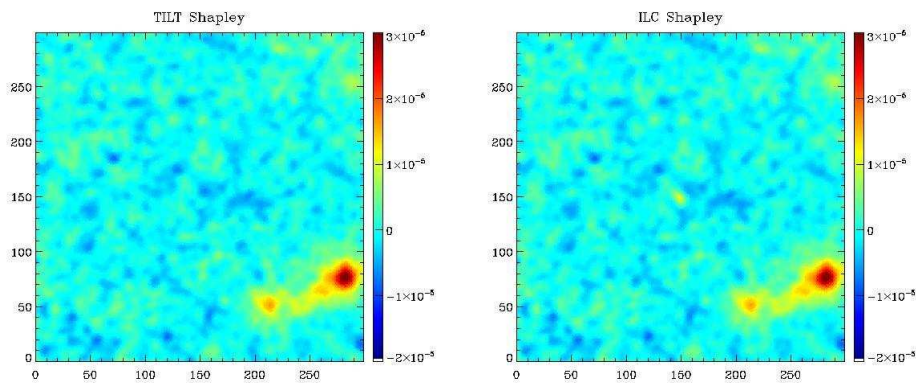


FIGURE 6.1 – Reconstruction de l'effet tSZ avec TILT (à gauche) et MILCA (à droite). Le champ de vue est de 300 par 300 arcminutes autour des coordonnées galactiques ( $l = 314.57$  deg,  $b = 31.97$  deg) en projection plan tangente.

La figure 6.1 présente la reconstruction du paramètre de comptonisation au voisinage du superamas de Shapley (dans le coin inférieur droit de la carte), la carte est centrée sur une source IR particulièrement intense de cette région. Comme nous l'observons dans la carte issue d'une MILCA, un léger signal est détecté au centre de la carte, cependant, la présence à cette même position d'une source ponctuelle infrarouge très intense remet en cause une éventuelle origine tSZ de ce signal. Dans ce cas, TILT a été utilisé avec une contrainte dite "dure" afin de procéder à la soustraction de ce contaminant tout en conservant une combinaison linéaire interne des données PLANCK (voir chapitre 5). L'utilisation de la méthode TILT permet de réduire cet excès, comme on peut l'observer sur la carte TILT dans la figure 6.1. De plus, le bruit (estimé via les cartes Jack-Knife de bruit) dans la carte TILT a une déviation standard égale à 98 % de celle de la carte MILCA. De nouveau, la méthode TILT permet ici une réduction simultanée du biais et du bruit.

La figure 6.2 présente la reconstruction d'une carte d'effet tSZ dans le voisinage de l'amas de galaxies Abell 1651 que l'on peut apercevoir dans le coin supérieur gauche de la carte. La carte issue de MILCA présente une forte contamination qui se manifeste par un décrétement dans la carte de paramètre de comptonisation. Ce décrétement correspond à la position d'une radiosource, les radiosources ayant un spectre relatif à basse fréquence "similaire" en négatif à celui de l'ef-

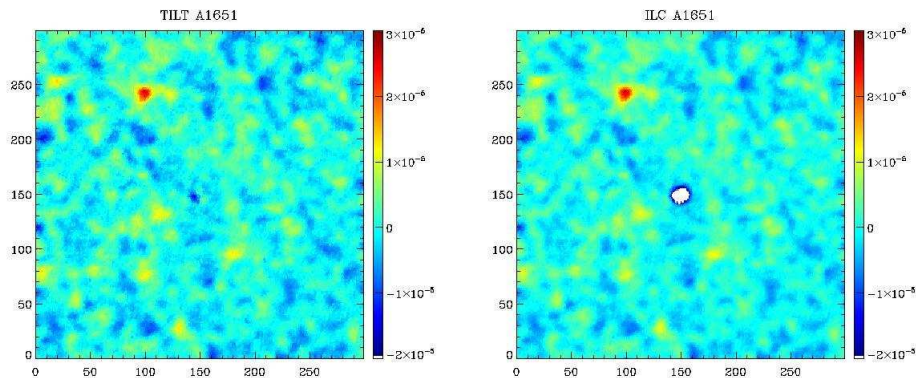


FIGURE 6.2 – Reconstruction de l’effet tSZ avec TILT (à gauche) et MILCA (à droite). Le champ de vue est de 300 par 300 arcminutes autour des coordonnées galactiques ( $l = 305.12$  deg,  $b = 57.07$  deg) en projection plan tangent.

fet tSZ, elles apparaissent en négatif dans les cartes de paramètre  $y$ . Dans ce cas, la méthode TILT a été utilisée avec une contrainte dite "molle" et  $\gamma = 10$  (voir chapitre 5), ce qui revient à multiplier par 10 l’amplitude apparente de la source ponctuelle "du point de vue de la méthode TILT". L’application de la méthode TILT permet la diminution de la contamination par cette radiosource. Cependant, les spectres de la source et de l’effet tSZ ayant des comportements relatifs similaires, contraindre la source radio revient à "supprimer" de la carte un spectre proche du spectre tSZ. Cela a pour effet de produire une augmentation du niveau de bruit dans la carte obtenue. La carte TILT présente un bruit avec une déviation standard égale à 1.16 fois celle de la carte issue d’une MILCA. Nous avons donc pu réduire de façon significative une source de biais en ne produisant qu’une augmentation modérée du niveau de bruit dans la carte reconstruite.

### 6.1.1.2 Source ponctuelle au centre d’un amas

Nous allons maintenant nous intéresser au cas où la source ponctuelle se trouve dans un amas de galaxies. En effet, ce cas est loin d’être marginal. Les amas de galaxies, étant comme leur nom l’indique, constitués de galaxies, ces galaxies peuvent abriter des AGNs radio-bruyants qui sont particulièrement intenses dans le domaine radio du spectre EM. Ainsi les distributions de source radio extragalactiques et les amas de galaxies sont fortement corrélées.

La figure 6.3 représente les cartes d’effet tSZ obtenues pour l’amas Perseus, lequel abrite en son centre une source particulièrement intense (déjà mentionnée au chapitre 5 pour tester TILT sur des simulations). Comme on peut le voir sur la carte produite via une MILCA, L’AGN central de Perseus produit un biais significatif dans l’estimation du signal tSZ. En appliquant la méthode TILT nous avons été en mesure de réduire ce biais, sans pour autant avoir à masquer le centre de l’amas. La méthode TILT permet ici également une soustraction de la contamination sans pour autant soustraire l’émission tSZ en provenance de l’amas dans la même région. Dans ce cas, la méthode TILT offre la possibilité d’accéder au flux de l’amas de galaxie avec un biais bien moindre que celui obtenu via une MILCA. On remarque également la soustraction d’une source ponctuelle radio secondaire dans la partie inférieure droite de la carte, source qui est plus facilement mise en évidence sur la carte de résidus obtenues par soustraction des cartes obtenues à partir des deux méthodes TILT et MILCA, présentée dans la figure 6.3 en bas.

En contrepartie de cette soustraction de biais, le niveau de bruit a été augmenté par un facteur 1.3. Ce qui, compte tenu du biais soustrait, est relativement faible. Afin de tirer partie



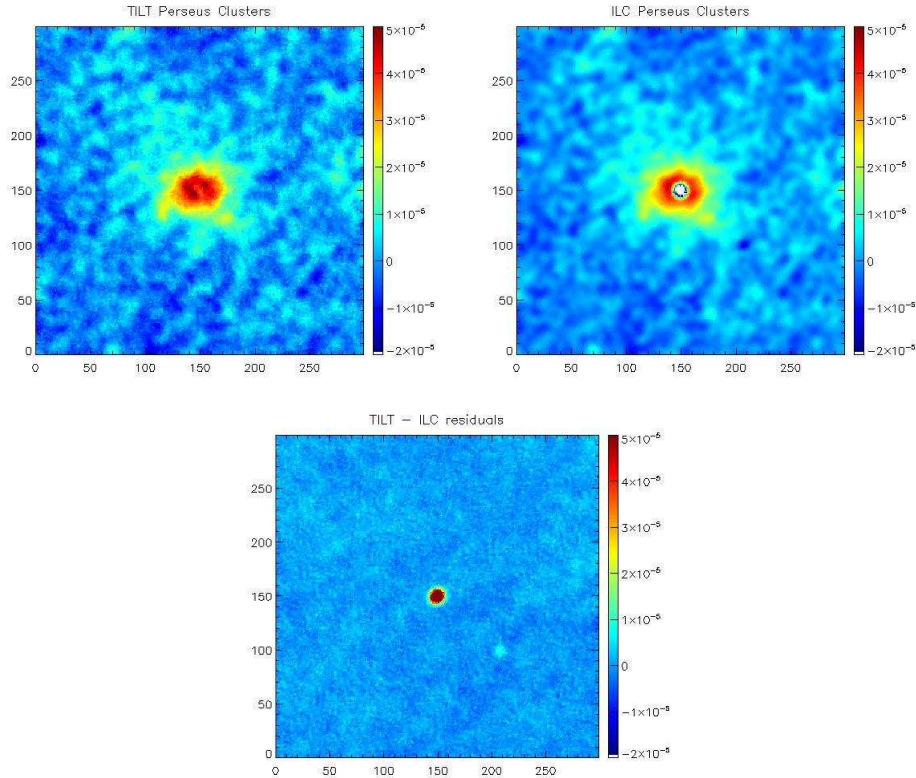


FIGURE 6.3 – Reconstruction de l’effet tSZ avec TILT (en haut à gauche), MILCA (en haut à droite) et différence entre ces deux reconstruction (en bas). Le champ de vue est de 300 par 300 arcminutes autour des coordonnées galactiques ( $l = 150.57$  deg,  $b = -13.26$  deg) en projection plan tangent.

de la réduction avec TILT et du plus faible niveau de bruit il est possible de combiner ces deux cartes, en utilisant les poids de la combinaison linéaire produite par TILT pour la partie interne de l’amas de galaxies et les poids produits par MILCA pour la partie externe de l’amas.

### 6.1.2 Reconstruction sur tout le ciel

Dans cette section nous présentons diverses méthodes utilisées pour la construction d’une carte tout le ciel de l’effet tSZ à partir des données PLANCK. Nous mettrons en évidence l’intérêt du découpage des données en plusieurs sous-ensembles (spatiaux et fréquentiels) pour la construction de cartes d’effet tSZ sur l’ensemble de la sphère.

#### Reconstruction directe

Une première approche en vue de construire une carte d’effet tSZ sur tout le ciel serait d’effectuer la combinaison linéaire avec un seul jeu de poids. Une telle carte est présentée dans la figure 6.4. On constate un bruit particulièrement intense. On prendra tout particulièrement note de la dynamique de couleurs utilisée pour présenter la carte :  $[-2.10^{-5}, 2.10^{-5}]$ . Cette approche ne saurait être satisfaisante. En effet, nous perdons dès lors tout l’intérêt qui rendait l’extraction locale intéressante, à savoir celui de s’adapter aux propriétés locales du bruit et du signal. Nous sommes alors très sensibles aux variations du spectre EM de la poussière et aux résidus de sources ponctuelles. De même, la soustraction de l’émission de poussière dans le plan galactique qui a une contribution forte à la variance totale de la carte se fait au détriment du niveau de bruit

instrumental.

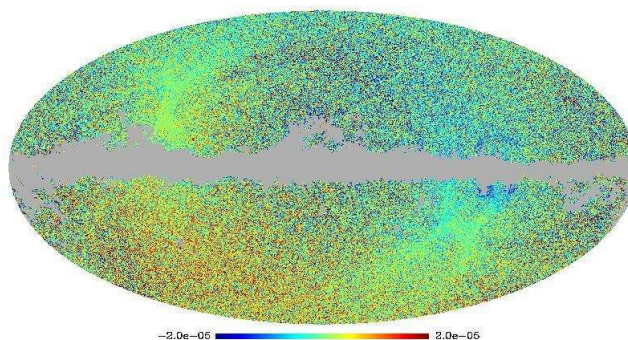


FIGURE 6.4 – Carte de paramètre de Compton  $y$  de l’effet tSZ mesurée par PLANCK produite sur tout le ciel avec un seul jeu de poids, en coordonnées galactiques.

### En masquant le plan galactique

Une première étape pour améliorer cette reconstruction est de masquer le plan galactique. La nouvelle carte obtenue est présentée dans la figure 6.5. La dynamique de la carte ainsi présentée est de  $[-1.10^{-5}, 1.10^{-5}]$ . On gagne un facteur 3.5 sur le niveau de bruit, qui demeure cependant très élevé. On constate également un biais important au voisinage du plan galactique. En effet, dans la mesure où le calcul des poids de la combinaison linéaire n’est plus dominé par l’émission du centre galactique, ces derniers s’adaptent moins bien à la soustraction de la poussière que dans le cas précédent.

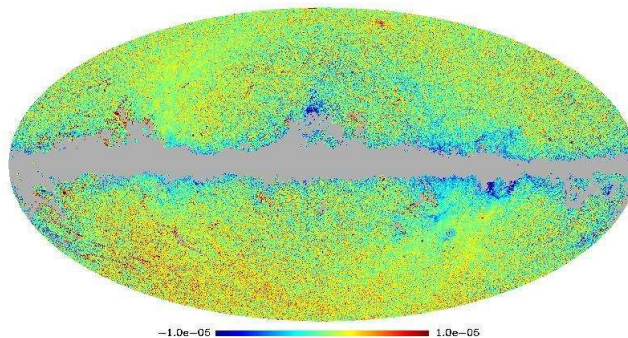


FIGURE 6.5 – Carte de l’effet tSZ mesurée par PLANCK produite hors du plan galactique avec un seul jeu de coefficients, en coordonnées galactiques.

### Reconstruction par parties

La prochaine étape sera d’effectuer des reconstructions de l’effet tSZ sur de petites régions locales du ciel. De manière à assurer la continuité entre les coefficients de la combinaison linéaire (en évitant tout effet de bord entre les régions différentes), les poids de cette combinaison linéaire peuvent être calculés dans un faisceau de rayon  $R_1$  et appliqués dans une région de rayon  $R_2$ , de taille inférieure à  $R_1$ . Une carte construite selon un tel procédé est présentée à la figure 6.6. La dynamique de représentation cette nouvelle carte est de  $[-0.5.10^{-5}, 0.5.10^{-5}]$ . Cette carte d’effet

tSZ a été obtenue avec MILCA en effectuant une estimation de la matrice de covariance dans un noyau de convolution gaussien avec une FWHM de 2 degrés, lissant les poids des différentes combinaisons linéaires effectuées.

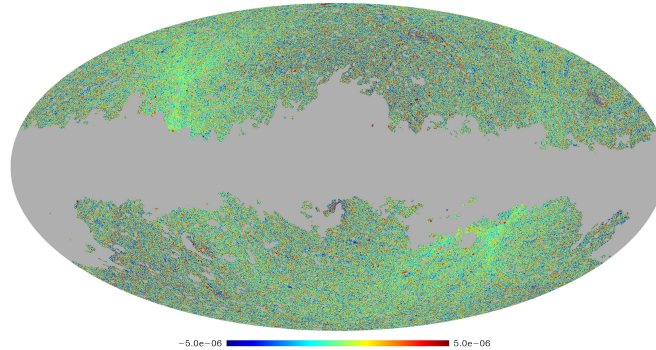


FIGURE 6.6 – Carte de l'effet tSZ mesurée par PLANCK en utilisant des estimations locales de la matrice de covariance pour chaque pixel, en coordonnées galactiques.

De nouveau nous observons une importante réduction du bruit, par un facteur 2. Cependant, nous constatons que les modes à grandes échelles angulaires ont été filtrés. En effet, en calculant les poids de la combinaison linéaire dans une ouverture angulaire donnée, nous ne tenons plus compte des modes à plus grandes échelles angulaires qui se retrouvent par là même supprimés.

#### 6.1.2.1 Reconstruction en fonction de la taille angulaire des structures

Afin de résoudre ce problème de suppression des modes à grandes échelles angulaire, nous allons effectuer un découpage des cartes en fonction de l'échelle angulaire (voir chapitre 5 pour une description plus détaillée et une application à des simulations). Des approches similaires ont été développées, voir par exemple [Remazeilles *et al.* 2011, Bobin *et al.* 2008]. Pour construire la carte d'effet tSZ présentée en figure 6.7 nous avons utilisé 15 filtres gaussiens  $B^\alpha$  (voir section 5.3.1) avec des FWHM de : 5, 7.5, 10, 13.4, 18.8, 25.2, 33.3, 43.6, 57.6, 78.1, 112.5, 1190.1, 600.0, 1500.0 et  $\infty$ . Le découpage en grands pixels pour calculer les poids de la combinaison linéaire ainsi que la convolution des cartes de poids ont été effectués tel que décrit à la section 5.3.1.

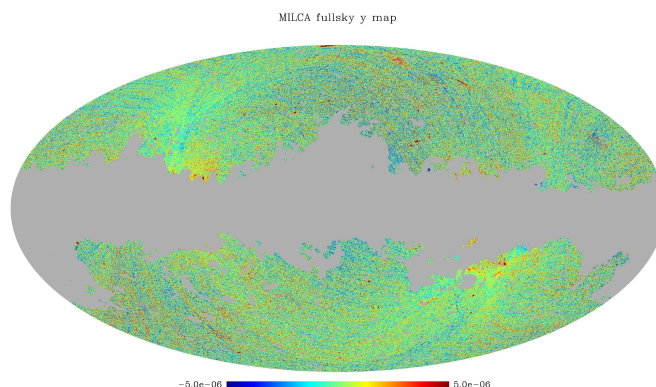


FIGURE 6.7 – Carte de l'effet tSZ en utilisant MILCA dans le cas d'une reconstruction localisée spatialement et fréquentiellement

Cette nouvelle carte présente un niveau de bruit inférieur d'un facteur 1.5 par rapport à

celui de la carte précédente. En effet, la localisation en fréquence angulaire permet également de cibler la région d'intérêt du signal par rapport aux régions dominées par le bruit où les autres composantes.

Dans la suite nous utiliserons donc au choix des reconstruction locale autour d'amas en particulier, où des reconstruction sur l'ensemble du ciel en utilisant l'ensemble de filtres que nous venons de présenter.

## 6.2 Caractérisation de la carte de paramètre de comptonisation $y$

La caractérisation des cartes de paramètre de comptonisation est un point clef de l'analyse physique de l'effet tSZ avec le satellite PLANCK. Cette section discutera le nombre de contraintes que nous utiliserons pour effectuer la reconstruction de la carte de paramètre  $y$ , l'impact des fréquences utilisées pour la reconstruction et ainsi que la résolution angulaire optimal pour les cartes de l'effet tSZ.

Nous discuterons dans les chapitres suivants de la comparaison entre les cartes MILCA et d'autres méthodes de séparation de composantes (voir section 8.4)

### 6.2.1 Impact du nombre de contraintes utilisées

Dans cette section, nous nous proposons d'étudier l'impact de la contrainte additionnelle servant à assurer la diminution de la contamination par le CMB dans la carte finale. Les cartes en question ont été calculées en utilisant l'algorithme MILCA et les données PLANCK HFI de 100 à 857 GHz.

#### 6.2.1.1 Méthode

Pour étudier la contamination des cartes nous utiliserons une analyse en spectre de puissance. De façon à nous affranchir du biais introduit dans le spectre de puissance par l'autocorrélation du bruit, nous calculerons pour chaque cas (avec une contrainte tSZ seule et avec des contraintes tSZ + CMB) deux cartes du paramètre de comptonisation pour la première (FIRST) et la deuxième (LAST) partie des *RINGS* respectivement. Les bruits de ces deux ensembles de données n'étant pas corrélés, seul le signal astrophysique présent dans les cartes contribuera. Dans l'optique d'une cohérence maximale entre les deux cartes FIRST et LAST, les poids de la combinaison linéaire ont été calculés sur les cartes totales (FIRST+LAST) et appliqués à chacun des sous-ensemble de sorte que l'on ne souffre pas du biais dû aux fluctuations lors de la reconstruction basée sur deux ensembles de données distincts. On pourrait atteindre le même résultat en calculant les spectres de puissance en autocorrélation respectivement à partir de la carte MILCA totale et de la carte Jack-Knife associée, produite via la méthode décrite à la section 5.6, et en effectuant la différence de ces deux spectres de puissance. Pour le calcul du spectre de puissance, nous avons utilisé un masque galactique sévère (30% du ciel masqué) auquel nous avons ajouté un masque de sources ponctuelles comprenant toutes les sources détectées par PLANCK à plus de 5 sigma dans au moins 1 bande de fréquence [Planck Collaboration *et al.* 2011c]. Les spectres de puissance ainsi calculés sont corrigés des effets de résolution instrumentale, mais ne sont pas déconvolués des effets du masque.

#### 6.2.1.2 Résultats

La figure 6.8 présente les spectres de puissance angulaire ainsi obtenus sans et avec contrainte sur le CMB. Nous observons que l'utilisation d'une contrainte additionnelle pour soustraire le CMB produit une réduction de la puissance à des échelles intermédiaires ( $l > 300$ ). On compare

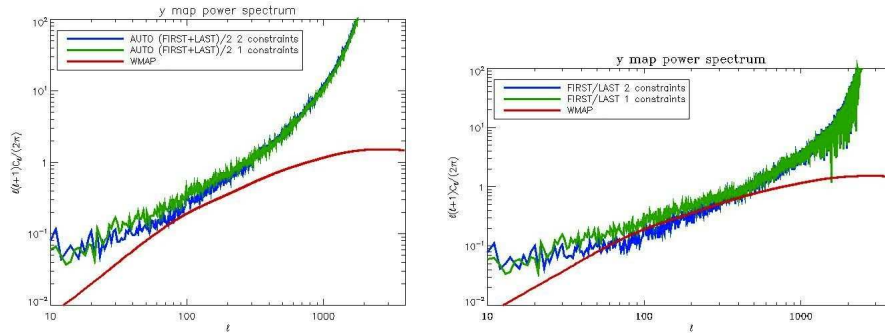


FIGURE 6.8 – Spectres de puissance des cartes de l'effet tSZ en fonction du nombre de contraintes appliquées. À gauche pour le spectre de puissance en autocorrélation et à droite pour le spectre de puissance en corrélation croisée entre les sous-ensembles de données FIRST et LAST. En vert dans le cas avec une seule contrainte (tSZ), en bleu dans le cas avec deux contraintes (tSZ + CMB) et en rouge la prédiction pour WMAP par [Komatsu & Seljak 2002]

également le spectre de puissance prédit dans le cadre de la collaboration WMAP par [Komatsu & Seljak 2002]. Cette excès de puissance dans le cas sans contrainte sur le CMB, peut dès lors être assimilé à un résidu produit par le CMB dans la carte  $y$  reconstruite.

Ce type de contamination peut être produit par des corrélations marginales entre l'effet tSZ et le CMB, ce qui comme nous l'avons vu au chapitre MILCA est une source de biais dans la reconstruction. Une autre explication possible serait que les poids de MILCA sont contraints par des composantes particulièrement intenses comme la poussière galactique, ce qui ne permet pas à l'algorithme de minimiser le CMB. Nous pouvons finalement conclure que dans le cadre de la méthode MILCA, la contrainte additionnelle sur le CMB permet de prévenir la fuite du CMB dans les cartes de paramètre de Compton. Ce choix est d'autant plus justifié que l'ajout de la contrainte supplémentaire n'augmente pas le niveau de bruit dans la carte reconstruite, comme en témoigne les spectres d'autocorrélation aux grandes valeurs de  $l$  représentés sur la figure 6.8.

## 6.2.2 Reconstruction en fonction du sous-ensemble de fréquences

Nous avons calculé des cartes MILCA pour différents sous-ensembles de fréquences dans quelques régions du ciel possédant des amas d'intérêt et se trouvant à différentes latitudes galactiques. Les 5 régions sont : COMA, A399-A401 (voir chapitre 9) et le superamas de Shapley, Virgo et A3395-A3391. Ce test est important pour évaluer la robustesse de l'extraction de l'effet tSZ avec l'algorithme MILCA à partir de détecteurs indépendants.

### Reconstruction avec 6 fréquences

Dans un premier temps, nous présenterons à titre de référence la carte de l'effet tSZ reconstruite avec MILCA en utilisant les 6 fréquences de l'instrument HFI, apparaissant en figure 6.9 dans la région du superamas de Shapley. Ce superamas, le second découvert d'un point de vue historique, se trouve dans une région du ciel particulièrement riche en amas de galaxies ce qui en fait une cible de choix pour étudier l'efficacité de la reconstruction de l'effet tSZ par la méthode MILCA.

### Reconstruction avec 4 et 5 fréquences

La figure 6.10 présente les cartes obtenues en utilisant 5 ou 4 fréquences de l'instrument HFI. Toutes les permutations ont été étudiées, ce qui a produit une matrice de cartes reconstruites.



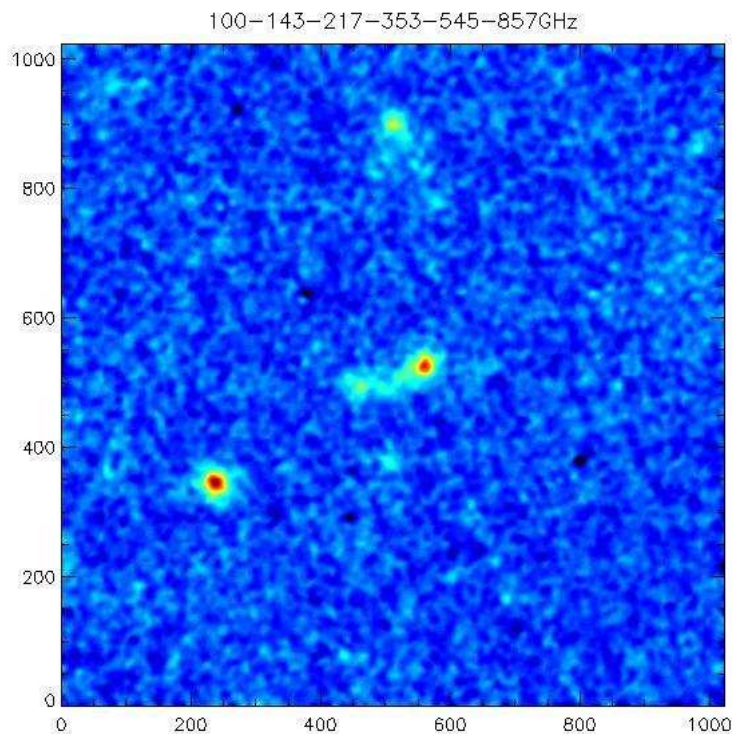


FIGURE 6.9 – Carte de l’effet tSZ reconstruite avec MILCA en utilisant les 6 canaux de HFI. Au centre le superamas de Shapley. Le champ de vue est de 720 par 720 arcminutes, centré aux coordonnées galactiques ( $l = 312.66$  deg,  $b = 30.54$  deg)

Cette matrice de cartes nous permet de constater que les 3 fréquences cruciales dans la reconstruction de l’effet tSZ sont 143, 217 et 353 GHz. On observe tout particulièrement l’incapacité de reconstruire l’effet tSZ quand les cartes à 217 et 353 GHz ne sont pas utilisées. En effet, à plus hautes fréquences, le signal tSZ est complètement noyé par l’émission de la poussière galactique, et, à plus basses fréquences (100 et 143 GHz), le spectre EM de l’effet tSZ est trop proche de celui du CMB pour pouvoir être significativement différencié. De même, on notera l’augmentation substantielle du niveau de bruit dans toutes les cartes reconstruites sans les données à 143 GHz. La suppression de l’une des cartes à hautes fréquences (545 ou 857 GHz) n’a que peu d’impact sur la reconstruction. En revanche la suppression de ces deux fréquences se traduit par une augmentation du niveau de bruit. C’est la carte à 353 GHz qui permet de soustraire l’émission de la poussière, ce qui diminue ainsi la marge de manœuvre pour l’extraction de l’effet tSZ qui repose essentiellement sur les cartes allant de 143 à 353 GHz.

Nous avons réalisé la même analyse pour 4 autres régions du ciel à différentes latitudes galactiques et dans des régions avec un effet tSZ d’intensité variable. Les régions concernées sont COMA, Virgo, A399-A401 et A3395-A3391. L’analyse dans ces 4 régions confirme les résultats obtenus dans la région du superamas de Shapley.

### 6.2.3 Résolution optimale

Nous proposons ici d’étudier l’impact de la résolution maximale utilisée pour la construction de la carte d’effet tSZ sur le niveau de bruit obtenu dans la carte.

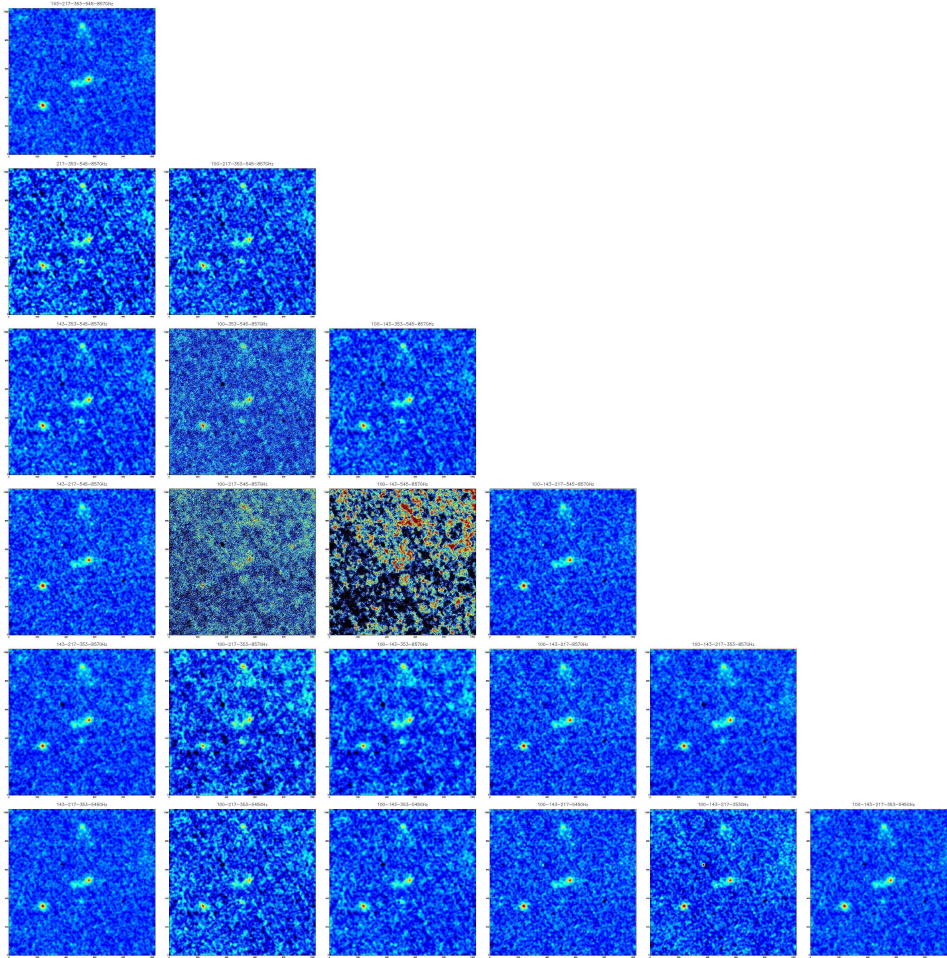


FIGURE 6.10 – Cartes de l'effet tSZ construite avec MILCA à partir de 4 ou 5 fréquences de l'instrument HFI, pour la même région que celle présentée à la figure 6.9. Cette matrice de figure est un tableau à double entrée, chaque ligne et chaque colonne représentant dans l'ordre croissant les 6 fréquences de l'instrument HFI : 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz. Les cartes se trouvant à l'intersection d'une ligne et d'une colonne ont été construites sans utiliser les 2 fréquences associées à la ligne et à la colonne de la matrice. Les cartes de la diagonale ont été construites avec 5 fréquences et les cartes hors de la diagonale avec 4 fréquences.

## Méthode

Nous calculerons des cartes de l'effet tSZ à des résolutions maximales respectives de 5, 7 et 10 arcminutes. Il est important de rappeler que l'utilisation de tranche en résolution angulaire permet à la carte à 100 GHz (de résolution 10 arcminutes) de contribuer à la carte tSZ à 5 arcminutes de résolution, pour les échelles angulaires inférieures ou égales à 10 arcminutes. Pour obtenir une estimation du niveau de bruit dans les cartes nous avons recours à des cartes Jack-Knife produites par le procédé décrit dans le chapitre 5. Afin de quantifier le niveau de bruit nous calculons le spectre de puissance des cartes Jack-Knife pour ces 3 résolutions et nous tenons compte de la résolution instrumentale, afin de pouvoir comparer directement les niveaux de bruit dans les cartes de façon pertinente.

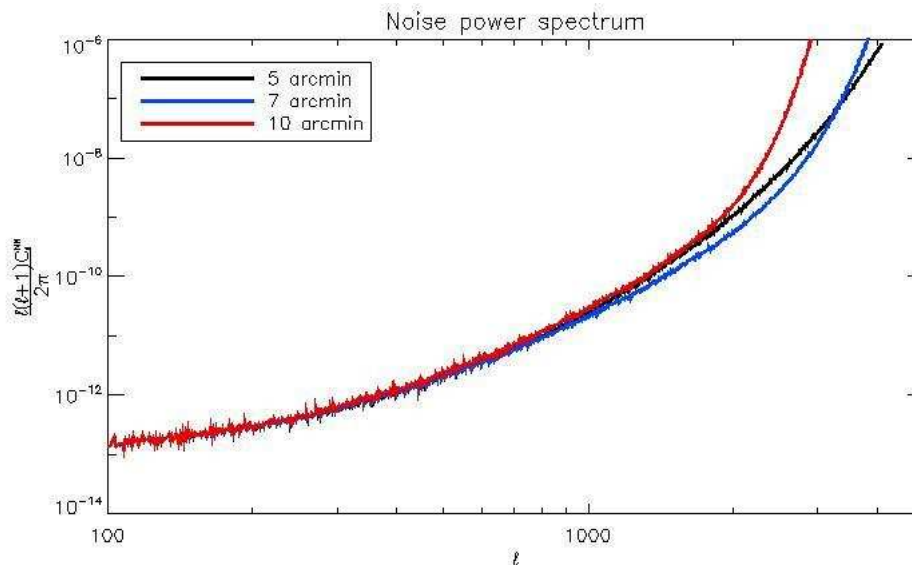


FIGURE 6.11 – Spectres de puissance des cartes de l’effet tSZ pour différentes résolutions de reconstruction, à 5 arcminutes (en noir), 7 arcminutes (en bleu) et 10 arcminutes (en rouge). Nous avons déconvolué de la fonction de transfert du lobe instrumental pour chacune des trois reconstructions.

### Résultats pour le niveau de bruit

La figure 6.11 présente le spectre de puissance pour les cartes Jack-Knife associés aux cartes de l’effet tSZ reconstruites à 5, 7 et 10 arcmin de résolution. Cette figure met en évidence le fait que la carte à 7 arcminutes de résolution présente le niveau de bruit le plus faible jusqu’à  $l = 3000$ . Contrairement à ce qui aurait pu être supposé au sujet du niveau de bruit, l’utilisation de l’information entre 7 et 5 arcminutes ne permet pas d’augmenter le rapport signal sur bruit. L’explication de cet effet tient essentiellement au fait que pour estimer la contribution du signal entre 5 et 7 arcminutes, seulement 4 bandes de fréquence sont utilisées. Ces bandes de fréquences vont de 217 à 857 GHz. À de si hautes résolutions angulaires, nous perdons l’information sur la partie négative du spectre de l’effet tSZ à basses fréquences, ce qui se traduit par une dégradation dramatique de l’habilité d’extraction du signal par MILCA. Comme nous avons pu le voir dans la section précédente, la bande de fréquence à 143 GHz est avec 353 GHz l’une des deux fréquences clé dans la reconstruction des cartes du paramètre de Compton. Ainsi sa *perte* à haute résolution angulaire entraîne une forte augmentation du niveau de bruit reconstruit et se traduit donc par une dégradation de l’ensemble de la reconstruction. Il est cependant important de mettre en lumière le fait que cet effet est propre à l’effet tSZ, et tient particulièrement à la structure du spectre EM de cet effet. Il ne saurait en être de même pour toutes les composantes. Nous pouvons ainsi conclure que pour obtenir un rapport signal sur bruit optimum, l’utilisation de cartes à 7 arcminutes de résolution est recommandable.

### Résultats pour le niveau de biais

Nous avons également effectué une analyse localisée autour de l’amas de COMA afin de définir si la déviation standard observée à partir des cartes de Jack-Knife est bien représentative de l’émission d’arrière plan présente dans nos cartes d’effet tSZ. La figure 6.12 présente 3 cartes de COMA et les 3 cartes Jack-Knife associées. Ces trois cartes sont à une résolution commune de 10 arcminutes. Elles ont cependant été respectivement calculées pour des résolutions de 10,



TABLE 6.2 – Mesure la déviation standard pour la carte d'effets tSZ pour les trois cas décrits dans le texte.

	carte à 5'	carte à 7'	carte à 10'
Signal	$3.25 \cdot 10^{-6}$	$3.11 \cdot 10^{-6}$	$3.14 \cdot 10^{-6}$
Signal masqué	$2.47 \cdot 10^{-6}$	$2.28 \cdot 10^{-6}$	$2.32 \cdot 10^{-6}$
Jack-Knife	$2.06 \cdot 10^{-6}$	$2.03 \cdot 10^{-6}$	$2.13 \cdot 10^{-6}$

7 et 5 arcminutes. On observe que les reconstructions après mise à la même résolution sont extrêmement similaires.

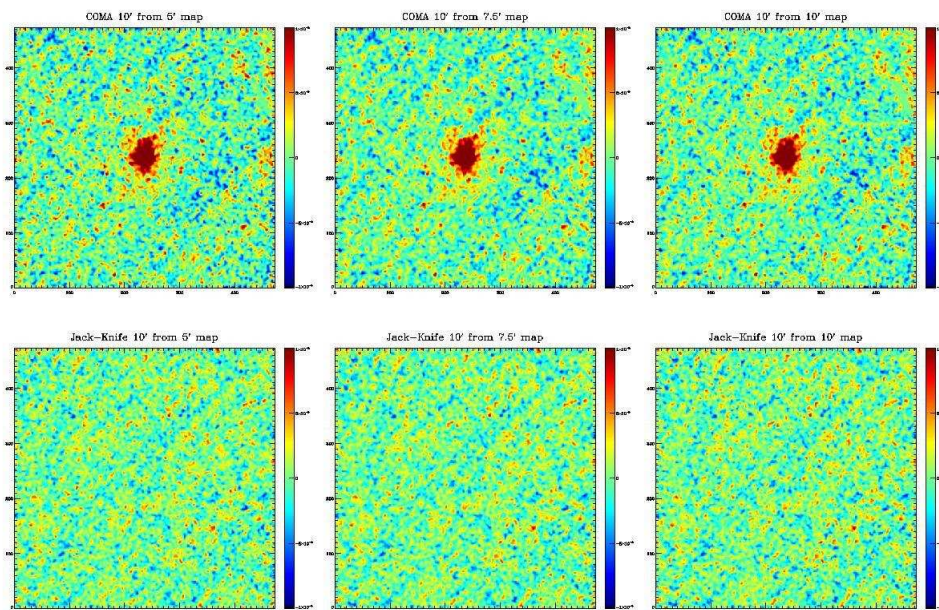


FIGURE 6.12 – Carte de paramètre de Compton  $y$  autour de la position de l'amas de COMA ( $l = 57.34$  deg,  $b = 88.01$  deg) avec un champ de vue de 800 par 800 arcminutes. Ligne du haut : Cartes de paramètres  $y$ , ligne du bas : cartes Jack-Knife donnant une estimation du bruit. De gauche à droite : reconstruction à 5 arcminutes, 7 arcminutes et 10 arcminutes, toutes mises à une résolution commune de 10 arcminutes.

La table 6.2 suivante résume les déviations standards respectives pour ces 3 cas :

- Déviation standard de la carte de paramètre de Compton totale.
- Déviation standard de la carte obtenue en masquant l'amas de COMA (avec un rayon de 120 arcminutes autour du centre de l'amas,  $R_{500} \simeq 40'$ ).
- Déviation standard de la carte Jack-Knife.

Nous observons, de la même manière que pour les spectres de puissance des cartes Jack-Knife sur toute la sphère, que le bruit de la carte à 7 arcminutes est plus faible que celui de la carte calculée à 5 arcminutes après avoir été dégradée à la même résolution. Il en va de même pour la carte du signal. Après avoir masqué l'amas de COMA nous observons également que la carte à 5 arcminutes présente le niveau de bruit le plus élevé des trois cartes (ce qui n'est pas le cas pour les cartes Jack-Knife). Ceci est probablement dû à une contamination par des émissions d'avant-plan. En effet, à haute résolution, la sensibilité aux imperfections des lobes instrumentaux augmente. Cela conduit à ce que les cartes utilisées ne possèdent pas tout à fait la même fonction de transfert vis à vis du signal astrophysique présent sur le ciel. Ceci conduit à l'apparition de biais dans les cartes après tentative de séparation de composantes.

En conclusion, nous observons que la carte tSZ produite avec MILCA à 5 arcminutes de résolution

possède d'importants défauts :

-Le niveau de bruit est plus élevé (d'environ 10% par rapport à la carte à 7 arcminutes).

-Les résidus d'avant-plan sont plus importants.

Ainsi, il semble plus pertinent dans le cas de l'effet tSZ d'avoir recours à des cartes à 7 arcminutes de résolution angulaire plutôt qu'à des cartes à 5 arcminutes qui ne feront en définitive que dégrader la qualité du signal.



Quatrième partie

Interprétation de la mesure de l'effet  
tSZ avec PLANCK



# Construction du catalogue ESZ

## Sommaire

<b>7.1</b>	<b>Construction du catalogue</b>	<b>121</b>
7.1.1	Détection des amas de galaxies	121
7.1.2	Processus de validation	122
<b>7.2</b>	<b>Vérification de la qualité du signal tSZ</b>	<b>123</b>
7.2.1	Caractérisation du signal	123
7.2.2	Exemple de candidats au titre d'amas de galaxies	125
7.2.3	Résultats	136
<b>7.3</b>	<b>Propriétés statistiques de l'ESZ</b>	<b>136</b>
7.3.1	Pureté et complétude	136
7.3.2	Distribution en décalage vers le rouge	137
7.3.3	Distribution en masse	138

La mission PLANCK est la première expérience en mesure de produire un catalogue d'amas de galaxies sur la totalité de la sphère céleste. Dans ce chapitre nous présentons les diverses étapes, depuis la détection jusqu'à la validation des différents amas de galaxies du catalogue ESZ (*Early SZ*) [Planck Collaboration *et al.* 2011i]. Nous décrirons tout particulièrement le processus de validation des amas de galaxies via la reconstruction de l'effet tSZ à laquelle nous avons activement participé.

## 7.1 Construction du catalogue

La construction d'un catalogue se décompose en plusieurs étapes essentielles.

### 7.1.1 Détection des amas de galaxies

En vue de construire une liste de candidats au titre d'amas de galaxies, une méthode d'extraction robuste doit être utilisée. De telles méthodes ont été développées dans le cadre de la collaboration PLANCK et ont été éprouvées sur des simulations du ciel micro-onde en utilisant le PLANCK sky-model (PSM) [Delabrouille *et al.* 2012]. Une analyse détaillée de cette comparaison, le *SZ challenge*, peut être trouvée dans Melin *et al.* (in prep).

Ces méthodes peuvent être séparées en deux catégories distinctes : les méthodes directes qui utilisent individuellement chaque carte par fréquence pour extraire les amas de galaxies et les méthodes indirectes utilisant des cartes de paramètres de Comptonisation,  $y$ , obtenues avec des techniques de séparation de composantes. Pour la construction du catalogue d'amas de galaxies de PLANCK, des méthodes directes ont été utilisées. Les méthodes indirectes sont quant à elles utilisées dans le cadre de la validation du catalogue et seront présentées dans la suite de ce chapitre. Dans l'objectif d'optimiser l'extraction des amas de galaxies par rapport au signal contaminant sur le ciel, plusieurs *a priori* ont été utilisés sur le spectre EM et la distribution spatiale du signal tSZ dans le milieu inter-amas (ICM).

Le spectre EM utilisé est celui de l'effet tSZ, qui a été présenté à la section 6.1. Les corrections relativistes ne sont pas prises en compte dans la mesure où, dans une recherche d'amas de galaxies en aveugle, la température des amas n'est pas connue. De plus ces corrections sont négligeables en comparaison du niveau de bruit instrumental présent dans les cartes par fréquence de PLANCK. Pour construire un filtrage optimal des données, on suppose que le profil de pression (voir chapitre 8) des amas de galaxies est un profil de pression Universel déterminé par [Arnaud *et al.* 2010].

Trois différentes méthodes directes ont été utilisées pour détecter les amas de galaxies dans les données de PLANCK. Ceci a fourni une comparaison croisée des méthodes de détection, permettant d'exclure une partie des fausses détections. Les méthodes utilisées dans le cadre de la construction du catalogue ESZ sont MMF3 (multi match filter 3) [Melin *et al.* 2006], MMF1 (autre implémentation de MMF3) et PWS (Powel Snakes) [Carvalho *et al.* 2009].

### 7.1.2 Processus de validation

Afin d'assurer un haut degré de qualité au niveau des amas détectés, plusieurs tests de validation ont été mis en place. Un résumé schématique de ce processus peut être trouvé à la figure 7.1. Ce processus se décompose en quatre étapes principales :

- (1) construction et validation en interne,
- (2) validation externe,
- (3) consolidation,
- (4) requêtes dans les bases de données astrophysiques.

Dans la suite je décrirai certains des axes de validation auxquels j'ai participé.

#### Artefact présent dans les données

Les premières versions des données PLANCK, sur lesquelles ont été construites les premières versions des catalogues de candidats présentaient des défauts dus à des systématiques maintenant bien connues pouvant produire de fausses détections. Parmi les effets les plus susceptibles de produire de fausses détections on compte tout particulièrement les imprécisions d'étalonnage de certains RING créant de grandes stries sur le ciel. Les défauts de filtrage des raies 4K (voir chapitre 3) produisent également au voisinage de sources fortes des rebonds pouvant être interprétés comme des sources par des algorithmes de détection.

#### Contamination par d'autres objets astrophysiques

Certaines détections peuvent être produites par d'autres objets astrophysiques qui viennent contaminer les méthodes de détection. Parmi les contaminants majeurs, on compte principalement la poussière galactique, les sources infrarouges, ainsi que les nuages de poussière froide (*cold cores*). De même, les objets présents dans le système solaire pourraient produire de fausses détections. Ceci implique l'étiquetage des candidats pour exclure ceux qui sont susceptibles d'occasionner de fausses détections produites par d'autres émissions astrophysiques.

#### Comparaison avec des catalogues externes

La plupart des amas détectés avec le satellite PLANCK sont attendus à bas redshift ( $z < 1$ ), du fait de la résolution angulaire limitante de l'expérience PLANCK. Ainsi un grand nombre des amas de galaxies observés sont ceux ayant pu être observés via d'autres expériences. Chaque détection de PLANCK est ainsi comparée avec les catalogues d'amas existants dans les domaines optique et X.

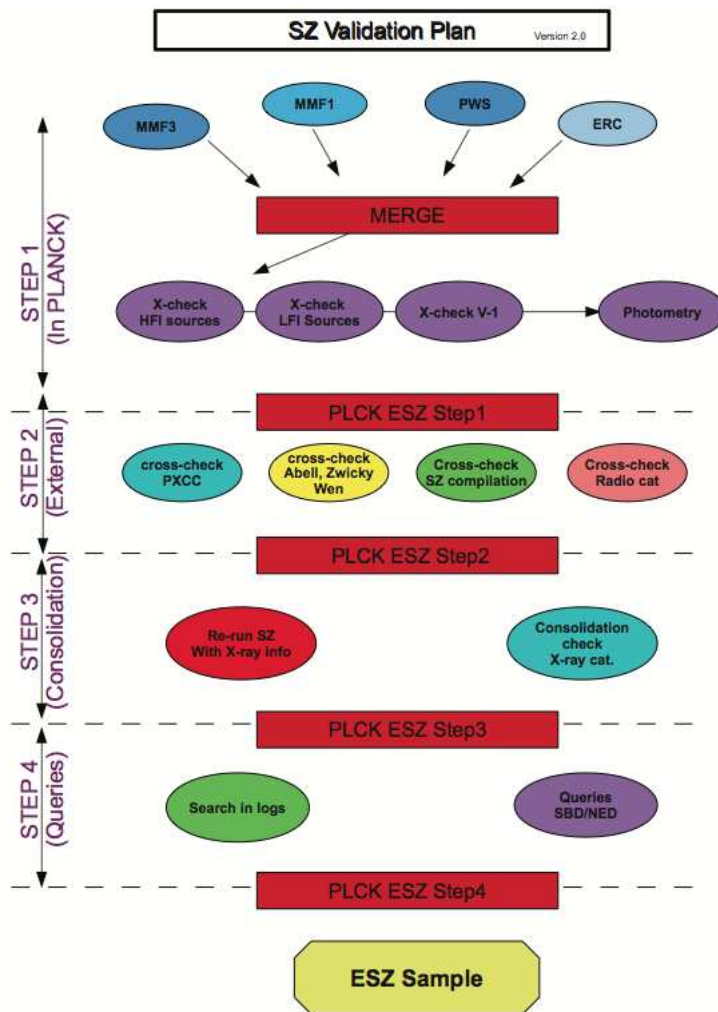


FIGURE 7.1 – Schéma du processus de validation appliqué au sein de la collaboration PLANCK en vue de construire et d’assurer la robustesse du catalogue ESZ.

## 7.2 Vérification de la qualité du signal tSZ

Au cours de cette thèse nous nous sommes tout particulièrement focalisés sur la caractérisation du signal tSZ dans les cartes PLANCK. Pour ce faire, nous avons tout d’abord effectué une estimation précise du niveau de signal sur bruit de détection dans les cartes et du niveau de contamination par des effets systématiques.

### 7.2.1 Caractérisation du signal

Pour construire des cartes de l’effet tSZ utilisables dans le processus de validation, nous avons construit des cartes de l’effet tSZ avec la méthode MILCA. Pour ce faire nous avons utilisé les six fréquences de l’instrument HFI allant de 100 à 857 GHz. Les cartes ont été construites à une résolution de 10 arcminutes. Nous avons utilisé deux contraintes, l’une visant à soustraire le CMB et l’une pour conserver l’effet tSZ. Nous avons ensuite utilisé six degrés de liberté pour minimiser les résidus imputables aux composantes autres que le CMB et le tSZ, la composante dominante à soustraire étant l’émission diffuse de poussière galactique. De plus l’extraction est faite localement, deux contraintes sont donc suffisantes pour faire face à la plupart des situations usuelles. Les deux derniers degrés de liberté ont été utilisés pour minimiser la variance du bruit instrumental.



Il est important de noter que pour cette validation nous avons aussi utilisé l'approche TILT (voir section 5.3.2) pour soustraire les sources ponctuelles connues. Nous avons ainsi accès à des cartes de l'effet tSZ au voisinage de chaque candidat du catalogue issu de la détection de sources en aveugle. Une inspection visuelle préliminaire de ces candidats a également été réalisée. Nous avons aussi mis en place des procédures de vérification dans les cartes (mesures du flux, corrélations avec les avant-plans) de façon à éviter toute confusion sur la nature du signal observé.

### Estimation du paramètre de Compton intégré, $Y$

Le paramètre de Compton intégré,  $Y$ , est reconstruit par photométrie d'ouverture. Cette approche, entièrement linéaire par rapport aux cartes de paramètre de Compton permet une propagation simple des incertitudes (voir chapitre 5.6). Nous calculons le profil radial centré sur l'amas de galaxies du paramètre de Compton,  $y$ , sur une série d'anneaux concentriques, avec un pas de 2 arcminutes, pour des ouvertures angulaires allant de 2 arcminutes à 150 arcminutes.  $Y$  est alors estimé en effectuant le total cumulatif du produit entre le profil tSZ observé et le nombre de pixels se trouvant dans chaque anneau où est calculé le profil. Cette transformation est également appliquée à la matrice de covariance du profil pour obtenir la matrice de covariance de  $Y$  en fonction de l'ouverture utilisée. On sélectionne ensuite tous les échantillons du profil de  $Y$  au-delà du rayon pour lequel la première valeur du profil radial de  $y$  a une significativité inférieure à  $3\sigma$ . La valeur du profil de  $Y$  au-delà de ce rayon peut être vue comme la somme entre le  $Y$  de l'amas de galaxies et la contribution du niveau zéro de la carte, celle-ci étant fonction du carré du rayon. Le  $Y$  de chaque amas de galaxies est alors calculé en ajustant un modèle de la forme  $Y = F + A.r^2$ , où  $F$  est le flux effectif de l'amas et  $A$  le niveau 0 de la carte de paramètre de Compton. L'ajustement est obtenu en utilisant une méthode basée sur la maximisation de la vraisemblance qui prend en compte la matrice de covariance associée au profil de  $Y$  (dont les points sont extrêmement corrélés de proche en proche par construction). Nous reconstruisons ainsi le  $Y$  de chacun des candidats du catalogue d'amas de galaxies et estimons les erreurs associées grâce à des simulations *Monte-Carlo*.

### Contamination par des avant-plans

Afin d'avoir une estimation de la contamination par des émissions d'avant-plans il convient de corrélérer les cartes de paramètre de Compton reconstruites avec les traceurs des principaux contaminants, dans notre cas l'émission de poussière diffuse galactique. Afin d'avoir une estimation de la contribution de l'émission de poussière nous utilisons la carte à 857 GHz provenant de l'instrument HFI. Les cartes de l'effet tSZ présentant un haut niveau de corrélation avec celle de nuages de poussière sont donc considérées comme hautement suspectes. Elles peuvent en effet abriter des nuages de poussière froide mimant un signal de type tSZ. Dans ce but nous avons eu recours à la mesure du coefficient de corrélation entre nos cartes de l'effet tSZ et la carte à 857 GHz. Nous calculons ce coefficient dans deux régions. Sur l'ensemble du champ de vue que nous avons choisi (250 x 250 arcminutes) et dans un cercle d'un rayon de 30 arcminutes autour de la position de chaque candidat. Une valeur significativement plus forte du coefficient de corrélation dans la seconde région indique un fort risque de contamination par la poussière. Les erreurs sont estimées de façon analytique en fonction du nombre de points utilisés pour le calcul du coefficient de corrélation.

### Procédure de validation à partir des cartes de paramètre de Compton

Nous pouvons résumer la procédure de validation comme suit :

- (1) Construction de cartes de l'effet tSZ avec MILCA.

- (2) Calcul de la distribution des pixels de la carte MILCA.
- (3) Mesure de  $Y$ , et du niveau de détection par photométrie d'ouverture.
- (4) Mesure de la corrélation avec l'émission de poussière diffuse.
- (5) Corrélation avec les objets du système solaire (SSO).
- (6) Étiquetage automatique des candidats à partir des critères précédents.
- (7) Contrôle visuel de chaque amas pour garantir la robustesse de l'étiquetage.

### 7.2.2 Exemple de candidats au titre d'amas de galaxies

Dans cette partie, nous allons présenter quelques exemples de candidats observés au cours de notre processus de validation. Toutes les figures présentées dans cette section suivront la même structure : (1) La figure de gauche représente la carte de paramètre de Compton obtenue avec MILCA dans le voisinage du candidat concerné (250 x 250 arcminutes), les axes sont exprimés en arcminutes. Les carrés noirs indiquent la position des amas de galaxies du catalogue MCXC [Piffaretti *et al.* 2011], les triangles noirs indiquent la position des candidats amas de galaxies détectés par les algorithmes de détection en aveugle. Les étoiles noires indiquent les amas du catalogue ESZ et le cercle noir indique la position du candidat sur lequel est centrée la carte du paramètre de Compton. (2) La figure de droite représente de gauche à droite et de haut en bas : (a) la carte du CMB obtenue avec MILCA à la position du candidat, (b) la distribution des pixels de la carte du paramètre de Compton (en bleu) qui présente une dispersion typique d'environ  $2.10^{-6}$  (niveau de bruit des cartes MILCA), le trait vertical rouge indique la valeur du paramètre de Compton à la position du candidat, (c) la significativité du  $Y$  mesuré dans des ouvertures allant de 2 arcminutes à 150 arcminutes et (d) les cartes par fréquence de l'instrument HFI du satellite PLANCK à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz.

#### Exemples d'artefact

Dans certains cas les algorithmes de détection sélectionnent des objets qui ne sont en fait que des artefacts issus du traitement appliqué aux données. Le contrôle visuel des candidats permet une identification rapide de telles situations. Les figures 7.2 et 7.3 présentent de tels artefacts. On observe clairement sur ces figures des traînées positive/négative dans la carte du paramètre de Compton. On peut noter par ailleurs l'agencement d'une suite de fausses détections (triangle noir) le long de ces traînées. De tels candidats sont alors exclus.

#### Exemples d'*astrofacts*

Les fausses détections produites par contamination due à la présence d'autres sources astrophysiques, tels que des nuages de poussière où des sources ponctuelles, forment ce que nous appelons des *astrofacts*. La figure 7.4 présente le cas d'une fausse détection due à un nuage de poussière, on observe effectivement un excès significatif ( $11 \sigma$ ) dans la carte MILCA du paramètre de Compton. Cependant ce signal est fortement corrélé avec les cartes à haute fréquence 545 et 857 GHz. De plus, l'allure globale du signal est similaire à celle de l'émission de poussière à hautes fréquences. Ainsi cet objet mime le comportement d'un spectre EM dû à l'effet tSZ, mais est produit, plus probablement, par un nuage de poussière froide. Ce candidat a donc été exclu.

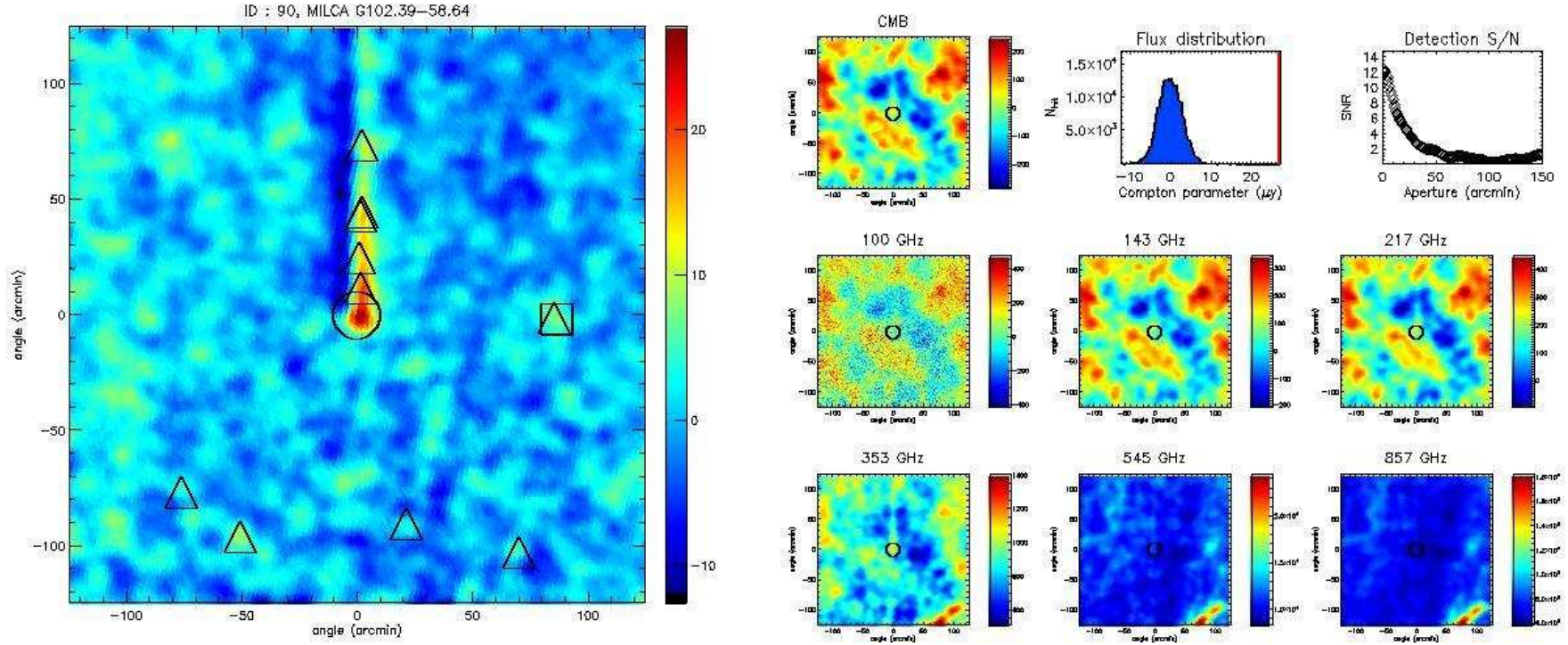


FIGURE 7.2 – Exemple d’artefact parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.

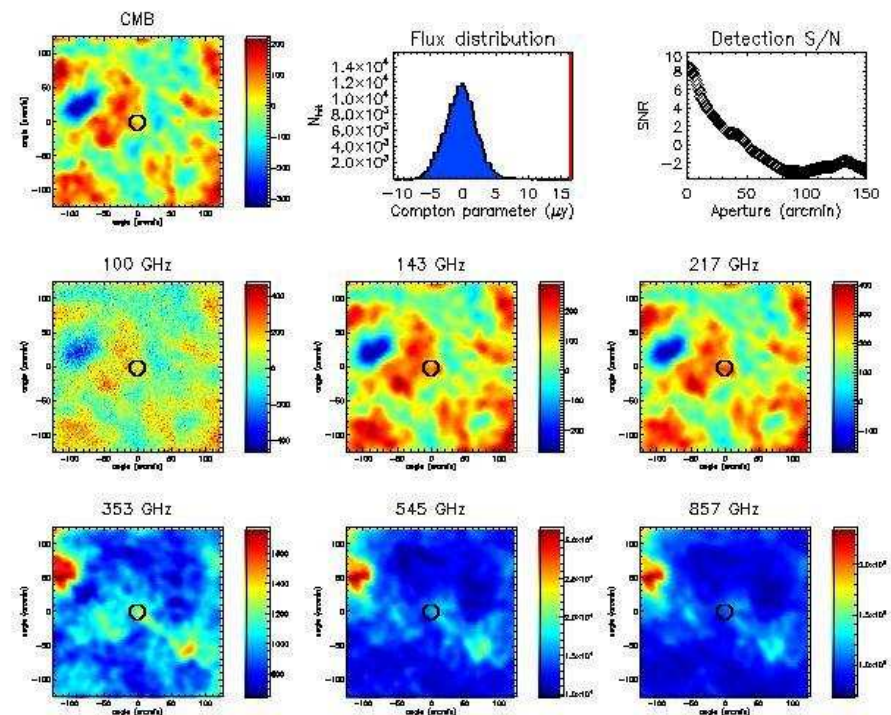
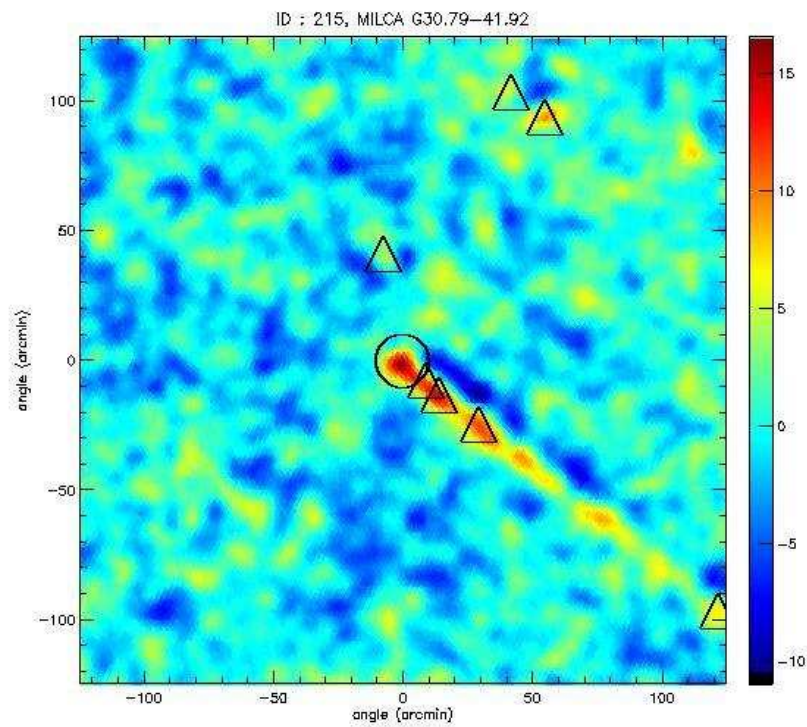


FIGURE 7.3 – Exemple d’artefact parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.



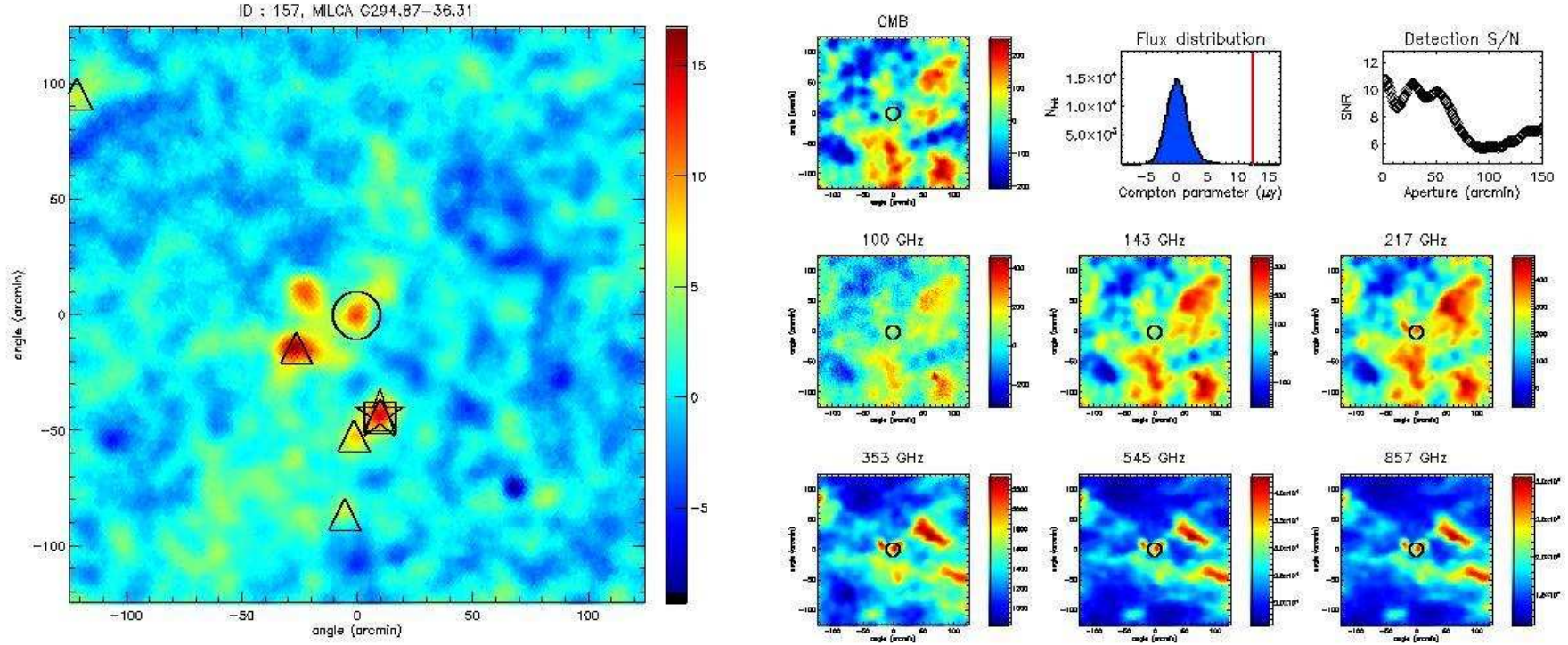


FIGURE 7.4 – Exemple d’astrophact parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.

La figure 7.5 présente un candidat pour lequel nous n’observons pas de contrepartie (en dessous de  $2\sigma$ ) dans la carte MILCA du paramètre de Compton. Cependant on observe que la position du candidat coïncide avec la position d’une source infrarouge visible dans les cartes à haute fréquence 545 et 857 GHz. Ainsi il s’agit probablement d’une fausse détection portée par une source infrarouge qui a passé les critères de sélection des algorithmes de détection. Ce candidat a donc été exclu.

La figure 7.6 présente un candidat dont la position correspond avec une source radio. Cette source radio apparaît en négatif dans la carte du paramètre de Compton. Les radiosources extragalactiques étant issues de galaxies, il est possible que ce résidu corresponde à la position d’un AGN, de nombreux amas de galaxies abritant des AGNs en leur centre, par exemple les amas de Persée et de Virgo. Ainsi il n’est pas exclu que ce candidat soit un amas de galaxies, mais notre méthode ne permet pas de le certifier. La contamination par une source ponctuelle radio (visible dans les cartes basses fréquences à 100 et 143 GHz) intense (vu à  $8\sigma$  en négatif dans la carte MILCA) est trop importante pour extraire un éventuel signal produit via l’effet tSZ. Des expériences à plus haute résolution permettraient de discriminer entre l’émission radio d’un AGN de l’émission tSZ d’un éventuel amas de galaxies, comme PLANCK peut le faire pour les amas étendus que sont les amas de Persée et de Virgo. Ce candidat a donc été exclu.

### Exemple d’amas de galaxies valides

Heureusement, outre ces fausses détections, les cartes issues du satellite PLANCK fourmillent de magnifiques détections d’amas de galaxies à haut signal sur bruit. Nous en présenterons ici quelques-unes, à titre d’exemple. La figure 7.7 présente les résultats que nous avons obtenus pour l’amas de galaxies de Coma, détecté avec un signal sur bruit supérieur à 40. Cet amas de galaxies est le parfait exemple d’un amas résolu par PLANCK, où le maximum de signal sur bruit est obtenu pour une ouverture d’environ 20 arcminutes.

La figure 7.8 présente un amas détecté avec un signal sur bruit d’environ 20, possédant une faible extension sur le ciel. La détection est optimum pour de très petites ouvertures, signe que l’amas présente une très faible extension angulaire sur le ciel, et que la quasi-totalité du flux est contenue dans le lobe instrumental de 10 arcminutes utilisé pour la construction de cette carte.

La figure 7.9 présente l’amas du Shapley, pour lequel nous pouvons observer une large émission diffuse s’étendant sur environ 100 arcminutes vers la gauche de la carte du paramètre de Compton, où se trouve le second amas principal de ce système lui aussi faisant parti du catalogue de candidats (triangle noir). En revanche, les deux groupes identifiés en X et situés entre ces deux amas de galaxies (carré noir) n’ont pas été détectés. On constate cependant la présence d’un signal tSZ diffus reliant les deux amas. L’étude d’un tel système en X est complexe, il requiert l’utilisation de grandes mosaïques impliquant le mélange de plusieurs observations pointées couvrant la totalité de l’amas de galaxies. PLANCK via l’effet tSZ permet une vue unique sur de tels systèmes à grande échelle angulaire (nous nous intéresserons d’ailleurs à quelques uns de ces systèmes dans le chapitre 9).

La figure 7.10 présente un amas détecté avec un signal sur bruit d’environ 6, ceci constitue une détection typique d’un grand nombre d’amas sur l’ensemble du ciel.

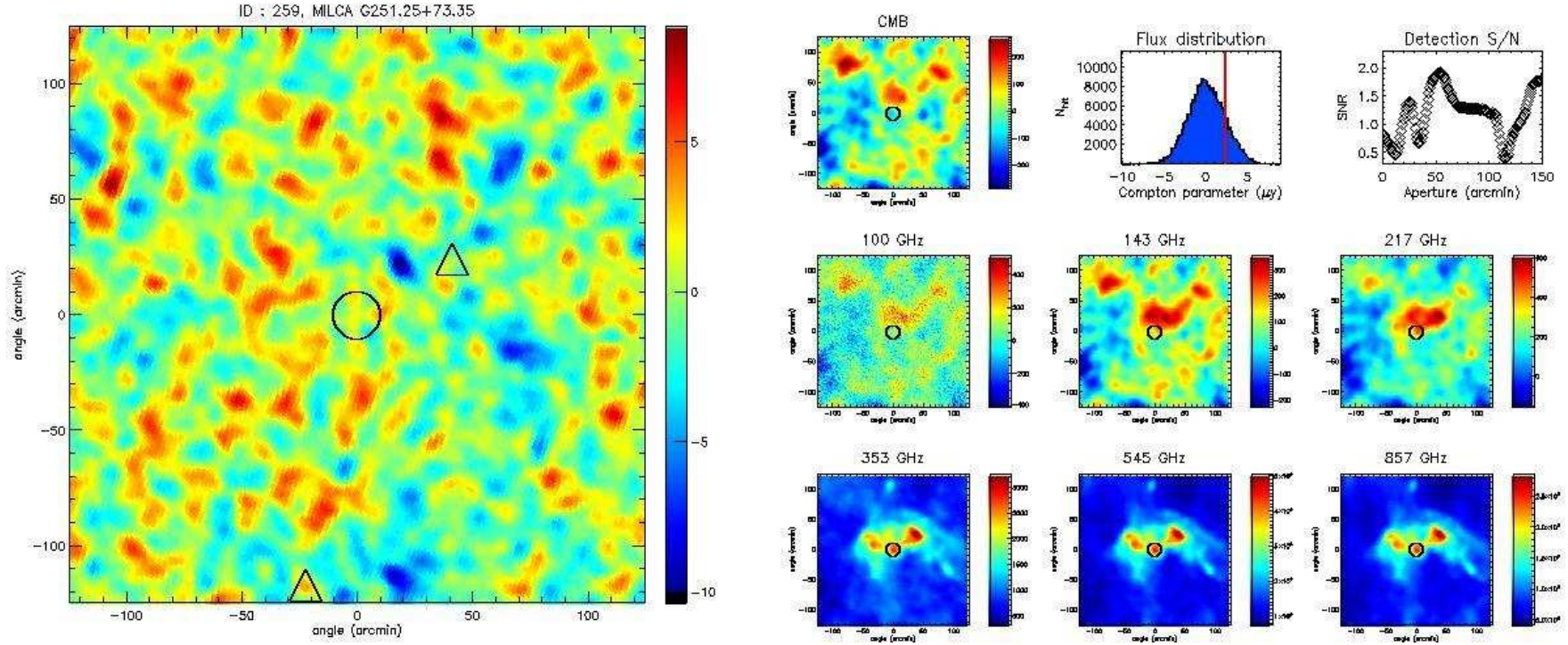


FIGURE 7.5 – Exemple d’astrophact parmi les candidats amas détecté dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.



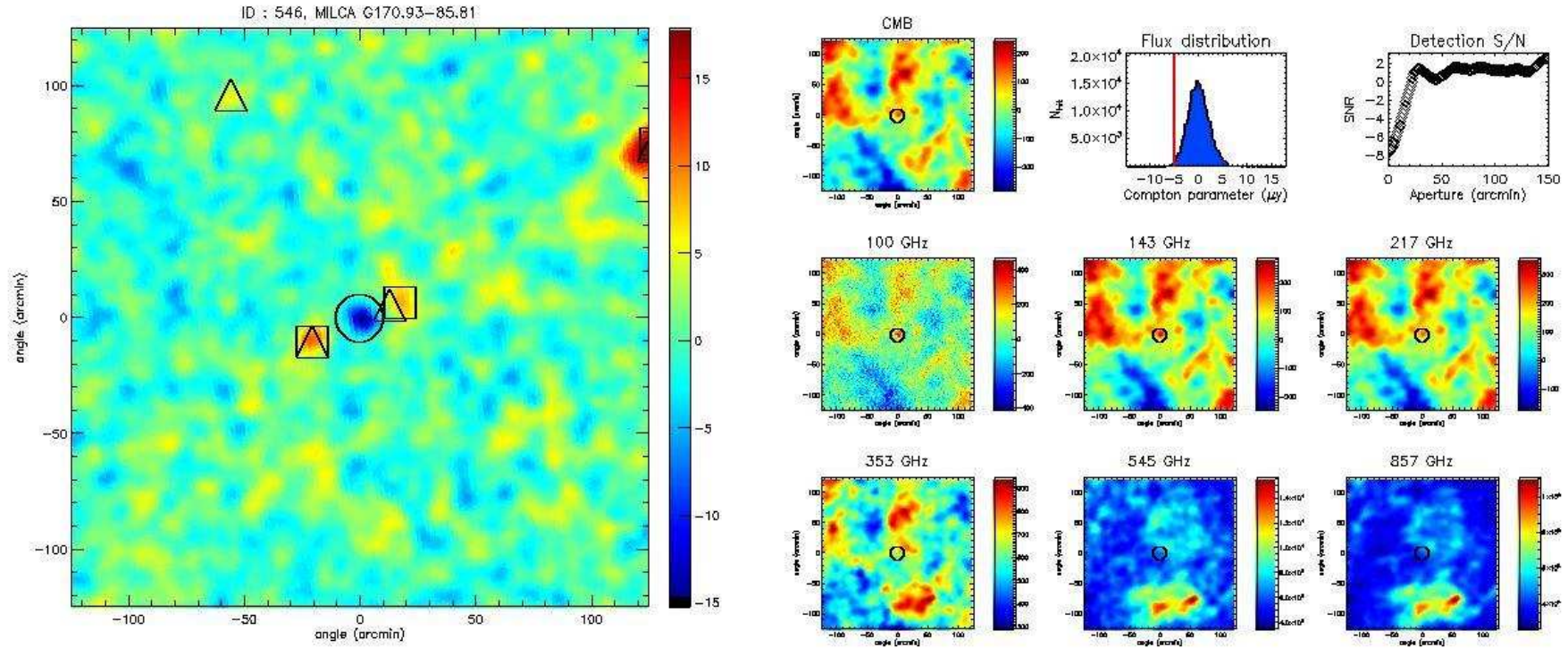


FIGURE 7.6 – Exemple d’astrofact parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.



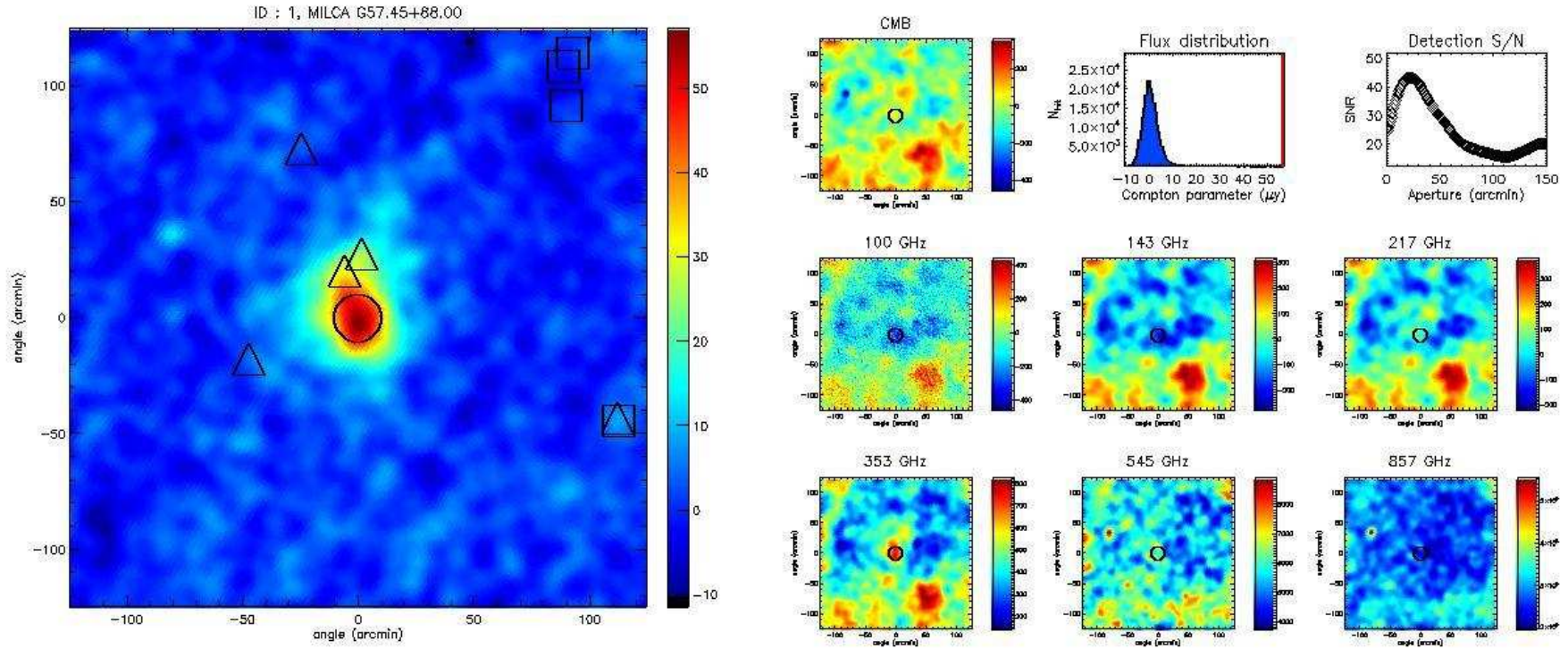


FIGURE 7.7 – Exemple d’amas parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.

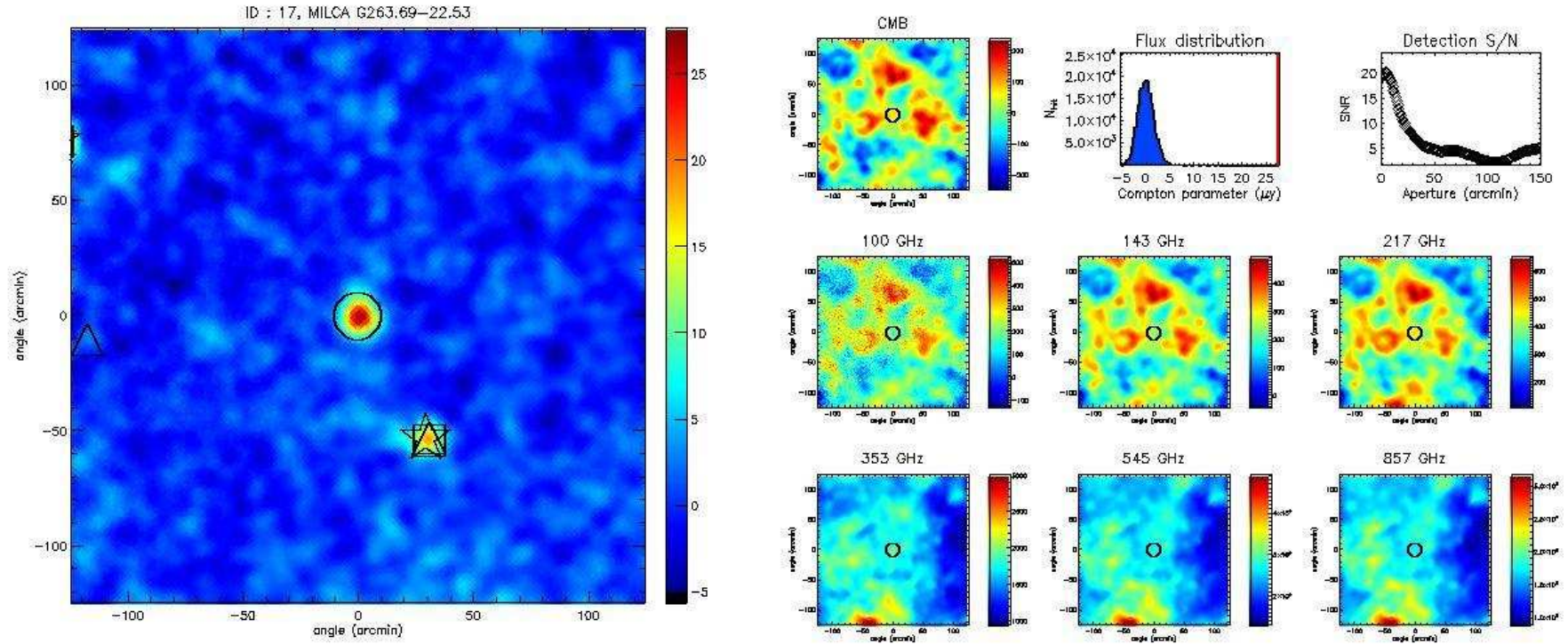


FIGURE 7.8 – Exemple d’amas parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.



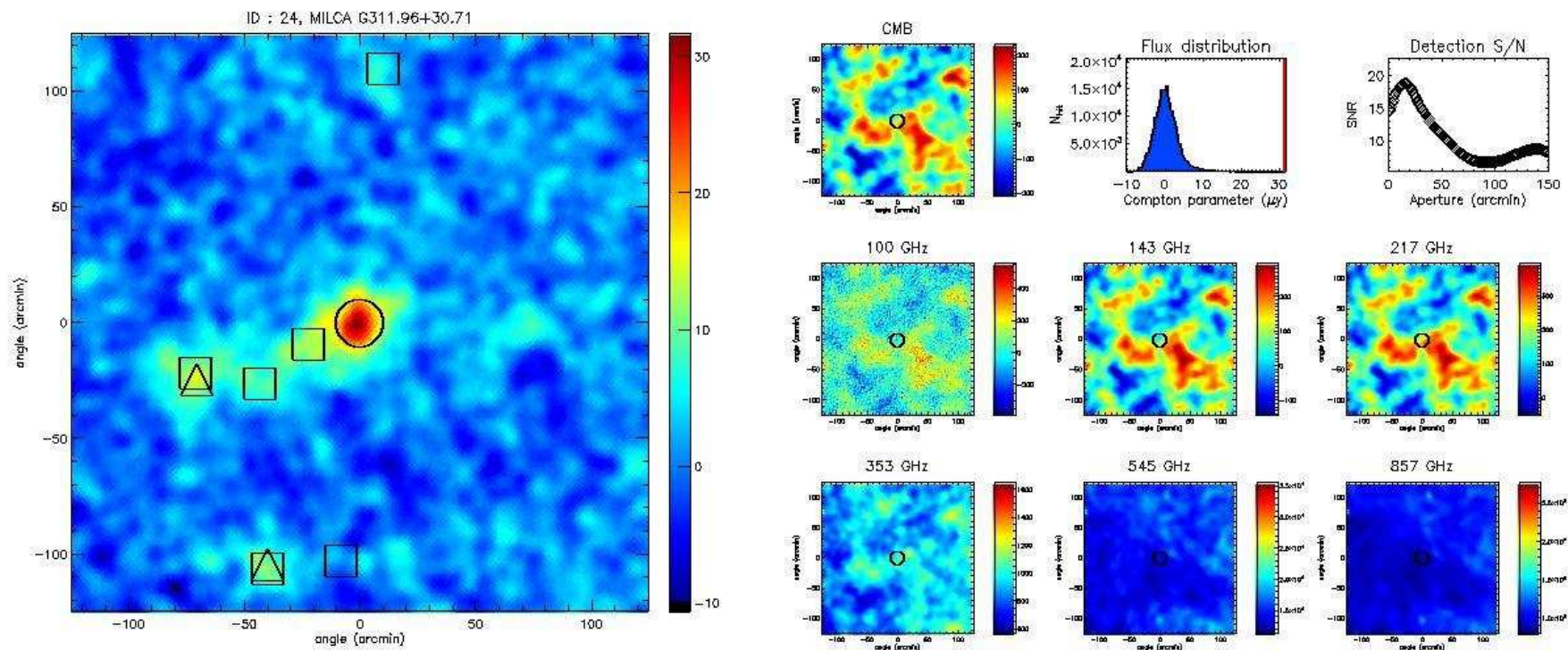


FIGURE 7.9 – Exemple d’amas parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.

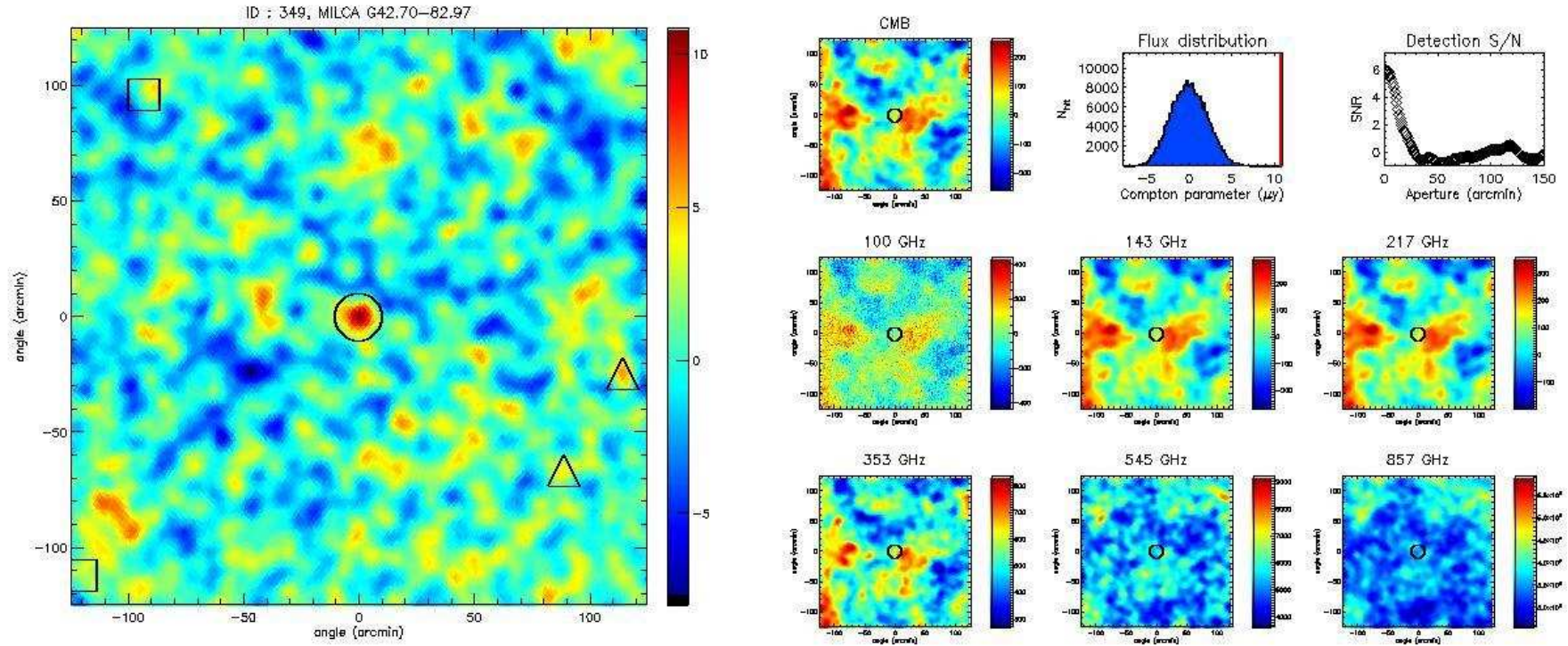


FIGURE 7.10 – Exemple d’amas parmi les candidats amas détectés dans PLANCK. Voir détails de la figure dans le texte.

### 7.2.3 Résultats

Pour ce premier catalogue tSZ livré à la communauté scientifique par la collaboration PLANCK [Planck Collaboration *et al.* 2011i], 189 amas ont été retenus sur l'ensemble du catalogue de candidats qui en possédaient plusieurs milliers. Certains de ces amas de galaxies ont été identifiés à des amas de galaxies connus via d'autres émissions astrophysiques, 169 ont pu ainsi être associés à des amas de galaxies connus soit en X soit en optique. Les données PLANCK fournissent la première mesure de l'effet tSZ pour la plupart d'entre eux, ouvrant un nouveau champ d'investigation pour les propriétés physiques de ces amas.

La plupart de ces amas ont été associés avec des objets connus en X, 162 ont pu être reliés à des amas présents dans le catalogue MCXC [Piffaretti *et al.* 2011], et 158 d'entre eux ont des décalages vers le rouge, luminosité X et taille  $\theta_{500}$  connus. Une grande partie de ces amas de galaxies ont également été identifiés en optique (127 amas), la plupart étant des amas du catalogue Abell. Les sept derniers amas de galaxies identifiés avec des objets connus y ont été associés grâce à des requêtes sur la base de données SIMBAD (un amas RXJ0748.7+5941, sans décalage vers le rouge publié), grâce à des registres d'observatoires (un amas, H1821+643 à  $z=0.299$  [Schneider *et al.* 1992]) et grâce à l'optique uniquement (sans contrepartie X), identifiés à partir des catalogue Abell où Zwicky (5 amas) : ZwCl2120.1+2256, AC114Northern, A3716S, ZwCl1856.8+6616 et ZwCl0934.8+5216. Les deux derniers n'ont pas de valeurs publiées de leur décalage vers le rouge. Pour tous ces amas, les décalages vers le rouge, quand ils sont disponibles, ont été extraits des bases de données SIMBAD<sup>1</sup> et NED<sup>2</sup>.

L'intersection entre les amas connus en tSZ et ceux du catalogue ESZ, montre qu'un amas est commun aux expériences PLANCK, ACT et SPT, cinq autres sont communs entre l'ESZ et ACT et douze sont communs avec SPT [Plagge *et al.* 2010b].

Finalement, en comparant avec la compilation d'amas réalisée en 2011 par [Douspis 2011], 41 amas de l'ESZ ont déjà été observés via l'effet tSZ par de précédentes expériences. PLANCK fourni ainsi une mesure homogène du paramètre de Compton de ces amas. De plus, près de 80% des objets de l'ESZ ont été observés pour la première fois via l'effet tSZ.

La figure 7.11 présente la distribution des amas de galaxies observés en tSZ par les expériences autre que PLANCK, ainsi que les amas du catalogue ESZ sur le ciel.

## 7.3 Propriétés statistiques de l'ESZ

### 7.3.1 Pureté et complétude

Les figures 7.12 présentent à gauche la pureté (qui est l'espérance du rapport entre le nombre de détections qui sont des amas de galaxies et le nombre total de détections) et à droite la complétude (qui est l'espérance du rapport entre le nombre d'amas de galaxies détectés et le nombre total d'amas de galaxies) de l'ESZ en fonction du  $Y$  de l'amas de galaxies considéré. La pureté a été estimée à partir de la détection d'amas de galaxies avec la méthode MMF3 pour des données simulées. On observe qu'au-delà d'un signal sur bruit de 5 la totalité des détections sont effectivement des amas de galaxies. Ce niveau de pureté tombe à 0.6 pour un signal sur bruit de 4 et à environ 0.2 pour un signal sur bruit de 3. L'ESZ est construit avec une valeur minimale en signal sur bruit de 6, assurant ainsi un haut niveau de pureté dans cet échantillon. Il serait tentant d'exprimer la complétude en fonction du paramètre  $Y$  observé en  $arcmin^2$ , cependant pour un échantillon d'amas on préférera le représenter en fonction du  $Y$  physique en  $Mpc^2$ , qui est directement relié à la masse par une relation d'échelle. On constate sur cette figure

1. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

2. <http://ned.ipac.caltech.edu/>



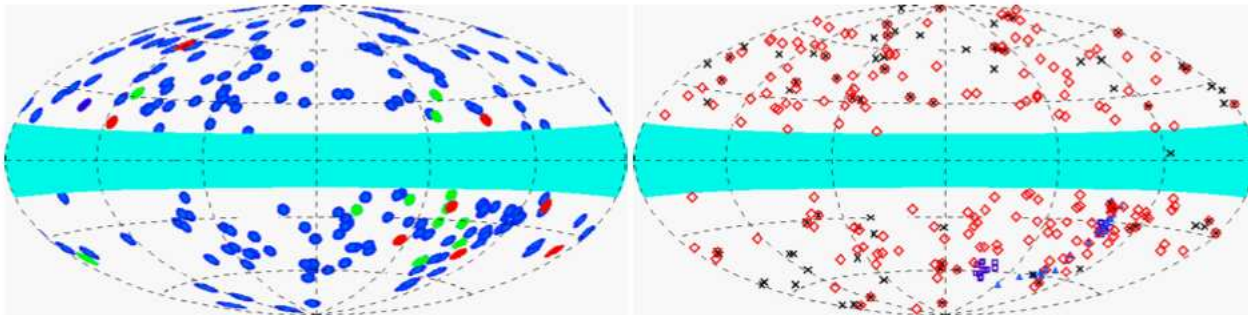


FIGURE 7.11 – Distribution des amas de galaxies de l'ESZ (projection galactique Aitoff). À gauche : En bleu les amas de galaxies de l'ESZ identifiés avec des amas connus, en vert les amas candidats confirmés au moment de la publication du catalogue et en rouge les candidats nouveaux amas de l'ESZ qui furent validés ensuite. À droite : les losanges rouges correspondent aux amas de l'ESZ, les croix noires sont l'ensemble des observations avant 2010, les triangles bleus foncé sont les amas d'ACT [Menanteau *et al.* 2010] et les carrés violets sont les amas de SPT [Vanderlinde *et al.* 2010]. La bande bleue centrée sur le plan galactique montre la zone masquée dans la construction de l'ESZ en dessous de 14 degrés de latitude.

que l'échantillon est complet pour les amas de galaxies ayant un  $Y$  supérieur à  $10^{-3} Mpc^2$ . La complétude tombe à 0.4 pour un  $Y$  de  $10^{-4} Mpc^2$  et tombe à 0 pour un  $Y$  de  $10^{-5} Mpc^2$ .

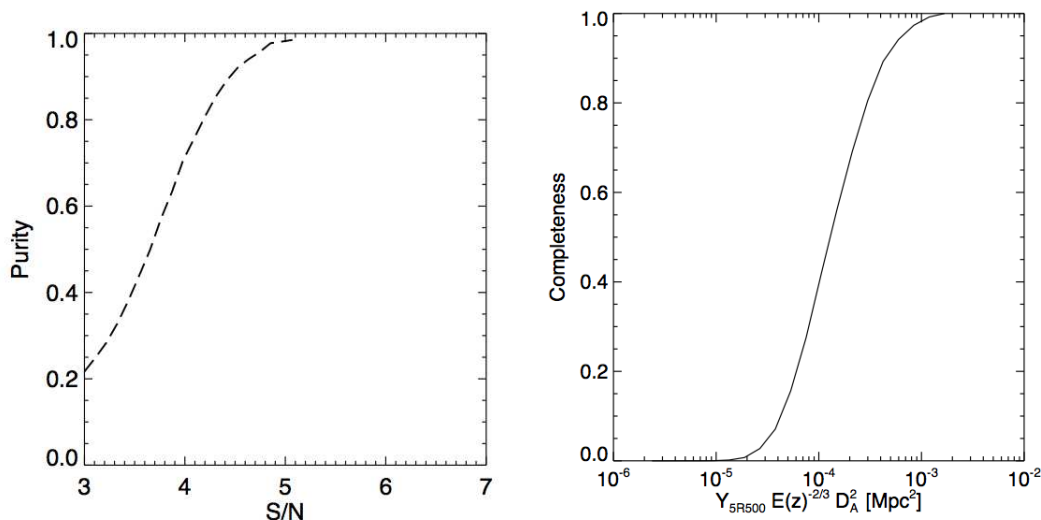


FIGURE 7.12 – À gauche : pureté du catalogue ESZ en fonction du  $Y$  de l'amas de galaxies considéré exprimé en terme de rapport signal sur bruit. À droite : complétude du catalogue ESZ en fonction du  $Y$  de l'amas de galaxies considéré en  $Mpc^2$ .

### 7.3.2 Distribution en décalage vers le rouge

La figure 7.13 (panel de gauche) présente la distribution en redshift de l'ESZ. En bleu est représentée la distribution des *redshifts* pour les amas connus de l'échantillon ESZ, et en rouge pour les amas nouvellement découverts via PLANCK. Le trait noir représente la distribution pour les amas issus du ROSAT All Sky Survey (RASS) (le nombre d'entrées est divisé par 10). On constate comme attendu qu'un échantillon sélectionné via l'effet tSZ favorise des décalages vers le rouge plus hauts qu'un échantillon sélectionné via l'émission X. De même, les amas nouvellement

découverts se trouvent dans la partie à haut *redshift* de la distribution des amas de galaxies de l'ESZ, les catalogues d'amas de galaxies en optique ou en X étant complets à très bas décalage vers le rouge, indiquant l'importance de l'effet tSZ pour aller sonder la distribution de matière à haut  $z$ .

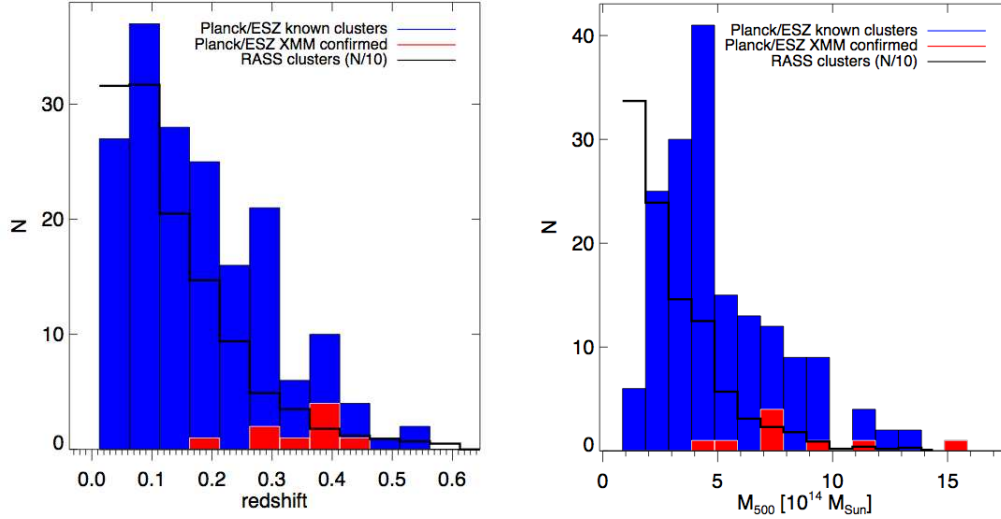


FIGURE 7.13 – À gauche : distribution en redshift de l'ESZ. En bleu est représentée la distribution des décalages vers le rouge pour les amas de galaxies connus de l'échantillon ESZ, et en rouge pour les amas nouvellement découverts via PLANCK. Le trait noir représente la distribution pour les amas de galaxies issus du ROSAT All Sky Survey (RASS). À droite : distribution en masse de l'ESZ. Est représentée en bleu la distribution des amas de galaxies de l'ESZ déjà connue en X, et en rouge les amas de galaxies ayant été découverts par PLANCK. La courbe noire présente la distribution en masse pour les amas du RASS (le nombre d'entrées est divisé par 10).

### 7.3.3 Distribution en masse

La figure 7.13 (panel de droite) présente la distribution en masse de l'ESZ. De nouveau, nous mettons clairement en évidence le fait que l'effet tSZ favorise les amas de galaxies ayant une grande masse, bien plus que l'émission X. La distribution en masse des amas de galaxies de l'ESZ présente un maximum à  $M_{500} = 15.10^{14} M_{\odot}$  et varie de plus d'un ordre de grandeur en masse en allant jusqu'à environ  $10^{14} M_{\odot}$ , couvrant ainsi l'ensemble de la gamme de masse pour un amas de galaxie. Aussi les amas nouvellement découverts via PLANCK et l'effet tSZ se trouvent dans la région la plus haute en masse de la distribution, incluant un amas extrêmement massif à plus de  $15.10^{14} M_{\odot}$ .

# Le profil de pression des amas de galaxies

---

## Sommaire

<b>8.1</b>	<b>Échantillon d'amas utilisé</b>	<b>139</b>
<b>8.2</b>	<b>Le signal tSZ attendu</b>	<b>140</b>
<b>8.3</b>	<b>Reconstruction du profil tSZ</b>	<b>140</b>
8.3.1	Calcul du profil tSZ	140
8.3.2	Corrélation entre les points du profil	141
8.3.3	Modélisation du profil de l'effet tSZ	141
8.3.4	Empilement des profils	142
<b>8.4</b>	<b>Validation de la méthode sur des simulations</b>	<b>143</b>
8.4.1	Simulation du ciel tSZ	143
8.4.2	Profils reconstruits sur les simulations	144
<b>8.5</b>	<b>Le profil tSZ vu par PLANCK</b>	<b>145</b>
8.5.1	Détection par fréquence d'observation	145
8.5.2	Le profil tSZ observé	149
8.5.3	Comparaison avec le profil universel	149
<b>8.6</b>	<b>Le profil de pression vu par PLANCK</b>	<b>150</b>
8.6.1	Déconvolution et déprojection	150
8.6.2	Le profil de pression empilé	151
8.6.3	Ajustement du profil GFW	152
<b>8.7</b>	<b>Discussion</b>	<b>154</b>
8.7.1	Les différentes régions du profil de pression	154
8.7.2	Comparaison avec les prédictions théoriques	155

---

L'effet tSZ est proportionnel à la pression du gaz d'électrons (produit de la densité électronique par la température). La mesure de cet effet permet ainsi d'avoir une sonde directe de la répartition de la pression du gaz d'électrons au sein d'un amas de galaxies. Sous l'hypothèse que les amas de galaxies peuvent être décrits par un profil de pression universel, nous chercherons dans ce chapitre à contraindre ce profil de pression.

## 8.1 Échantillon d'amas utilisé

Dans cette analyse nous nous focaliserons sur 62 amas de galaxies du catalogue ESZ. Cet échantillon est décrit dans [Planck Collaboration *et al.* 2011j]. Ces 62 amas étaient déjà détectés en X [Piffaretti *et al.* 2011], et ont été observés avec précision par le satellite XMM-Newton, permettant une analyse X de haute qualité. Les masses et les rayons des amas de cet échantillon ont été estimés en utilisant la relation d'échelle  $M_{500} - Y_X$  [Pratt *et al.* 2010].

Le rayon  $R_{500}$  a été calculé de façon itérative [Kravtsov *et al.* 2006]. Bien que cet échantillon ne soit ni complet et ni représentatif de l'ensemble des amas de galaxies, il constitue l'échantillon le



plus vaste de haute qualité en SZ et en X disponible à l'heure actuelle. La plupart de ces objets se trouvent à des redshifts inférieurs à 0.3 (et tous inférieurs à 0.5) et couvrent un ordre de grandeur en masse. En terme de taille angulaire sur le ciel, ces amas s'échelonnent de 3.7 à 22.8 arcminutes avec une valeur médiane de 7.6. Ces amas brillants et étendus sont les cibles privilégiées pour étudier la distribution spatiale du milieu intra-amas via la mesure de l'effet tSZ rendant compte de la pression d'électrons. Cet échantillon sera référé dans la suite sous l'appellation XMM-ESZ

## 8.2 Le signal tSZ attendu

Il est possible de prédire le signal tSZ attendu pour les amas de galaxies du XMM-ESZ à partir des contraintes existantes en X [Piffaretti *et al.* 2011]. Ces observations X permettent d'avoir accès au rayon caractéristique des amas ( $R_{500}$ ) ainsi qu'à la masse estimée à partir de la luminosité en X [Piffaretti *et al.* 2011]. Il est dès lors possible d'avoir une estimation du flux tSZ attendu. Pour cela nous utilisons la grandeur  $Y_{500}$  définie comme suit :

$$Y_{500} = A_{X SZ} \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \frac{1}{\mu_e m_p} Y_{X,500}, \quad (8.1)$$

avec  $\mu_e$  le poids moléculaire moyen des électrons pour une métallicité de  $0.3 Z_\odot$ ,  $A_{X SZ} = 0.924 \pm 0.004$  [Arnaud *et al.* 2010] pour l'échantillon REXCESS et  $A_{X SZ} = 0.95 \pm 0.04$  à partir du meilleur ajustement des données de PLANCK entre  $Y_{500}$  et  $Y_{X,500}$  [Planck Collaboration *et al.* 2011]. C'est cette dernière valeur qui sera utilisée dans la suite. On notera que ces deux valeurs sont en accord dans un intervalle de confiance à  $1 \sigma$ . La grandeur  $Y_{X,500}$  est donnée par la relation suivante

$$Y_{X,500} = M_{gaz,500} T_{X,500} \quad (8.2)$$

Avec  $M_{gaz,500}$  la masse de gaz contenu dans un rayon  $R_{500}$  et  $T_{X,500}$  la température spectroscopique X estimée dans un rayon  $R_{500}$ . La grandeur  $Y_{X,500}$  est un bon estimateur de la masse totale des amas de galaxies [Kravtsov *et al.* 2006, Nagai *et al.* 2007a, Arnaud *et al.* 2007].

Nous pouvons ainsi déduire le flux  $Y_{500}$  attendu pour les amas de galaxies du XMM-ESZ. En utilisant un profil de pression donné, il devient alors possible de prédire le signal tSZ attendu.

## 8.3 Reconstruction du profil tSZ

Dans un premier temps, il convient d'extraire l'information tSZ des cartes par fréquence des données PLANCK. Pour cette analyse, trois méthodes de séparation de composantes ont été utilisées : MILCA [Hurier *et al.* 2010] (voir chapitre 5), GMCA [Bobin *et al.* 2008] et NILC [Remazeilles *et al.* 2011] afin de s'assurer de la robustesse des résultats. La résolution angulaire des cartes du paramètre de Compton a été fixée à celle du canal de plus basse résolution utilisée. En conséquences, nous nous sommes limités à l'utilisation des canaux de l'instrument HFI, pour lesquels la résolution la plus basse est donnée par le canal à 100 GHz et correspond à 10 arcminutes environ. Des cartes de bruit sont produites pour les cartes de l'effet tSZ, permettant ainsi une propagation des erreurs statistiques robuste via l'utilisation de la méthode décrite à la section 5.6.

### 8.3.1 Calcul du profil tSZ

Chaque profil individuel a été reconstruit pour chaque amas de galaxies à partir des cartes de l'ensemble du ciel pour chacune des trois méthodes que nous avons mentionnées. Pour chaque amas de galaxies, nous avons extrait un *patch* de 20 fois  $\theta_{500}$  dans la carte de l'effet tSZ autour de la position de chaque amas, avec  $\theta_{500} = R_{500}/D_{ang}(z)$  l'extension de l'amas projeté sur le ciel. Ces

*patches* ont été reprojétés à partir de la pixellisation *HEALPIX* vers une projection tangentielle. Pour chaque région du ciel, la taille des pixels utilisés pour la reprojektion a été déterminée en unité de  $\theta_{500}$ . De manière à assurer la conservation du flux de l'amas lors de la reprojektion, nous sur-échantillonons les pixels. Cela conduit à la présence dans la carte reprojétée de plusieurs pixels issus d'un même pixel source dans la carte *HEALPIX*. Nous prenons en compte cette redondance dans l'estimation des incertitudes et cet effet est propagé dans la chaîne de simulation *Monte Carlo* utilisée pour l'estimation des erreurs. Nous avons appliqué la même procédure aux cartes de bruit (*Jack-Knife*) et aux cartes de variance du bruit.

De ces cartes nous calculons le profil radial centré à la position des amas de galaxies. Ces profils sont calculés sur une grille  $R_i$  régulière en unité de  $R_{500}$  ( $\theta_{500}$ ) avec un pas de  $0.25 R_{500}$ . La valeur du profil  $P(r)$  est définie comme la valeur moyenne des pixels tombant dans des anneaux concentriques de la grille en  $R_{500}$ ,

$$P(r) = \sum_{R_i < r < R_{i+1}} T(r)M(r), \quad (8.3)$$

avec  $r$  la distance par rapport au centre de l'amas,  $T(r)$  la carte de l'effet tSZ et  $M(r)$  un masque cachant les régions fortement biaisées par les résidus d'autres composantes astrophysiques. Le niveau zéro des cartes,  $Z$ , est soustrait en estimant sa valeur dans les régions extérieures à l'amas (au delà de  $7 \times R_{500}$ ),

$$Z = \frac{\sum_{r > 7R_{500}} T(r)M(r)}{\sum_{r > 7R_{500}} M(r)}. \quad (8.4)$$

Les incertitudes sur l'estimation de ce niveau zéro sont propagées dans l'estimation des incertitudes totales.

### 8.3.2 Corrélation entre les points du profil

Les profils obtenus présentent, dans certains cas, un degré de corrélation fort entre les échantillons. La source de cette corrélation est multiple. Tout d'abord, le bruit présent dans les cartes du paramètre de Compton  $y$  est lui même corrélé. Il induit donc des corrélations entre échantillons au niveau du profil. De même, la reprojektion de la carte d'effet tSZ sur une pixellisation régulière en  $R_{500}$  induit également l'apparition de corrélations dans le profil.

Nous estimons donc la matrice de covariance de ces profils à partir de la chaîne de simulation *Monte Carlo* présentée au chapitre 5. Afin de prendre en compte toutes les sources de contaminations présentes dans les données, le spectre de puissance du bruit est estimé sur les cartes *Jack-Knife* dans les régions extérieures de l'amas (au delà de  $7 \times R_{500}$ ). Le spectre est corrigé des effets de masque et de pixellisation. Pour chaque région du ciel, nous avons utilisé 500 simulations de bruit gaussien corrélé inhomogène afin d'estimer la matrice de covariance des profils. Le niveau typique de corrélation obtenu entre deux pixels voisins est respectivement de 16%, 21% et 28% pour MILCA, NILC et GMCA.

### 8.3.3 Modélisation du profil de l'effet tSZ

Afin de modéliser le profil de pression des amas de galaxies, nous utilisons ici un profil de type GNFV avec les paramètres déterminés par [Arnaud *et al.* 2010] à partir de l'échantillon REXCESS [Böhringer *et al.* 2007] et de simulations numériques. Nous rappelons la forme générale du profil :

$$P = \frac{P_0 P_{500}}{(c_{500} x)^\gamma [1 + (c_{500} x)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (8.5)$$

avec  $x = r/R_{500}$  et les paramètres  $[c_{500}, \alpha, \beta, \gamma]$  valant respectivement [1.18, 1.05, 5.49, 0.31].  $P_0$  est un facteur de normalisation obtenu à partir des valeurs observées pour  $Y_{X,500}$ .  $P_{500}$  est la

pression caractéristique de l'amas de galaxies, laquelle est reliée à la masse par la relation d'échelle suivante :

$$P_{500} = 1.65 \times 10^{-3} h(z)^{8/3} \left[ \frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}} \right]^{2/3} h_{70}^2 \text{ keV.cm}^{-3}, \quad (8.6)$$

avec  $h(z)$  le paramètre de Hubble réduit.

Après projection et convolution de ces profils par la résolution des cartes de tSZ issue des données du satellite PLANCK, il devient possible de comparer directement la prédiction X avec l'observation issue des données PLANCK. Le profil prédit est alors calculé de la même manière que celle utilisée pour les données. Ceci garanti la propagation des effets dus à notre méthode de reconstruction des profils au modèle utilisé.

### 8.3.4 Empilement des profils

Afin d'accroître le rapport signal sur bruit de la mesure du profil tSZ des amas de galaxies, il est possible d'empiler les profils issus de différents amas de galaxies comme suit :

$$\tilde{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{\Phi_i} \quad (8.7)$$

avec  $n$  le nombre d'amas de galaxies considérés,  $y_i$  le profil pour un amas,  $\Phi_i$  un poids utilisé pour l'empilement des amas et  $\tilde{y}$  le profil moyen. On propage alors les erreurs de façon à avoir la matrice de covariance de  $\tilde{y}$  sous l'hypothèse que les différentes régions du ciel où se trouve les amas utilisés ne sont pas corrélées entre elles, ce qui, à part dans le cas d'amas très voisins, est une hypothèse valide. On obtient alors

$$\tilde{C} = \frac{1}{n^2} \sum_i^n \frac{C_i}{\Phi_i^2} \quad (8.8)$$

avec  $C_i$  la matrice de covariance du profil  $y_i$  et  $\tilde{C}$  la matrice de covariance de  $\tilde{y}$ .

Les poids  $\Phi_i$  sont construits de telle sorte que chaque amas contribue de la même manière au profil final  $\tilde{y}$ . On définit ainsi  $\Phi_i = Y_{500}/R_{500}^2$ , avec  $Y_{500}$  le flux tSZ attendu à partir des mesures X.

Il est important de spécifier que ces poids ne sont pas construits de sorte à optimiser le rapport signal sur bruit du profil  $\tilde{y}$ , ils sont conçus de sorte que la contribution de chaque amas soit équivalente et ce, indépendamment du niveau de bruit. Ceci permet de tester l'hypothèse de similarité pour le profil des amas de galaxies, à contrario d'un profil moyen optimisé pour réduire le niveau de bruit qui favoriserait les amas massifs et les amas proches. Pour chaque échantillon du profil qui est dominé par le signal (pour tout  $j$  avec  $y_i^j - \sigma_{y,i}^j > 0$ ), les valeurs des profils sont empilées logarithmiquement. Si ce n'est pas le cas, la moyenne est faite de façon linéaire, les erreurs sont propagées en conséquences.

Parmi les 62 amas de l'échantillon XMM-ESZ, seuls deux sont spatialement proches A3528 et A3532 et sont potentiellement physiquement connectés. Ces deux amas font partie du superamas du Shapley. Chacun de ces amas a été masqué jusqu'à  $3 \times R_{500}$  lors de l'étude de son compagnon. Les profils et matrices de covariance de ces amas sont au demeurant considérés comme indépendants. En définitive la matrice de covariance totale englobe les fluctuations dues au bruit instrumental, les fluctuations dues au signal astrophysique et aux autres effets systématiques.

## 8.4 Validation de la méthode sur des simulations

### 8.4.1 Simulation du ciel tSZ

Afin de valider la méthode de reconstruction des profils, nous avons utilisé des simulations de ciel tSZ à partir d'un profil d'amas connu, et avons vérifié que l'on reconstruisait effectivement le profil placé en entrée. Dans ces simulations, nous avons utilisé un profil de pression universel [Arnaud *et al.* 2010]. Nous avons simulé l'émission tSZ produite par chaque amas du catalogue MCXC [Piffaretti *et al.* 2011]. La prédiction tSZ a été calculée sur la base de la masse de l'amas (estimé à partir de la luminosité X) et de son redshift. Dans un premier temps, nous avons calculé l'émission de l'effet tSZ produite par unité de volume d'un amas de galaxies, en utilisant la relation liant la pression au paramètre de Compton. Nous avons ensuite projeté le signal tSZ le long de la ligne de visée pour obtenir une carte du paramètre de Compton. Les cartes sont construites en utilisant un échantillonnage de 100 points par valeur de  $R_{500}$ . Ces cartes sont ensuite convoluées pour prendre en compte la résolution à laquelle se trouvent les cartes de l'effet tSZ que nous utilisons. La taille du noyau de convolution est alors fonction du *redshift* auquel se trouve l'amas de galaxies (via la distance angulaire). Nous projetons ensuite l'amas sur le ciel en pixellisation *HEALPIX*. Nous procédons de même pour l'ensemble du catalogue MCXC. La carte du paramètre de Compton obtenue est présentée à la figure 8.1

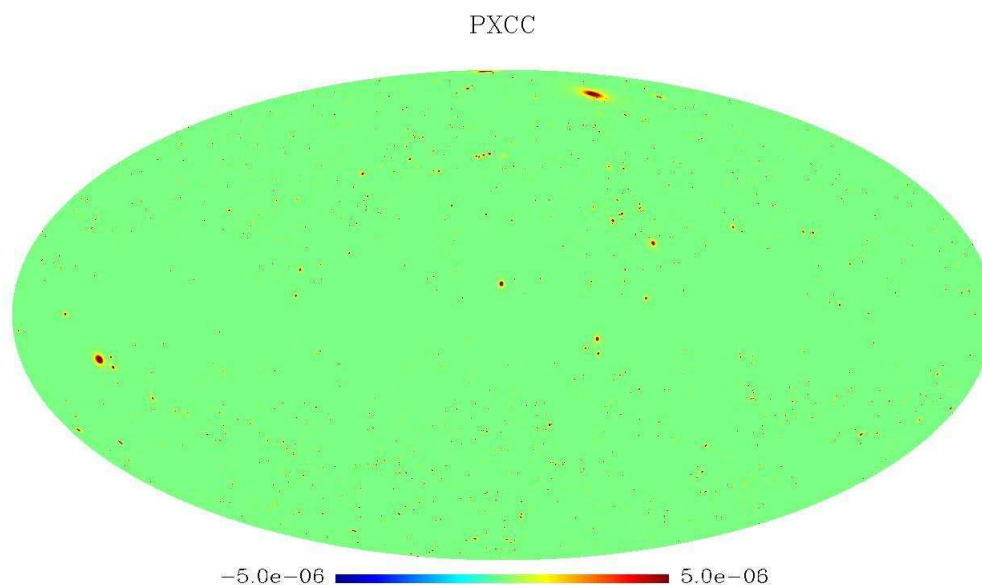


FIGURE 8.1 – Carte du paramètre de Compton,  $y$ , construite à partir des observations X pour tous les amas de galaxies contenus dans le catalogue MCXC [Piffaretti *et al.* 2011], en coordonnées galactiques.

La carte de l'effet tSZ ainsi produite est alors ajoutée à des simulations du ciel aux fréquences d'observations de PLANCK en utilisant le Planck Sky Model (PSM) [Delabrouille *et al.* 2012] sans effet tSZ, en tenant compte de la dépendance en fréquence présentée au chapitre 6, fournissant ainsi un ensemble de données simulées sur lesquelles travailler. Chaque méthode de séparation de composantes a été appliquée sur cet ensemble de données pour produire des cartes de paramètre de Compton. Pour cet exercice, différentes méthodes ont été utilisées : MILCA, NILC et d'autres approches de type ILC qui seront référencées dans la suite comme IRAP et MARIAN. La méthode GMCA n'est pas présentée dans cette comparaison, elle donne cependant des résultats compatibles avec les autres méthodes. Finalement nous avons appliqué notre méthode de

construction des profils afin de tester si l'on reconstruisait bien le signal placé en entrée.

#### 8.4.2 Profils reconstruits sur les simulations

Afin de valider notre méthode, nous comparons les profils reconstruits avec les profils utilisés en entrée.

Les figures 8.2, 8.3 et 8.4 présentent les résultats obtenus pour quelques amas simulés de l'échantillon XMM-ESZ. Ces figures présentent la carte MILCA obtenue, ainsi que la carte de signal d'entrée et le résidu. Elles présentent aussi les profils obtenus pour les quatre méthodes utilisées dans cette comparaison, et finalement l'écart au signal d'entrée en unité de  $\sigma$  des échantillons du profil, notée  $\chi_i = (P_i - M_i)/\sigma_i$ .  $P_i$  est la valeur du profil reconstruit,  $M_i$  est la valeur du profil original et  $\sigma_i$  est la déviation standard du bruit instrumental. Sur chaque figure est également donnée la valeur du  $\chi^2$  entre les profils reconstruits et les profils d'entrées. Les valeurs du  $\chi^2$  sont distribuées autour de 1 pour l'ensemble des 62 amas de l'échantillon XMM-ESZ, indiquant que notre estimation du bruit instrumental est représentative du bruit présent dans les cartes. De plus cela indique que le biais dû à la contamination par d'autres composantes est faible à l'échelle des amas de galaxies. On observe aussi que la valeur du  $\chi$  est distribuée généralement entre -2 et 2.

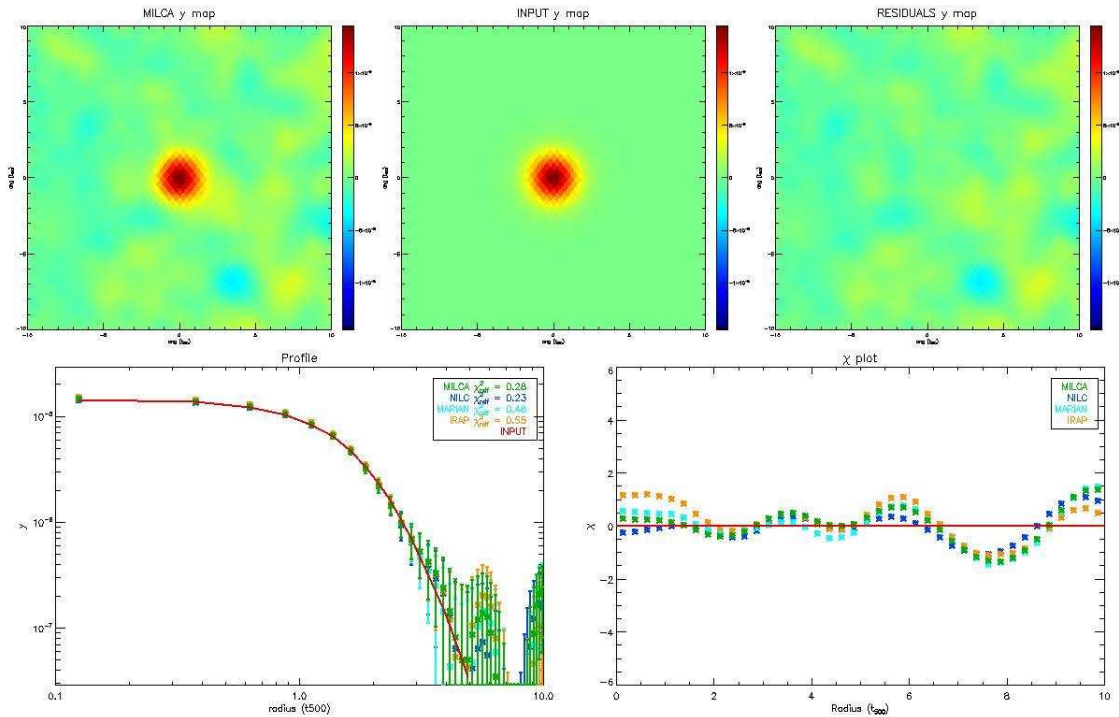


FIGURE 8.2 – Ligne du haut : de gauche à droite, carte de l'effet tSZ reconstruite avec MILCA, carte de l'effet tSZ originale et carte de résidu pour la méthode MILCA. Ligne du bas, de gauche à droite, profil reconstruit pour les méthodes MILCA (en vert), NILC (en bleu foncé), MARIAN (en bleu ciel) et IRAP (en jaune), significativité de l'écart entre le profil original (en rouge) et les profils reconstruits pour ces mêmes méthodes.

La figure 8.5 résume les résultats obtenus pour le profil empilé après normalisation des 62 amas du XMM-ESZ de la simulation pour les quatre méthodes MILCA, NILC, IRAP et MARIAN. Sur les cartes de résidus on n'observe aucune structure faisant état d'un biais. Sur les figures de corrélations entre les cartes d'entrées et de résidus, on observe une corrélation nulle

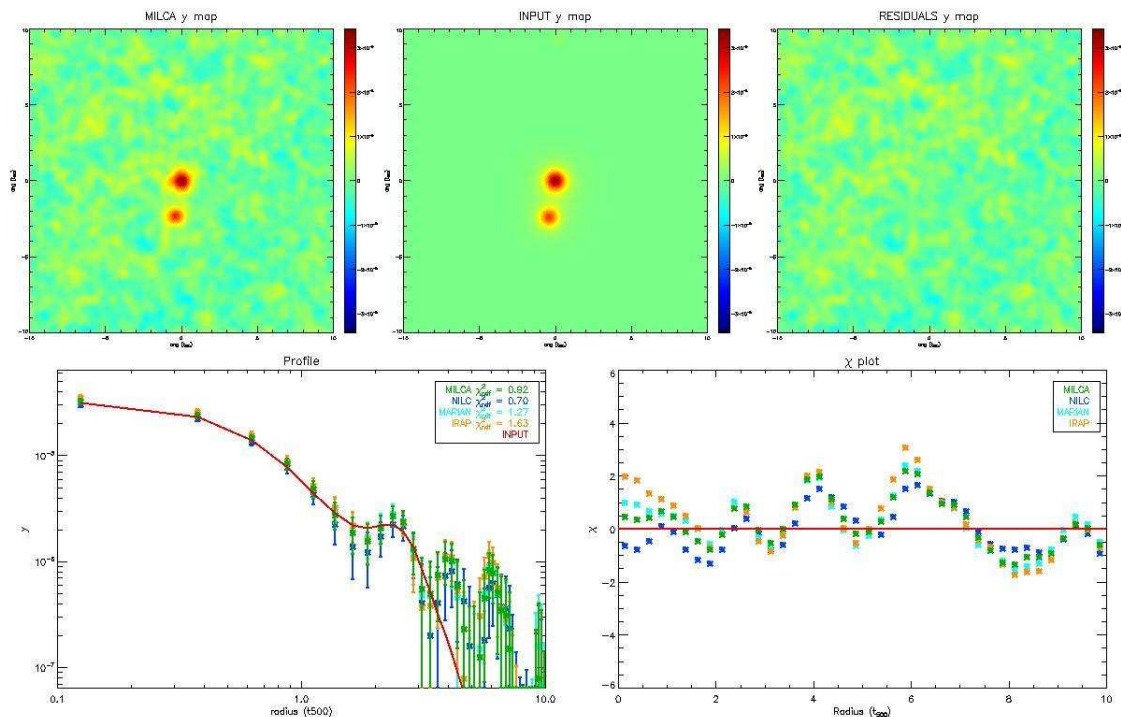


FIGURE 8.3 – Ligne du haut : de gauche à droite, carte de l’effet tSZ reconstruite avec MILCA, carte de l’effet tSZ originale et carte de résidu pour la méthode MILCA. Ligne du bas, de gauche à droite, profil reconstruit pour les méthodes MILCA (en vert), NILC (en bleu foncé), MARIAN (en bleu ciel) et IRAP (en jaune), significativité de l’écart entre le profil original (en rouge) et les profils reconstruits pour ces mêmes méthodes.

pour MILCA, une faible corrélation (à  $2\sigma$ ) pour les méthodes NILC et MARIAN, et une corrélation plus forte à  $4\sigma$  pour le méthode IRAP. Toutes les cartes issues de ces 4 méthodes sont fortement corrélées entre elles. Ainsi sur chaque figure de significativité, les mêmes structures sont observées, typiquement le décrement à  $-2\sigma$  présent à environ  $2 \times R_{500}$ . Sur l’ensemble du profil, la significativité de l’écart au modèle est inférieure à  $2\sigma$  pour MILCA, NILC et MARIAN. En revanche elle atteint  $4\sigma$  au centre du profil pour la méthode IRAP, indiquant un léger biais pour cette dernière méthode.

## 8.5 Le profil tSZ vu par PLANCK

### 8.5.1 Détection par fréquence d’observation

Dans un premier temps, nous avons cherché la signature brute de l’effet tSZ dans chacune des 9 cartes par fréquence des instruments LFI et HFI. Nous avons extrait un profil de brillance à chaque fréquence pour chacun des 62 amas de galaxies de l’échantillon XMM-ESZ. Ces profils ont été normalisés en unité de  $R_{500}$  pour l’abscisse et en unité de  $\Phi_i / \langle \Phi_i \rangle$  pour l’ordonnée, puis empilés.

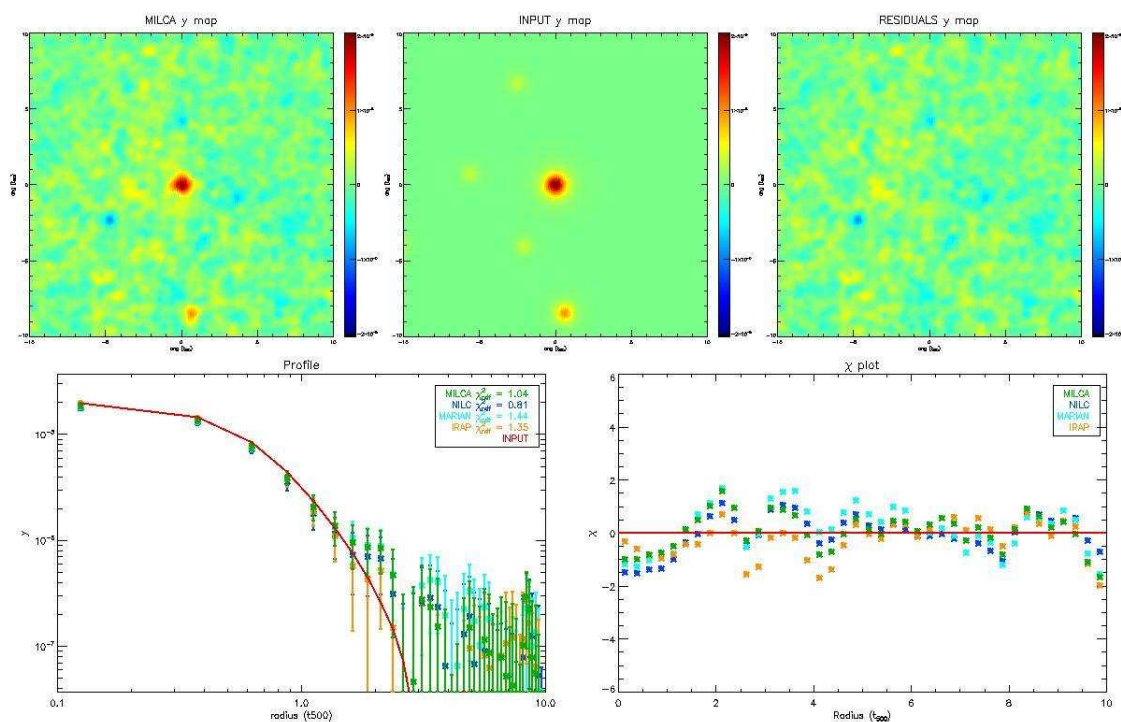


FIGURE 8.4 – Ligne du haut : de gauche à droite, carte de l'effet tSZ reconstruite avec MILCA, carte de l'effet tSZ originale et carte de résidu pour la méthode MILCA. Ligne du bas, de gauche à droite, profil reconstruit pour les méthode MILCA (en vert), NILC (en bleu foncé), MARIAN (en bleu ciel) et IRAP (en jaune), significativité de l'écart entre le profil original (en rouge) et les profils reconstruits pour ces mêmes méthodes.



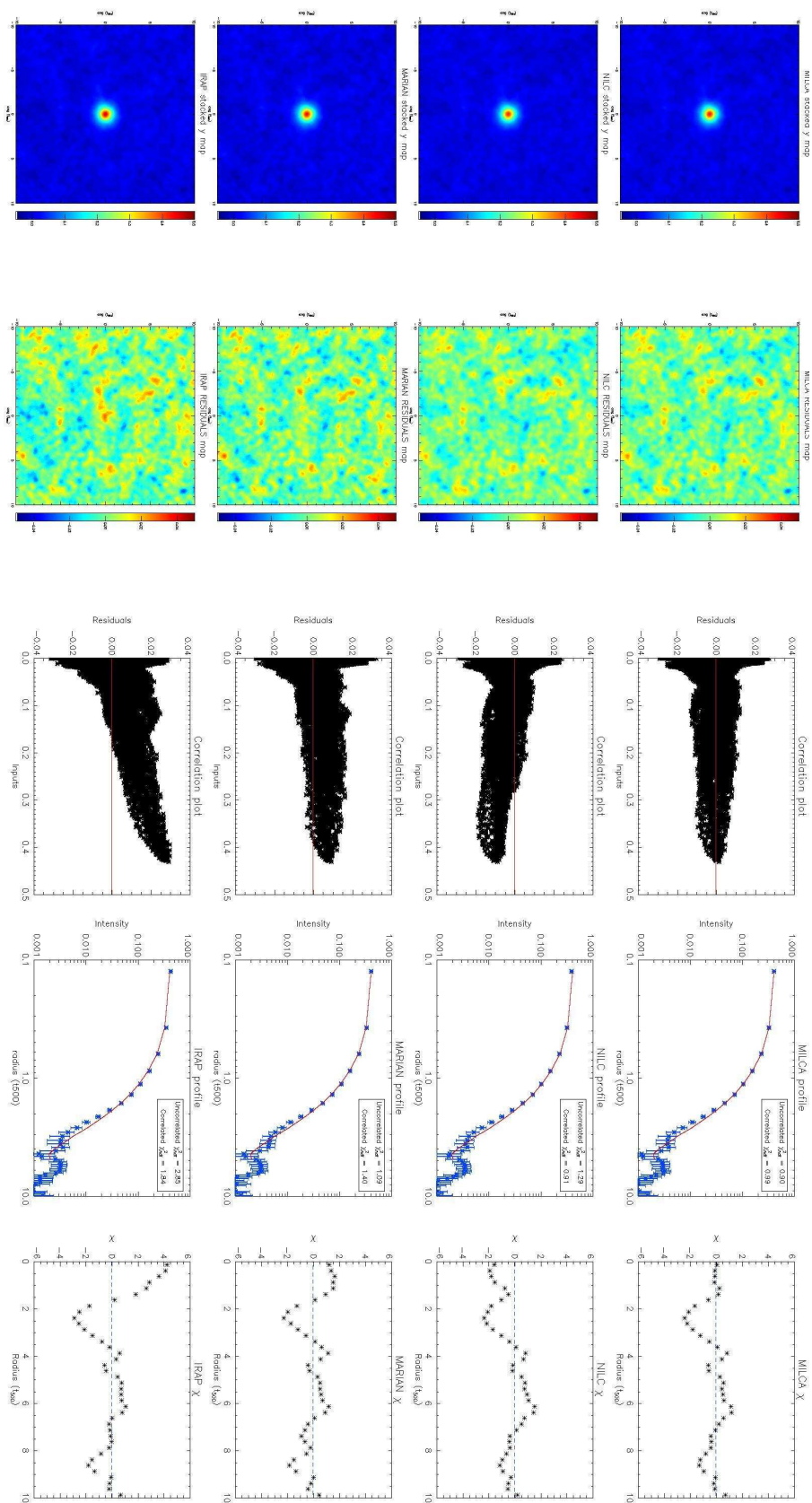


FIGURE 8.5 – De haut en bas : résultats obtenus avec les méthodes MILCA, NILC, MARIAN et IRAP. De gauche à droite : carte reconstruite empilée, carte de résidus, corrélation entre la carte de résidu et la carte initiale, profil reconstruit, significativité de l'écart entre le profil reconstruit et le profil initiale.



Les résultats se trouvent à la figure 8.6, où l'erreur à  $1\sigma$  est représentée par la bande de couleur pâle. Le signal tSZ apparaît clairement dans la plupart des 9 fréquences. Le signal est positif à 545 et 353 GHz, voisin de 0 à 217 GHz et négatif aux fréquences inférieures. Les 62 amas considérés sont des sources tSZ brillantes et l'empilement des régions du ciel a pour effet de moyennner la contamination par les émissions astrophysiques autres que le tSZ. Étant donnée sa nature gaussienne, la contamination du CMB est particulièrement bien réduite par cette procédure, en comparaison de la contamination par les émissions d'avant-plans galactiques ou les sources ponctuelles.

Le profil attendu est également représenté sur la figure à titre de comparaison. Cette première comparaison montre un bon accord au premier ordre entre les mesures issues du satellite PLANCK et le signal attendu à partir des mesures X, en supposant un profil de type GNFW.

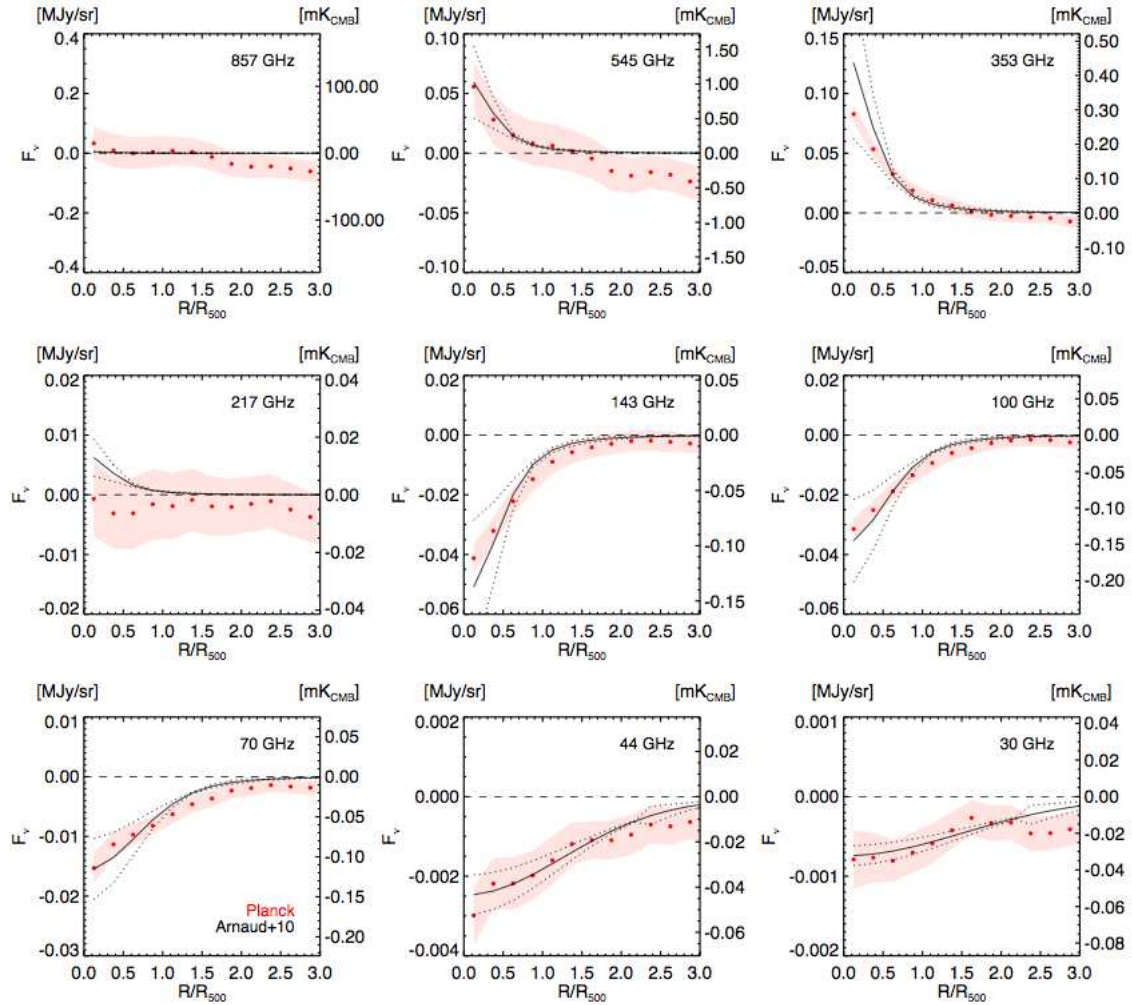


FIGURE 8.6 – De gauche à droite et de haut en bas : profil tSZ obtenu en moyennant les profils pour les 62 amas de l'échantillon XMM-ESZ par ordre de fréquence décroissante de 857 GHz à 30 GHz. En noir la prédiction X en utilisant un profil de pression universel. En rouge les données issues des instruments HFI pour les hautes fréquences et LFI pour les basses fréquences.

### 8.5.2 Le profil tSZ observé

Afin d'estimer la robustesse de notre estimation du signal tSZ, nous avons comparé les  $Y$  obtenus par les algorithmes de détection [Melin *et al.* 2006, Carvalho *et al.* 2009] utilisés pour la détection en aveugle des amas, avec le  $Y$  mesuré sur nos cartes de l'effet tSZ. Ces flux ont été mesurés en effectuant l'ajustement d'un profil universel convolué et projeté sur les données en fixant la valeur de  $R_{500}$  à celle présenté dans [Planck Collaboration *et al.* 2011k] et en ajustant uniquement la normalisation. La figure 8.7 présente l'accord obtenu pour la valeur de  $Y_{500}$ . Dans la suite nous utiliserons les valeurs de  $MMF3$  pour le calcul des poids  $\Phi_i$ . Pour assurer la robustesse des résultats, le profil a été calculé pour les trois méthodes MILCA, GMCA et NILC. La figure 8.8 présente les profils obtenus. Ces trois méthodes sont en parfait accord avec des  $\chi^2$  réduits de 0.48 et 0.62 respectivement pour NILC et GMCA par rapport à MILCA. La figure 8.9 présente le profil empilé obtenu pour MILCA avec les 62 amas de l'échantillon XMM-ESZ. Le signal tSZ est détecté sur plus de 2 ordres de grandeur en intensité, et jusqu'à une extension supérieure à  $3 \times R_{500}$ , ce qui nous permet de sonder la partie externe des amas de galaxies. La partie la plus externe de la détection correspond à une densité de contraste  $\delta$  comprise entre 50 et 100. La figure de droite montre la matrice de corrélation entre les points du profil empilé, qui met en évidence la forte corrélation existant entre les échantillons du profil.

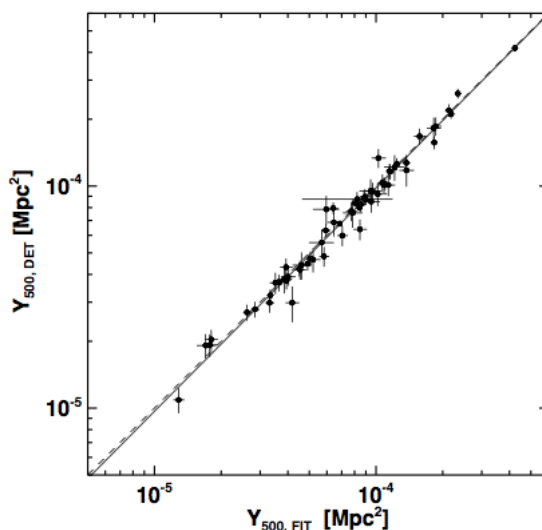


FIGURE 8.7 – Corrélation entre le  $Y_{500}$  reconstruit via l'algorithme MMF3 et le  $Y_{500}$  obtenu sur les cartes de l'effet tSZ par l'ajustement d'un modèle de pression universel. Le meilleur ajustement est présenté en trait noir continu et la droite  $Y_{500,DET} = Y_{500,FIT}$  est présentée en pointillé noir.

### 8.5.3 Comparaison avec le profil universel

En ne considérant que les erreurs statistiques, le profil mesuré est significativement en dessous du modèle. En prenant en compte les erreurs sur le modèle et la corrélation entre les points du profil mesuré on obtient une valeur de 3.53 pour le  $\chi^2$  réduit mesuré, dans un rayon de  $3 \times R_{500}$ . Dans la mesure où les tests effectués sur des simulations montrent un très bon accord entre les profils d'entrée et de sortie cette différence n'est pas un artefact de la méthode utilisée mais une différence intrinsèque. Cette différence est significative à 2-3  $\sigma$  entre 1 et  $3 \times R_{500}$ .

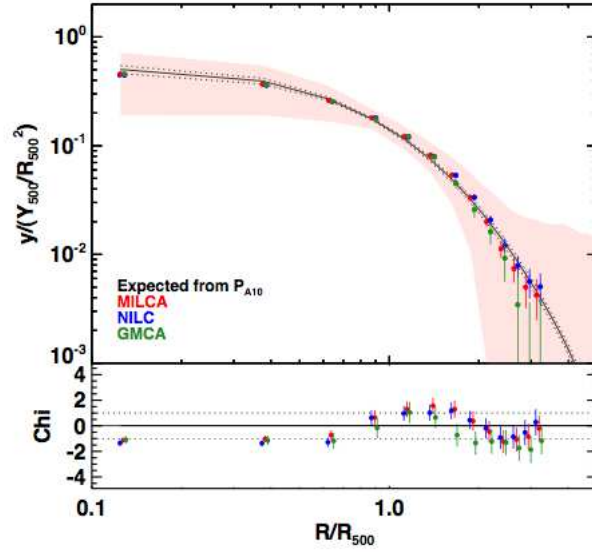


FIGURE 8.8 – En haut : profil de l’effet tSZ empilé obtenu pour trois méthodes de séparation de composantes : en rouge pour MILCA, en bleu pour NILC et en vert pour GMCA. En noir est tracé le profil de pression universel, la zone en rouge pâle correspond à la dispersion des profils tSZ individuels avec la méthode MILCA. En bas : écart entre le profil mesuré et le modèle en unité de  $\sigma$ .

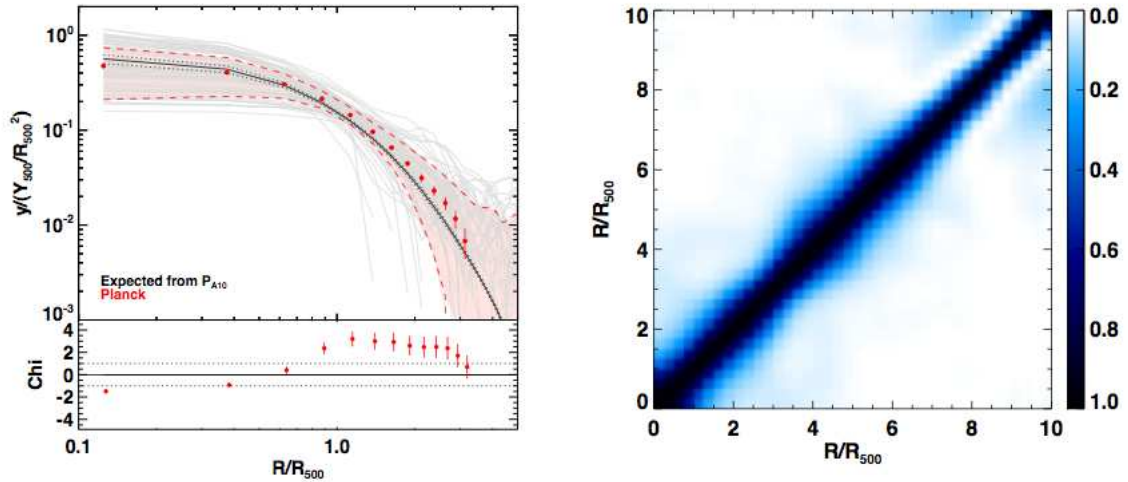


FIGURE 8.9 – Panel de gauche : en haut, profil de l’effet tSZ empilé obtenu avec MILCA (en rouge) comparé au profil de pression universel. Les courbes en gris clair présentent les profils pour chaque amas de galaxies et la zone en rouge clair indique la dispersion des profils d’effet tSZ au sein de l’échantillon. En bas écart entre le profil mesuré et le modèle en unité de  $\sigma$ . Panel de droite : Matrice de corrélation du profil de l’effet tSZ. On observe la forte corrélation existante entre les échantillons du profil et leur plus proches voisins.

## 8.6 Le profil de pression vu par PLANCK

### 8.6.1 Déconvolution et déprojection

Le signal tSZ observé par le satellite PLANCK est proportionnel à l’intégrale de la pression du gaz intra-amas le long de la ligne de visée. Ainsi, passer du profil de l’effet tSZ jusqu’au profil

de pression des amas n'est pas immédiat.

Dans un premier temps, il convient de déconvoluer l'effet du lobe instrumental. De plus, le signal observé est projeté le long de la ligne de visée, or c'est le profil tridimensionnel de pression des amas qui nous intéresse. Il faut donc tenir compte de cet effet. Pour chaque amas, nous utilisons une pixellisation régulière en  $R_{500}$ , donc irrégulière en distance angulaire. Ainsi chaque carte présente une sensibilité différente au lobe instrumental. Il n'est donc pas possible de faire la déconvolution sur le profil empilé, la déconvolution doit être effectuée pour chaque amas indépendamment. Pour effectuer une telle opération nous faisons l'hypothèse que les amas considérés sont à symétrie sphérique. Nous avons appliqué un algorithme de déconvolution et de déprojection adapté à partir de la méthode décrite par [Croston *et al.* 2006]. Suite à la déconvolution et à la déprojection, le signal est converti en unité de pression. Les erreurs ont de nouveaux été propagées en utilisant une chaîne de simulation *Monte Carlo*.

### 8.6.2 Le profil de pression empilé

Comme précédemment, avant de faire l'empilement des profils des amas de galaxies, ces derniers sont normalisés par  $R_{500}$  pour l'abscisse et  $P_{500}$  pour l'ordonnée. Comme [Sun *et al.* 2011] nous corrigeons chaque profil individuel par le facteur  $f(M) = (M_{500}/3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot})^{0.12}$  pour corriger de la dépendance du profil de pression avec la masse. Pour notre échantillon, la valeur moyenne de ce facteur est de 1.09. Les trois méthodes utilisées (MILCA, GMCA et NILC) conduisent à des profils de pression similaires. La dispersion observée entre les trois méthodes de reconstruction de la carte du paramètre de Compton est propagée aux termes diagonaux de la matrice de covariance du bruit en ajoutant l'écart maximum point à point entre MILCA et les deux autres méthodes.

Le profil de pression est également déduit des données XMM [Democles *et al.* 2012 in prep].

La figure 8.10 présente les profils de pression empilés déduits des données PLANCK et XMM. Ils sont compatibles dans les barres d'erreurs. Ils se rejoignent dans l'intervalle  $[0.3 - 1] \times R_{500}$ . Nous rappelons que les points pour le profil issu de PLANCK sont corrélés à hauteur de 20%, ceux issus de XMM peuvent être considérés comme indépendants. Ces deux dérivations du profil de pression sont complémentaires. Les données XMM à haute résolution permettent une très bonne caractérisation de la partie centrale des amas. En revanche l'émission X, qui est un rayonnement de freinage, est sensible au carré de la densité : elle ne donne donc que peu d'information sur la partie extérieure des amas. De même, le champs de vue relativement petit de XMM est limitant. L'effet tSZ vu avec le satellite PLANCK permet une mesure du profil de pression dans les régions externes des amas. Mais du fait de la résolution des cartes de 10 arcminutes que nous utilisons, les contraintes sur la partie centrale des amas sont faibles (la valeur médiane de  $\theta_{500}$  étant de l'ordre de 7 arcminutes). Avec ces deux sources de contraintes nous pouvons produire pour la première fois une vue observationnelle sur la distribution de pression dans le milieu intra-amas jusqu'à un contraste de densité  $\delta \simeq 50 - 100$ .

Nous nous sommes également intéressés à deux sous-ensembles d'amas de galaxies de l'échantillon XMM-ESZ : les amas dit *cool cores* (CC) et les amas dit *non cool cores* (non-CC) dont la classification peut être trouvée dans [Planck Collaboration *et al.* 2011k]. Nous avons calculé le profil de pression pour les 22 amas CC et les 40 amas non-CC. Ces deux profils sont présentés à la figure 8.10. Ces profils sont, comme on pouvait l'espérer, différents dans la partie centrale des amas. Le profil est plus piqué pour les amas CC et plus plat pour les amas non-CC. Cependant, la partie extérieure des amas présente des pentes similaires. En effet, les amas CC ont achevé leur processus de formation et ont donc un cœur froid. La densité de matière baryonique augmente alors au centre de l'amas, ce qui a pour effet de donner au profil de pression une forme plus piquée dans la région centrale de l'amas.

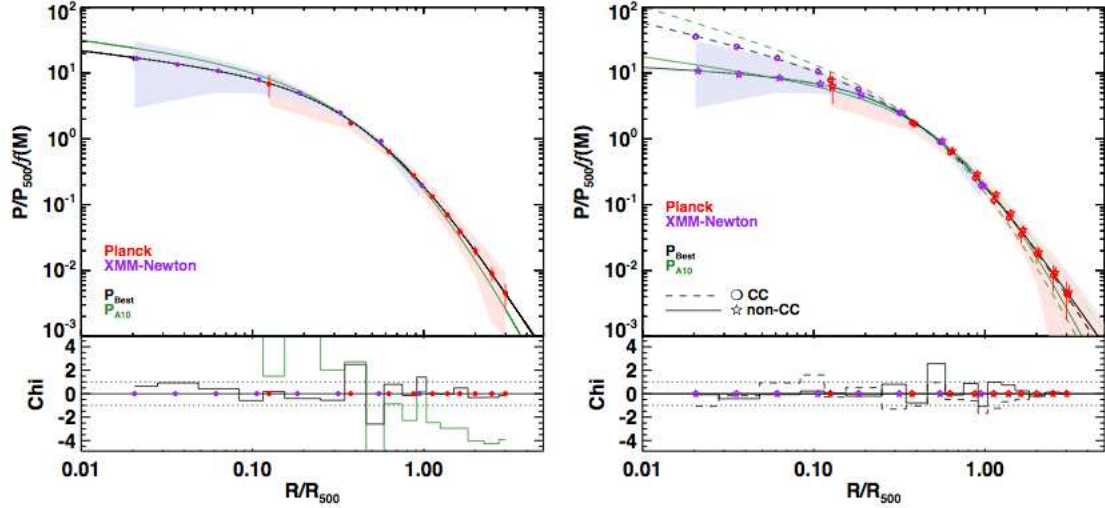


FIGURE 8.10 – En haut, panel de gauche : Profil de pression empilé sur l'échantillon XMM-ESZ observé via les instruments HFI (en rouge) et XMM-Newton (violet), comparé au profil de pression universel en vert et au meilleur ajustement par un modèle GFW. Panel de droite : même figure pour les sous populations CC (en pointillés) et non-CC (en trait continu). En bas, écart entre le profil mesuré et le modèle en unité de  $\sigma$ .

TABLE 8.1 – Paramètres des meilleurs ajustements des profils de pression mesurés pour l'échantillon XMM-ESZ et les sous-échantillons CC et non-CC par un profil de pression universel de type GFW.

Échantillon	$P_0$	$c_{500}$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$	$\chi^2$
XMM-ESZ	6.41	1.81	0.31	1.33	4.13	0.9
CC	11.82	0.60	0.31	0.76	6.58	1.1
non-CC	4.72	2.19	0.31	1.82	3.62	1.2

### 8.6.3 Ajustement du profil GFW

Nous avons combiné les profils de pression issus des données PLANCK et XMM afin de réaliser un ajustement avec un modèle de type GFW. Les données XMM et PLANCK sont deux ensembles de données complètement indépendants, ainsi la fonction de vraisemblance totale correspond au produit des deux fonctions de vraisemblance pour les données PLANCK et les données XMM.

L'ajustement a été effectué en utilisant des chaînes de Markov (MCMC) pour échantillonner la fonction de vraisemblance. La figure 8.11 présente la fonction de vraisemblance obtenue mettant en avant les corrélations existantes entre les différents paramètres du modèle. Le paramètre  $\gamma$  n'a pas été ajusté dans la mesure où les données PLANCK, de part leur résolution angulaire, ne permettent pas de résoudre la région du cœur qui est sensible à ce paramètre. Les résultats obtenus pour les ajustements sont présentés à la table 8.1 pour l'ensemble de l'échantillon d'amas de galaxies, ainsi que pour les sous ensembles CC et non-CC. De même l'ajustement a été effectué pour chaque amas individuellement. Les paramètres ainsi dérivés sont présentés dans la table 8.2.

TABLE 8.2 – Meilleurs ajustements par un profil GFW pour chaque amas de galaxies.

Nom	$P_0$	$c_{500}$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$
A2163	5.28	3.64	0.31	2.51	2.87
RXCJ0014.3–3022	2.74	1.05	0.31	1.83	7.24
A2204	35.29	2.79	0.31	0.83	3.68
RXJ1720.1+2638	30.51	2.15	0.31	0.74	3.72
A2034	4.92	3.82	0.31	10.00	2.62
A2261	22.88	4.97	0.31	1.25	2.79
MACSJ2243.3–0935	3.41	2.53	0.31	4.27	3.38
A1914	15.57	5.83	0.31	2.75	2.66
A2390	5.96	0.26	0.31	0.90	14.94
A1763	5.61	1.43	0.31	1.10	4.00
A2218	9.65	5.51	0.31	2.99	2.23
RXCJ0043.4–2037	6.72	2.92	0.31	2.15	3.52
A1576	9.23	2.81	0.31	1.45	3.45
A665	3.13	0.14	0.31	0.80	14.38
A773	7.62	2.60	0.31	1.46	3.29
A963	8.82	0.17	0.31	0.71	13.04
A781	1.78	1.82	0.31	5.56	3.77
A520	3.31	2.75	0.31	4.00	2.98
A1413	17.94	1.62	0.31	0.83	4.31
RXCJ0532.9–3701	11.83	3.81	0.31	2.00	3.39
RXCJ0528.9–3927	4.62	0.07	0.31	0.64	14.74
A868	5.65	1.88	0.31	1.48	3.94
RXCJ0232.2–4420	11.50	1.95	0.31	1.10	4.26
RXCJ0516.7–5430	1.36	0.24	0.31	1.21	14.75
RXJ0658–55	5.69	2.92	0.31	2.91	3.46
RXCJ1131.9–1955	4.18	2.03	0.31	1.90	3.85
RXCJ0303.8–7752	4.23	3.24	0.31	4.94	2.97
A1650	14.21	0.78	0.31	0.78	6.17
A1651	15.87	3.89	0.31	1.23	2.81
A1689	33.95	1.76	0.31	0.77	4.49
A3921	6.09	0.75	0.31	0.96	5.63
A3827	9.74	3.42	0.31	1.54	2.97
A3911	4.39	2.30	0.31	1.98	3.07
AS1063	11.80	1.30	0.31	1.08	6.18
A2219	7.04	3.25	0.31	1.89	2.90
A2255	1.82	0.53	0.31	1.41	8.35
R0605_3518	11.25	0.07	0.31	0.58	14.91
R2218_3853	7.51	1.97	0.31	1.35	4.21
R0547_3152	7.13	2.22	0.31	1.77	4.59
R2217_3543	13.20	2.30	0.31	1.12	3.97
R2234_3744b	9.98	4.10	0.31	2.66	3.16
R0645_5413c	6.54	0.49	0.31	0.88	8.03
RXJ2228	6.92	0.92	0.31	0.99	5.85
RXJ1206	6.29	0.12	0.31	0.70	14.80
A401	5.80	3.79	0.31	2.08	2.46
A478	30.40	3.00	0.31	0.84	3.53
A2065	3.73	0.35	0.31	1.09	15.00
A1795	8.11	0.10	0.31	0.63	14.98
A2029	21.48	0.91	0.31	0.66	5.29
ZwCl1215	4.88	2.46	0.31	1.65	3.17
A85	5.99	0.02	0.31	0.48	14.97
A3558	6.04	1.77	0.31	1.12	3.58
A2256	2.72	1.65	0.31	2.41	4.38
A3112	24.16	0.03	0.31	0.44	14.11
A3158	5.93	1.63	0.31	1.17	4.11
A1644	2.08	0.03	0.31	0.60	14.89
A754	1.76	2.42	0.31	2.63	3.66
A3266	3.05	1.15	0.31	1.55	5.60
A3376	1.49	1.42	0.31	3.57	4.89
A3528s	5.72	0.01	0.31	0.36	11.63
A3532	4.79	1.90	0.31	1.08	2.94
A0119	2.38	1.67	0.31	1.81	3.44



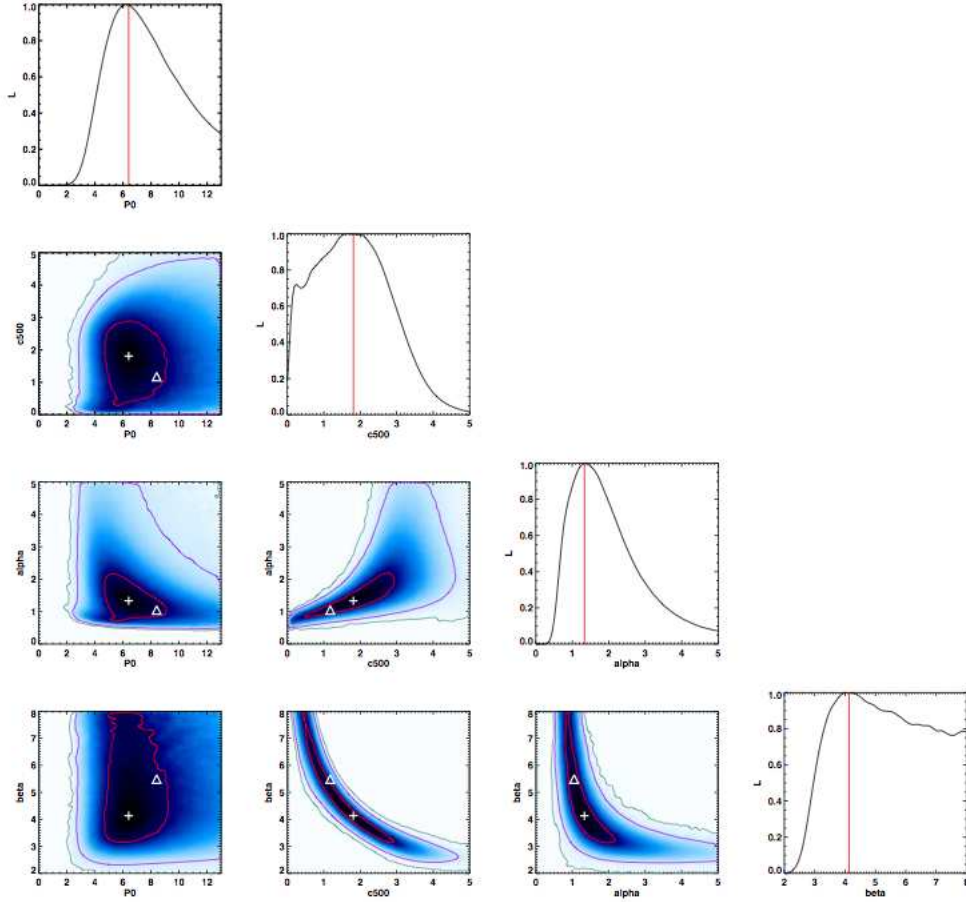


FIGURE 8.11 – Fonction de vraisemblance obtenue en ajustant le profil de pression de type GNFW sur l’ensemble des amas de galaxies empilés de l’échantillon XMM-ESZ, présentée sous forme de tableau à double entrée, pour respectivement les paramètres  $P_0$ ,  $c_{500}$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  de haut en bas et de gauche à droite. Les croix blanches marquent la position du meilleur ajustement. Les triangles blancs marquent la position des paramètres du profil de pression universel [Arnaud *et al.* 2010].

## 8.7 Discussion

### 8.7.1 Les différentes régions du profil de pression

#### Le cœur des amas

Les résultats obtenus à l’extérieur du cœur à partir des données PLANCK et XMM-Newton sont en très bon accord avec le profil universel déduit dans [Arnaud *et al.* 2010] jusqu’à  $R_{500}$ . Dans le cœur, c’est à dire à des rayons  $R < 0.15 \times R_{500}$ , le profil que nous observons est significativement en dessous du profil déduit dans [Arnaud *et al.* 2010]. Une différence notable entre ces deux analyses est que l’échantillon REXCESS utilisé dans [Arnaud *et al.* 2010] est sélectionné à partir de l’émission en X. L’échantillon XMM-ESZ est sélectionné sur la base de l’effet tSZ (et par recoupement avec les observations X du satellite XMM-Newton) et donc, il est plus représentatif d’un échantillon sélectionné par rapport à la masse des amas de galaxies. L’effet tSZ étant relié à la densité d’électrons, là où l’émission X est reliée à cette même grandeur au carré. En conséquence, l’échantillon XMM-ESZ contient plus d’amas dont la morphologie est perturbée (ex : A2163, RXJ228+2036). Cela est d’ailleurs confirmé par les résultats issus des

observations de suivi par le satellite XMM effectué sur les amas PLANCK [Planck Collaboration *et al.* 2011r, Planck Collaboration *et al.* 2011p, Planck Collaboration *et al.* 2011j]. En séparant notre échantillon en deux sous populations CC et non-CC, on constate un léger écart entre le profil universel de [Arnaud *et al.* 2010] et la population d’amas CC de l’échantillon XMM-ESZ, indiquant la possibilité que différentes populations d’amas soient échantillonnées par XMM-ESZ et REXCESS. En revanche la population non-CC converge vers le même résultat pour les amas XMM-ESZ et REXCESS.

### La partie interne

Les études tSZ ciblant un seul amas sont limitées à la partir interne du profil, et ne sont pas réellement compétitives avec les mesures X en terme de résolution et de sensibilité. Cependant la combinaison de ces deux traceurs a déjà montré son potentiel en terme d’étude de la structure des amas [Pointecouteau *et al.* 2002, Korngut *et al.* 2011].

Les premières études ayant portées sur des échantillons d’amas avec l’effet tSZ ont été présentées par les collaborations SPT et ACT, avec respectivement 15 et 9 amas à haute significativité. La collaboration SPT obtient un bon accord entre l’effet tSZ observé et la prédiction issue de l’émission X dans un rayon de  $R_{500}$ . De façon similaire dans une étude récente, [Bonamente *et al.* 2012] utilisent 25 amas observés avec SZA/CARMA [Mohr *et al.* 2002] et obtiennent un excellent accord entre les mesures X et les mesures tSZ. De même, notre échantillon XMM-ESZ est en excellent accord dans un rayon  $[0.1 - 1] \times R_{500}$ , produisant ainsi de fortes contraintes observationnelles.

### La partie externe

Au delà de  $R_{500}$ , seulement un petit nombre d’observations X avec XMM-Newton, Chandra et/ou Suzaku contraignent la densité, la température ou la fraction de gaz jusqu’à  $R_{200} \simeq 1.4 \times R_{500}$  [George *et al.* 2009, Urban *et al.* 2011, Walker *et al.* 2012]. Ces mesures en X requièrent un temps d’exposition extrêmement long, dû au peu d’émission X à grand rayon. Au delà de  $R_{500}$ , le profil de pression universel [Arnaud *et al.* 2010] est contraint sur la base de simulations numériques, et non par des observations. Sonder le gaz à grand rayon via l’effet tSZ est une alternative puissante, comme l’a montrée la collaboration SPT en moyennant le signal de 15 amas [Plagge *et al.* 2010b]. Il en va de même avec les données WMAP sur environ 700 amas, comme le montre [Atrio-Barandela *et al.* 2008]. Cette dernière étude étant limitée par la résolution et la sensibilité de l’expérience en ce qui concerne l’effet tSZ. [Afshordi *et al.* 2007] mettent des contraintes sur le profil de pression jusque  $1.3 \times R_{500}$  en utilisant 193 amas avec une température X supérieure à 3 keV. Les mesures issues de PLANCK sont les premières à permettre une description précise de la distribution de pression aussi loin dans la partie externe des amas de galaxies ( $3 \times R_{500}$ ). En outre, PLANCK parvient aussi à résoudre des profils individuels. Pour l’amas de Coma, par exemple, la détection va au delà de  $3 \times R_{500}$ .

#### 8.7.2 Comparaison avec les prédictions théoriques

Nous avons utilisé 3 ensembles de simulations d’amas de galaxies afin de les comparer avec nos observations issues des mesures de PLANCK et de XMM-Newton sur le profil de pression. Toutes ont été calculées à partir d’une cosmologie  $\Lambda$ CDM.

- (1) Nous avons utilisé l’ensemble de simulations dont sont issues les contraintes pour le profil de pression universel [Arnaud *et al.* 2010]. Ces simulations comprennent 93, 88 et 14



amas simulés avec une masse supérieure à  $10^{14}M_{\odot}$  [Borgani *et al.* 2004, Nagai *et al.* 2007b, Piffaretti & Valdarnini 2008]. Ces simulations seront nommées B04+N07+P08 dans la suite.

- (2) Le second ensemble est la moyenne de 64 profils de pression pour des amas avec une masse supérieure à  $3 \times 10^{14}M_{\odot}$  à partir d’une simulation par [Dolag *et al.* 2006]
- (3) Le dernier comprend 40 amas massifs ( $M > 3 \times 10^{14}M_{\odot}$ ) issus des simulations par [Battaglia *et al.* 2011]

Toutes ces simulations incluent le traitement du refroidissement radiatif, la formation des étoiles et l’apport d’énergie par l’explosion de supernovæ. Les simulations de [Dolag *et al.* 2006, Battaglia *et al.* 2011] traitent l’action des AGNs. Ces différentes simulations utilisent des techniques et une implémentation différente des processus physiques mis en jeu. Ceci assure une description raisonnable des prédictions théoriques actuelles englobant probablement la distribution effective du profil de pression des amas de galaxies.

Nous considérons l’échantillon B04+N07+P08, bien que sa limite en masse soit sensiblement inférieure à celle de notre échantillon *ESZ-XMM*. Les profils pour les amas simulés ont subi le même processus de renormalisation que les profils de pression issus des données. Finalement nous corrigeons des différences existant entre  $R_{500}$  et  $P_{500}$  entre observations et simulations, respectivement par un facteur  $r_{cor}^{1/3}$  et  $r_{cor}^{2/3}$ , avec  $r_{cor} = 1.15$ , comme prescrit par [Kay *et al.* 2004, Piffaretti & Valdarnini 2008].

Les résultats obtenus avec ces trois ensembles de simulations sont présentés sur la figure 8.12. Nous constatons un accord sur l’ensemble du profil à l’intérieur des barres d’erreurs des simulations. [Dolag *et al.* 2006] et [Battaglia *et al.* 2011] sont en meilleur accord dans la partie centrale, et sont plus plats que B04+N07+P08. Ceci vient de la prise en compte de l’effet des AGNs, qui injecte de l’énergie dans le centre des amas, en ralentissant le refroidissement radiatif. À plus grand rayon, quand le refroidissement est négligeable, les trois simulations sont en accord au vue de leurs dispersions respectives. Les profils mesurés se trouvent au dessus de B04+N07+P08 et [Dolag *et al.* 2006] et en dessous de [Battaglia *et al.* 2011].

Dans la partie externe du halo, la pression prédite dans les simulations numériques est produite par la gravitation seule [Rudd & Nagai 2009]. Ceci implique que notre compréhension du comportement globale de la pression dans le milieu intra-amas est correcte. Cependant le désaccord apparent entre les simulations elles-mêmes (et de façon plus marginale avec les données PLANCK et XMM-Newton) nécessite une investigation plus approfondie du comportement de la pression à grand rayon dans les simulations où la virialisation incomplète du milieu intra-amas affecte la pression thermique.

Même si un comportement universel est attendu pour les grandeurs physiques des amas à partir de modèles reposant sur l’effondrement gravitationnel, une dispersion intrinsèque est attendue due à l’implication de physique non-gravitationnelle, comme cela a été montré dans les simulations [Navarro *et al.* 1997, Reed *et al.* 2011, Gao *et al.* 2012]. Ceci trouve parfaitement écho dans la grande dispersion observée pour les profils de pression au sein d’une même simulation.

L’analyse sur les sous-ensembles CC et non-CC ne montre pas de différence significative dans la partie externe du profil. Ceci indique que la dispersion observée n’est pas imputable à l’état dynamique de l’amas, qui affecte majoritairement le cœur de l’amas.

Il est également important de garder à l’esprit que les faibles désaccords observés peuvent également provenir de biais dus à des effets de sélection de notre échantillon.

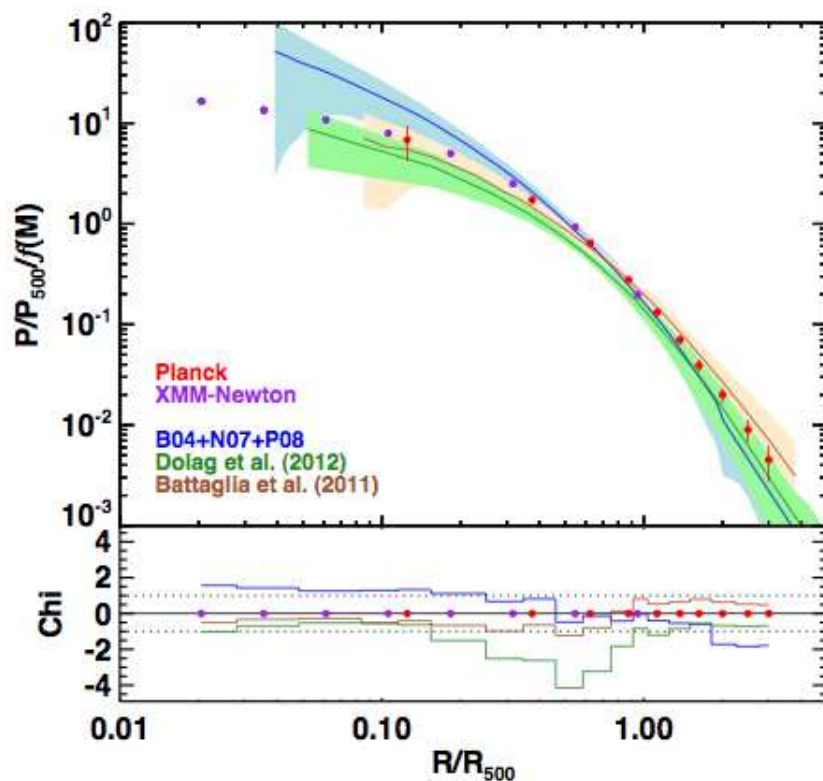


FIGURE 8.12 – Profil de pression observé par PLANCK (en rouge) et XMM-Newton (en violet) comparés aux prédictions issues des simulations numériques B04+N07+P08 (en bleu), [Dolag *et al.* 2006] (en vert) et [Battaglia *et al.* 2011] (en marron). La figure en bas représente les écarts entre les profils observés et les profils issus des simulations normalisées par la valeur de l'intervalle de confiance à 68%.



# Étude de l'émission tSZ diffuse dans le cas de systèmes binaires d'amas de galaxies.

## Sommaire

<b>9.1</b>	<b>Sélection des amas d'intérêt</b>	<b>159</b>
<b>9.2</b>	<b>Les données en X</b>	<b>161</b>
<b>9.3</b>	<b>Modélisation des amas, l'effet tSZ et l'émission X</b>	<b>164</b>
9.3.1	Modèle de profil de pression	164
9.3.2	Ajustement des émissions tSZ et X-ray	166
9.3.3	Résultats pour A399-A401	166
9.3.4	Résultats pour A3395-A3391	170
<b>9.4</b>	<b>Analyse du résidu inter-amas</b>	<b>171</b>
9.4.1	Modélisation du résidu	171
9.4.2	Le cas de la paire A399-A401	171
<b>9.5</b>	<b>Comparaison avec des simulations hydrodynamiques</b>	<b>172</b>
<b>9.6</b>	<b>Discussion et conclusions</b>	<b>178</b>

Une fraction non négligeable des baryons de l'Univers est actuellement non détectée et se trouve très probablement sous la forme de WHIM (*Warm Hot Intergalactic Medium*). Cette composante de la matière baryonique possède, selon les estimations issues de simulations numériques, une température de l'ordre de 1.0 keV et une densité faible (entre 5 et 200 fois la densité critique de l'Univers). Ces baryons manquants s'agencent sous la forme de filaments entre les amas de galaxies. Dans ce chapitre nous allons explorer la possibilité de détecter une fraction chaude et dense du WHIM qui pourrait se trouver sous forme de structures filamentaires entre les systèmes binaires d'amas de galaxies. Dans ce chapitre nous présenterons la procédure de sélection utilisée pour sélectionner les paires d'amas de galaxies susceptibles d'être liés par un filament. Nous discuterons ensuite l'intérêt que présente l'utilisation conjointe de données X et des données PLANCK pour contraindre les propriétés du gaz d'électrons à l'origine de l'effet tSZ. Nous détaillerons ensuite la procédure de simulation de l'effet tSZ et de l'émission X produite par les amas de galaxies. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus et leur comparaison avec les simulations hydrodynamiques. Cette analyse peut également être trouvée dans [Planck Collaboration *et al.* 2012e].

## 9.1 Sélection des amas d'intérêt

Dans la région située entre des paires d'amas de galaxies en interaction nous escomptons trouver une phase chaude et dense du WHIM, laquelle peut produire assez d'effet tSZ pour être détectée par le satellite PLANCK.

Afin d'identifier des paires d'amas susceptibles d'abriter le WHIM tant recherché, nous avons

TABLE 9.1 – Principaux paramètres physiques des paires d'amas sélectionnées. De gauche à droite : le nom, la longitude galactique (Glon), la latitude galactique (Glat), le *redshift* ( $z$ ), le rayon caractéristique ( $\theta_{500}$ ) et la distance entre les amas ( $\theta_{12}$ ).

Cluster A	GLon	GLat	$z$	$\theta_{500}$ (')	Cluster B	GLon	GLat	$z$	$\theta_{500}$ (')	$\theta_{12}$ (')
A0399	164.315	-39.458	0.0722	13.53	A0401	164.184	-38.869	0.0739	14.73	35.8
A3391	262.377	-25.148	0.0514	14.91	A3395	263.243	-25.188	0.0506	15.67	47.0
A2029	6.437	50.53	0.0766	15.32	A2033	7.308	50.795	0.0817	9.94	36.6
MKW3s	11.393	49.458	0.0442	18.14	A2063	12.811	49.681	0.0355	21.291	56.8
A2147	28.970	44.535	0.0353	22.19	A2152	29.925	43.979	0.0370	13.120	52.9
A2256	111.014	31.759	0.0581	16.62	A2271	110.047	31.276	0.0584	10.55	57.3
A0209	159.878	-73.507	0.2060	5.60	A222	162.494	-72.221	0.21430	4.35	89.9
A0021	114.819	-33.711	0.0940	8.74	IVZw015	114.953	-34.357	0.0948	8.00	39.3
RXJ	271.597	-12.509	0.0620	13.86	RXJ	272.087	-11.451	0.0610	11.67	69.6
RXJ	303.215	31.603	0.0535	13.72	RXJ	304.324	31.534	0.0561	10.98	56.8
A3558	311.987	30.726	0.0480	19.50	A3562	313.329	30.358	0.0490	16.09	72.7
A2259	50.385	31.163	0.1640	6.23	RXJ17.33+26.62	49.221	30.859	0.1644	7.18	62.5
A3694	8.793	-35.204	0.0936	9.19	A3695	6.701	-35.547	0.0894	10.62	104.4
A3854	8.456	-56.330	0.1486	6.80	A3866	9.408	-56.946	0.1544	7.23	48.5
MS2215	58.636	-46.675	0.0901	9.44	RXJ	59.757	-46.262	0.0902	8.00	52.5
RXJ	59.757	-46.262	0.0902	8.00	A2440	62.405	-46.431	0.0906	9.58	110.1
A222	162.494	-72.221	0.2143	4.35	A223	162.435	-72.006	0.2108	4.61	12.9
A3528N	303.709	33.844	0.0542	12.67	A3528S	303.784	33.643	0.0544	13.94	12.6
A3530	303.990	32.532	0.0541	12.73	A3532	304.426	32.477	0.0554	14.24	22.2
RXJ	109.848	53.046	0.3320	3.04	Zw1358.1+6245	109.941	52.846	0.3259	3.71	12.4
A2061	48.130	57.161	0.0777	11.06	A2067	48.548	56.776	0.0756	8.46	26.8
NPM1G+30.0	58.259	18.810	0.0717	9.42	RXJ	58.309	18.547	0.0645	12.71	16.0
A2384B	33.321	-48.441	0.0963	7.87	A2384A	33.540	-48.431	0.0943	8.981	8.7
A2572a	93.857	-38.800	0.0422	15.34	A2572	94.232	-38.933	0.0403	14.67	19.2
PLCK12.8+49.7	12.818	49.699	NA	NA	PLCK11.3+49.43	11.368	49.431	NA	NA	58.68

utilisé le catalogue MCXC (pour Meta Catalogue X-ray Clusters) [Piffaretti *et al.* 2011] qui permet, grâce aux observations X, d'avoir accès aux paramètres physiques des amas de galaxies connus en X, à savoir  $R_{500}$ ,  $M_{500}$  et  $z$ . Dans cette étude nous nous intéressons à des systèmes étendus sur le ciel (la résolution de PLANCK étant limitée) et présentant un fort signal tSZ. Nous cherchons donc des systèmes binaires d'amas massifs à bas *redshift*. Afin d'isoler des systèmes pouvant être en interaction, nous nous limiterons aux paires d'amas dont la différence en redshift n'excède pas 0.01 et la séparation angulaire sur le ciel est comprise entre 10 et 120 arcminutes. Pour chacune de ces paires, nous avons construit une carte de l'effet tSZ à 7.18 arcminutes de résolution, qui est la résolution optimale en terme de signal sur bruit avec la méthode MILCA (voir section 6.2.3). Nous avons également utilisé des cartes construites à partir des méthodes GMCA et NILC afin de nous assurer de la robustesse des résultats. Dans la suite nous utiliserons, la carte MILCA comme référence (la qualité de ces trois cartes étant au demeurant très similaire, voir chapitre 8). Les cartes d'effets tSZ sont centrées sur le point central de la paire d'amas considérée et s'étendent sur une région égale à 5 fois la distance entre les deux amas. Pour le calcul des erreurs, nous avons de nouveau utilisé la chaîne de simulation *Monte Carlo* décrite au chapitre 5.6. À partir de ces cartes d'effet tSZ nous avons sélectionné les paires dont au moins un des amas était détecté avec un signal sur bruit supérieur à 5 dans les données PLANCK.

La table 9.1 présente les candidats satisfaisant nos critères. La figure 9.1 présente les cartes obtenues pour quelques candidats. On remarque que le superamas du Shapley a volontairement été exclu de cette analyse. En effet, ce complexe d'amas bien connu possède de nombreux sous-groupes de galaxies, ce qui rendrait une analyse complète extrêmement complexe et très

dépendante du modèle choisi. Les cartes du paramètre de Compton sont présentées ici en unités de  $y \times 10^6$ . Ces cartes sont projetées dans un système de coordonnées tels que l'axe reliant les deux amas soit horizontal, et le centre de la paire est au centre de la figure. Cette direction sera appelée longitudinale dans la suite (la direction orthogonale sera appelée radiale). La taille des pixels des cartes sont définis à partir de la distance  $\theta_{12}$  entre les deux amas selon la relation  $\theta_{pix} = 5 \times \theta_{12}/60$ . Une inspection visuelle rapide de ces cartes laisse entrevoir la possible existence de signal entre les paires A399-A401, A2147-A2152, MKW 3s-A2063 et A3391-A3395. Afin de confirmer cette hypothèse nous avons calculé des profils longitudinaux en moyennant les cartes présentées le long de la direction radiale. La figure 9.2 présente les profils obtenus pour six paires d'amas, ainsi que le résidu après soustraction d'une estimation du signal tSZ en provenance des amas.

Pour cela nous avons supposé que les amas étaient à symétrie centrale (incluant ainsi des géométries elliptiques et sphériques pour les amas). Ainsi, il est possible d'extrapoler le signal attendu dans la région située entre les deux amas à partir des régions externes des amas. Cette estimation présente cependant le désavantage d'accroître le bruit instrumental présent sur la partie interne de la paire. En effet, en supposant simplement que tous les points du profil longitudinal ont la même déviation standard, les incertitudes au centre de la paire sont multipliées par un facteur  $\sqrt{3}$ . Ceci est dû au bruit présent sur le profil, auquel s'ajoute le bruit importé de l'extrapolation des régions extérieures de l'amas vers la région interne, et ce, pour chacun des deux amas de galaxies. En pratique, le bruit est corrélé (voir chapitre 5.6). Les corrélations entre les différents points de notre modèle empirique sont connues et peuvent être propagées en utilisant la matrice de covariance du profil.

Dans le cas de A399-A401 et A3391-A3395 nous observons un résidu clair de signal tSZ au centre des paires après soustraction du modèle de l'émission des amas de galaxies. La paire A3391-A3395 est particulièrement complexe du fait de la présence de nombreuses sous-structures présentes dans l'amas A3395 le rendant complexe à modéliser (nous reviendrons sur ce point). Ainsi, l'hypothèse de symétrie que nous avons formulée pour cette paire n'est pas satisfaisante dans le cas de A3395. Les  $\chi^2$  respectifs pour chacune de ces paires sont de 20 et 179 pour A399-A401 et A3395-A3391 avec 9 degrés de liberté. De fortes valeurs du  $\chi^2$  sont également obtenues pour A2029-A2033 et A2256-A2271.

Dans la suite nous nous concentrerons sur les deux paires A399-A401 et A3395-A3391 qui présentent le signal le plus clair. Afin d'estimer la contamination par la poussière galactique nous avons effectué une estimation de la corrélation entre la carte d'effet tSZ et la carte de poussière (en considérant que la carte PLANCK à 857 GHz est dominée par la poussière galactique). Ceci nous a permis de conclure à la non corrélation entre l'excès observé dans nos cartes d'effet tSZ et l'émission de poussière thermique. Ainsi l'excès observé ne peut s'expliquer par un biais résultant de la séparation de composantes. Les autres composantes contaminantes, apparaissant comme un défaut de signal, ne peuvent pas rendre compte de l'excès observé.

## 9.2 Les données en X

L'effet tSZ seul ne nous donne accès qu'à la pression du gaz présent le long de la ligne de visée. Afin de pouvoir effectuer une mesure de la température et de la densité du gaz composant cet excès nous allons avoir recours à l'utilisation de données en X issues des observations du satellite ROSAT [Zombeck 1990]. Notre choix des données ROSAT/PSPC est motivé par sa

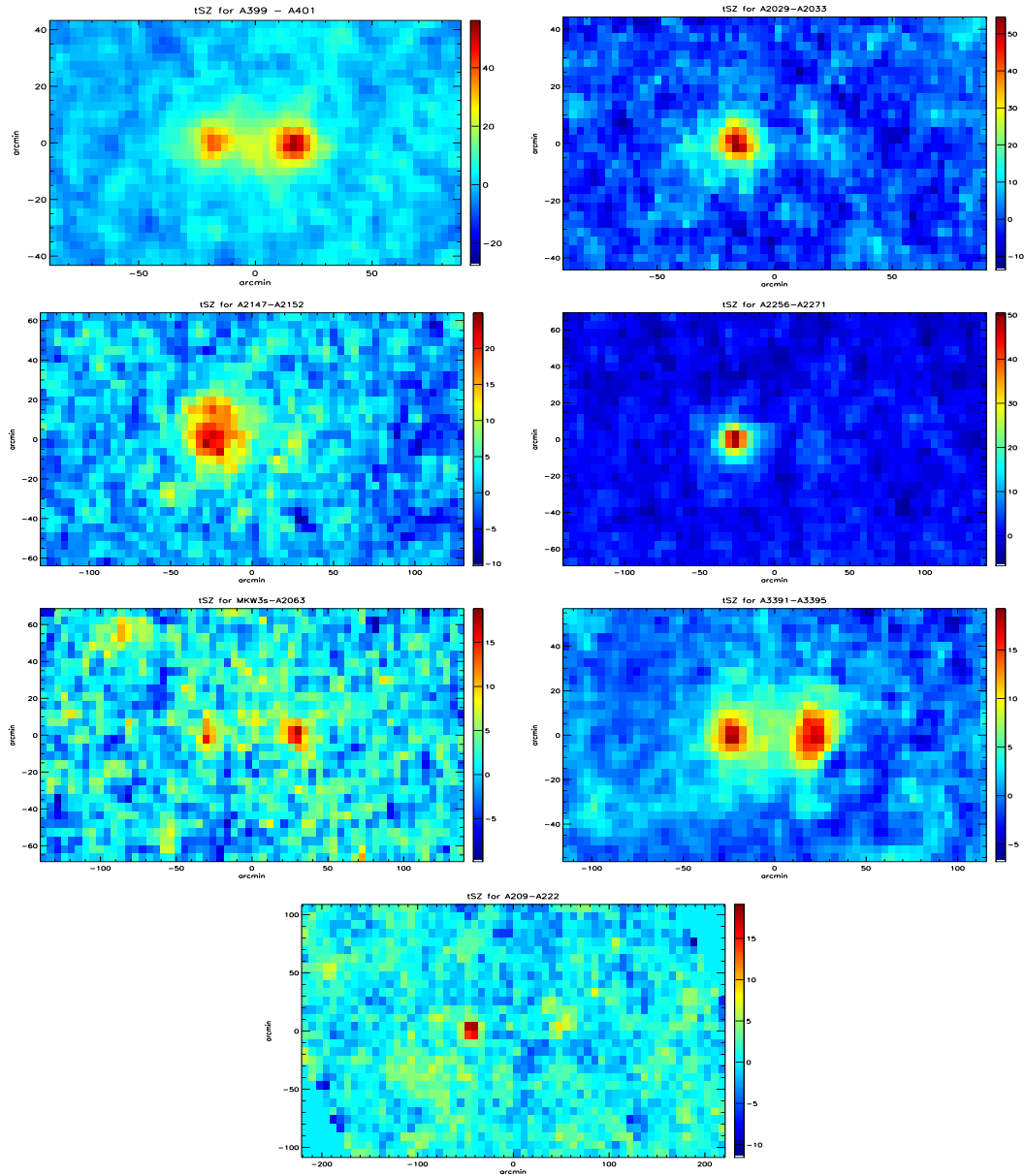


FIGURE 9.1 – Carte MILCA du paramètre de Compton,  $y \times 10^6$ , pour les paires d'amas de galaxies sélectionnées. De gauche à droite et de haut en bas nous présentons les paires d'amas A399-A401, A2029-A2033, A2147-A2152, A2256-A2271, MKW 3s-A2063, A3391-A3395 et A209-A222.

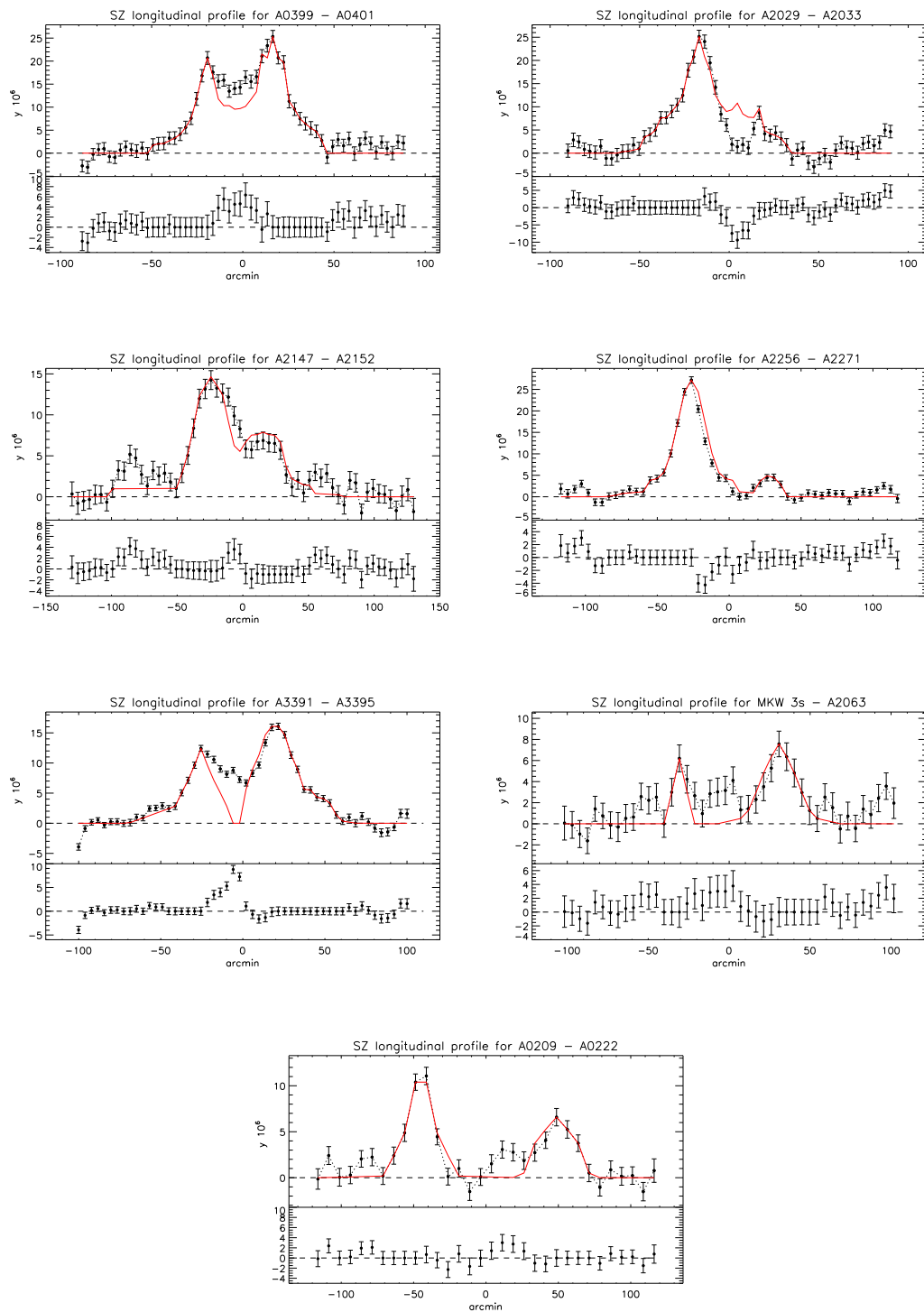


FIGURE 9.2 – De gauche à droite et de haut en bas, profil tSZ longitudinal et résidus après soustraction de la contribution des amas de galaxies (voir le texte pour plus de détails), pour les paires d’amas A399-A401, A2029-A2033, A2147-A2152, A2256-A2271, MKW 3s-A2063, A3391-A3395 et A0209-A222.



capacité à détecter des zones de faible brillance sur de larges portions du ciel et dans la région interne des superamas de galaxies, ainsi que par son large champ de vue ( $\simeq 2 \text{ deg}^2$ ) et son bruit de fond faible. À contrario, sa bande passante limitée et sa faible résolution angulaire ne sont pas optimales pour mesurer la température du plasma. Les observations tSZ fournissent dans ce cas une information complémentaire que nous exploiterons.

Nous avons donc utilisé le ROSAT *Extended Source Analysis Software* (ESAS) pour la réduction des données, en suivant la procédure décrite dans [Eckert *et al.* 2011]. Nous avons produit des images du nombre de coups reçus dans la bande R37 de ROSAT (pour des énergies comprises entre 0.42 et 2.01 keV). Nous avons procédé à la détection des sources dépassant un seuil fixé, de façon à être sensible à la même fraction du CXB (Cosmic X-ray Background) dans tout le champ de vue. Nous avons estimé le fond d'émission X dans une région non contaminée par l'émission de l'amas ( $r > 1.3 \times r_{200}$ ) et soustrait cette constante à l'image du nombre de coups. Les erreurs ont été estimées en tenant compte de l'erreur poissonnienne de l'image originale et de l'erreur associée à l'estimation du fond d'émission X.

La résolution de l'instrument ROSAT-PSPC dépend fortement de la position dans le champ de vue, allant de 15" dans l'axe d'observation à 2' dans les régions externes du champ de vue. Les données X sont convoluées avec un noyau gaussien de 2', afin de réduire le bruit instrumental et de limiter l'influence des erreurs sur la résolution des cartes ROSAT-PSPC.

Étant donné que nous voulons couvrir des zones du ciel plus vaste que le champ de vue de ROSAT, nous avons utilisé les données PSPC afin de combiner plusieurs observations en une même mosaïque. La paire A399-A401 est contenue dans une seule observation, cependant nous utilisons tout de même deux observations différentes (rp800182n00 et rp800235n00) afin d'accroître la statistique des observations, nous obtenons un temps d'exposition total de  $\simeq 14$  ks. Dans le cas de A3391-A3395, la séparation sur le ciel est plus large, ce qui implique l'utilisation d'au moins deux observations. Nous avons combiné les deux observations disponibles : rp800079n00 (2.5 ks centré sur A3395) et rp800080n00 (6 ks centré sur A3391).

### 9.3 Modélisation des amas, l'effet tSZ et l'émission X

Un point clef de notre analyse est une estimation robuste du signal pouvant être imputé aux amas de galaxies en X et par l'effet tSZ. Cette estimation sera utilisée par la suite pour soustraire la contribution des amas de galaxies au signal tSZ total observé par PLANCK. Cette section présente une description de la modélisation des émissions des amas de galaxies pour les cas A399-A401 et A3391-A3395.

#### 9.3.1 Modèle de profil de pression

Les émissions X et tSZ peuvent être calculées à partir des profils de température et de densité des électrons du gaz chaud. Nous utiliserons dans la suite l'hypothèse que les amas sont en équilibre thermique à une température constante, le profil de pression permettant ainsi de rendre compte du profil de densité.

##### $\beta$ -model

Le profil isotherme nommé  $\beta - model$  est le profil ayant été le plus intensivement utilisé pour la modélisation du profil de densité des amas de galaxies, bien que les observations aient

montré que ce modèle était trop simple et ne saurait rendre en détails du milieu intra-amas, ce dernier permet l'estimation du comportement du gaz avec un nombre restreint de paramètres. Dans notre cas, nous nous intéressons à la soustraction de l'essentiel du signal et non à la description détaillée de l'intérieur des amas de galaxies. Nous pourrions donc utiliser ce modèle sans pâtir de ses faiblesses.

## GFW

Nous utiliserons également un profil de la forme GFW [Nagai *et al.* 2007a], qui a déjà été intensivement discuté dans le chapitre 8. Ce profil a permis de modéliser avec précision le profil de pression pour les amas de l'échantillon *XMM – ESZ* pour lesquels on obtient un  $\chi_{ndf}^2$  de 0.9 pour le meilleur ajustement. De même, ce modèle a su montrer son efficacité pour l'amas de Coma [Planck Collaboration *et al.* 2012b] où il a permis un ajustement précis du profil de pression de l'amas malgré une morphologie très perturbée.

## Construction des cartes de modèle pour l'effet tSZ et l'émission X

Pour l'émission tSZ, nous intégrons la pression le long de la ligne de visée sur un rayon de  $5 \times R_{500}$ . La carte résultante du paramètre de Compton est convoluée par un lobe gaussien de 7.18 arcminutes pour être comparable avec les cartes obtenues à partir des données PLANCK. Pour l'émission X nous supposons un amas isotherme et donc déduisons le profil de densité à partir du profil de pression. Nous calculons alors la brillance de surface de l'amas en intégrant le carré de la densité le long de la ligne de visée jusqu'à un rayon de  $5 R_{500}$ . Une carte X en coups par seconde est obtenue à partir de cette brillance en utilisant le modèle MEKAL [Mewe *et al.* 1985, Mewe *et al.* 1986, Kaastra 1992, Liedahl *et al.* 1995] pour l'émission de l'amas, le modèle WABS [Morrison & McCammon 1983] pour l'absorption par l'hydrogène neutre le long de la ligne de visée ainsi que la réponse des instruments du satellite ROSAT utilisés pour effectuer la mesure.

$$CR = RESP \star [MEKAL(n_e, T_e, z, ab) \times WABS(l, b, nH)] \quad (9.1)$$

avec  $CR$  le nombre de coups par seconde observé,  $RESP$  est la réponse du détecteur,  $n_e$  la densité électronique,  $T_e$  la température électronique,  $z$  le décalage vers le rouge,  $ab$  est la métallicité,  $l$  la longitude,  $b$  la latitude et  $nH$  la densité de colonne d'hydrogène neutre.

Nous avons converti le profil de densité en taux de coups dans le détecteur ROSAT-PSPC, en utilisant le modèle MEKAL que nous avons décrit et en tenant compte de l'absorption, via XSPEC [Arnaud 1996]. Le modèle MEKAL permet de connaître le nombre de photons émis à une longueur d'onde donnée par unité de volume en fonction de la densité électronique, la température et la métallicité, ainsi que le décalage vers le rouge pour pouvoir convertir ces unités de volume en unités angulaires sur le ciel et tenir compte du décalage en fréquence subi par les photons X (ce qui dans le cas d'un spectre EM non plat, type rayonnement bremsstrahlung, modifie le nombre de coups effectivement détectés dans une bande en fréquence donnée). Le modèle WABS utilise des cartes de densité de colonne de HI [Dickey & Lockman 1990, Kalberla *et al.* 2005] pour estimer l'effet de l'absorption le long de la ligne de visée. La carte finale est convoluée avec un lobe gaussien de 2 arcminutes pour être comparée avec les cartes ROSAT dégradées à 2 arcminutes que nous utilisons. Les deux cartes X et tSZ subissent finalement la même reprojexion que les cartes observées de façon à reproduire au mieux la même chaîne d'analyse pour le modèle et les observations.

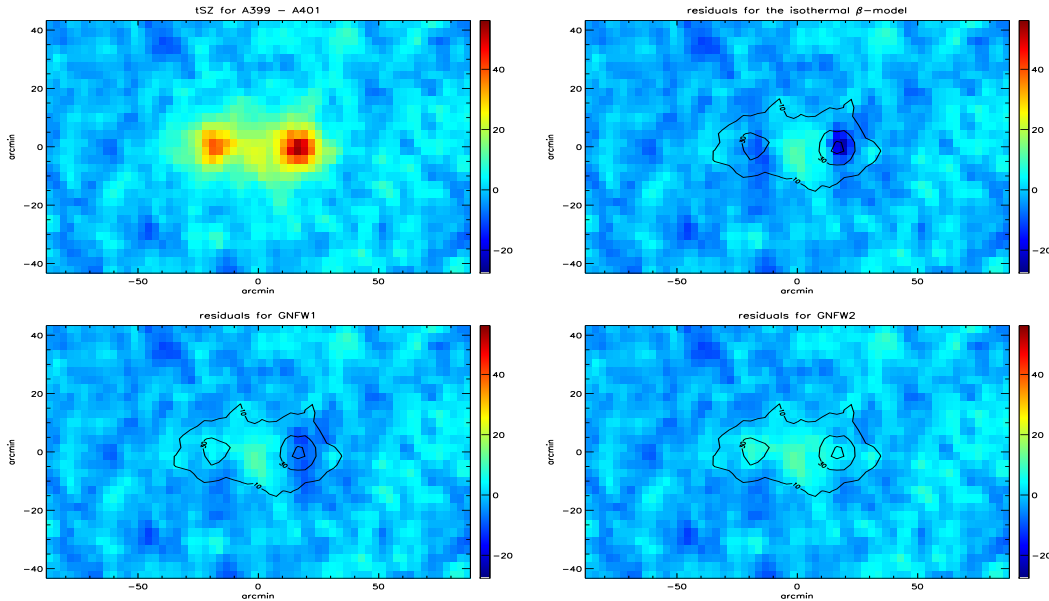


FIGURE 9.3 – De gauche à droite et de haut en bas nous présentons la carte MILCA, le résidu pour le  $\beta$ -model et les modèles GNF1 et GNF2 décrits dans le texte.

### 9.3.2 Ajustement des émissions tSZ et X-ray

Nous avons utilisé deux modèles ( $\beta$  et GNF1) afin d'ajuster les émissions tSZ et X pour les paires A399-A401 et A3395-A3391. Pour le  $\beta$ -model, nous avons ajusté la densité centrale  $n_{e0}$  et le rayon caractéristique  $r_c$  de chaque amas de galaxies. Pour le modèle GNF1 nous avons effectué deux ajustements distincts : GNF1 et GNF2. Pour le premier, nous avons fixé la pente externe  $\beta$  et ajusté les autres paramètres. Pour le second  $c_{500}$ ,  $\gamma$  la pente interne et  $\alpha$ , la pente intermédiaire, sont fixées aux valeurs du profil de pression universel [Arnaud *et al.* 2010] et les paramètres  $P_0$  et  $\beta$  sont laissés libres.

Nous avons ajusté chaque amas indépendamment en excluant la région entre les deux amas (où se trouve l'excès que nous voulons mettre en évidence). Différents ajustements ont été effectués, incluant soit uniquement les données tSZ, soit les données X, soit simultanément les deux ensembles de données X et tSZ. Les ajustements sont réalisés directement sur les cartes présentées à la figure 9.1 afin d'éviter toute perte d'information lors de la projection utilisée pour le calcul des profils. Les erreurs corrélées qui existent entre les pixels de la carte d'effet tSZ sont prises en compte lors du calcul de la fonction de vraisemblance (qui est calculée en supposant des erreurs gaussienne) utilisée pour l'ajustement. Dans le cas de l'ajustement conjoint à partir des données X et tSZ les fonctions de vraisemblance sont normalisées par leur volume et ensuite multipliées entre elles pour obtenir le meilleur ajustement.

### 9.3.3 Résultats pour A399-A401

Les tables 9.2, 9.3 et 9.4 présentent les meilleurs ajustements pour la paire A399-A401, pour les modèles  $\beta$ , GNF1 et GNF2 respectivement. Les cartes de résidus pour l'effet tSZ sont présentées à la figure 9.3. Nous remarquons que la température obtenue avec le modèle GNF2 est significativement plus faible que la température obtenue à partir des données XMM-Newton par [Sakelliou & Ponman 2004]. Pour les deux autres modèles cette température a été fixée

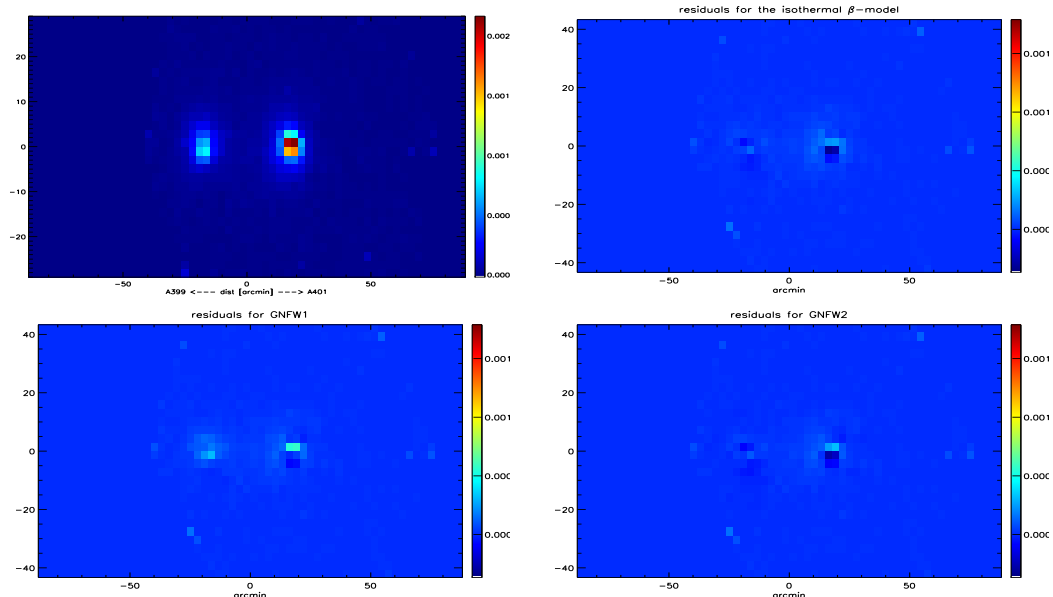


FIGURE 9.4 – De gauche à droite et de haut en bas nous présentons la carte de coups ROSAT, le résidu pour le  $\beta$ -model et les modèles GFW1 et GFW2 décrits dans le texte.

TABLE 9.2 – Meilleur ajustement pour un profil de pression de type  $\beta$ -model. Les valeurs de kT et  $R_{max}$  ont été fixées aux valeurs indiquées.

Cluster	$\beta$	$r_c$ (kpc)	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	kT (keV)	$R_{max}$ (kpc)
A399	0.928	432.8	$2.368 \times 10^{-3}$	7.23	2160
A401	0.928	298.4	$5.504 \times 10^{-3}$	8.70	2340
A3391	0.620	213.0	$2.61 \times 10^{-3}$	6.0	1500
A3395SW	0.673	328.0	$1.17 \times 10^{-3}$	4.8	1400
A3395E	0.726	356.6	$1.17 \times 10^{-3}$	5.0	1200

TABLE 9.3 – Meilleur ajustement pour le modèle GFW.  $\beta$  et kT sont fixés à des valeurs constantes pour cette analyse.

Cluster	$c_{500}$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$	$r_{500}$ (Mpc)	$P_0$ ( $\text{keV} / \text{cm}^3$ )	kT (keV)
A399	1.804	0.0	1.252	3.5	1.11	$2.04 \times 10^{-2}$	7.23
A401	2.58	0.016	1.592	3.5	1.24	$3.76 \times 10^{-2}$	8.47
A3391	0.69	0.0333	0.725	3.5	0.9	$3.083 \times 10^{-2}$	6.0
A3395SW	2.65	0.0666	2.0	3.5	1.1	$0.7 \times 10^{-2}$	4.8
A3395E	0.3	0.0	0.583	3.5	0.9	$1.89 \times 10^{-2}$	5.0

TABLE 9.4 – Meilleur ajustement pour le modèle GFW2.  $c_{500}$ ,  $\gamma$ ,  $\alpha$  et  $r_{500}$  sont fixés aux valeurs indiquées.

Cluster	$c_{500}$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$	$r_{500}$ (Mpc)	$P_0$ ( $\text{keV} \text{cm}^3$ )	kT (keV)
A399	1.18	0.308	1.05	3.5	1.11	$0.97 \times 10^{-2}$	5.0
A401	1.18	0.308	1.05	5.0	1.24	$2.4 \times 10^{-2}$	6.5
A3391	1.18	0.308	1.05	3.5	0.89	$0.75 \times 10^{-2}$	6.0
A3395SW	1.18	0.308	1.05	3.5	0.93	$0.40 \times 10^{-2}$	4.8
A3395E	1.18	0.308	1.05	3.5	0.93	$0.40 \times 10^{-2}$	5.0

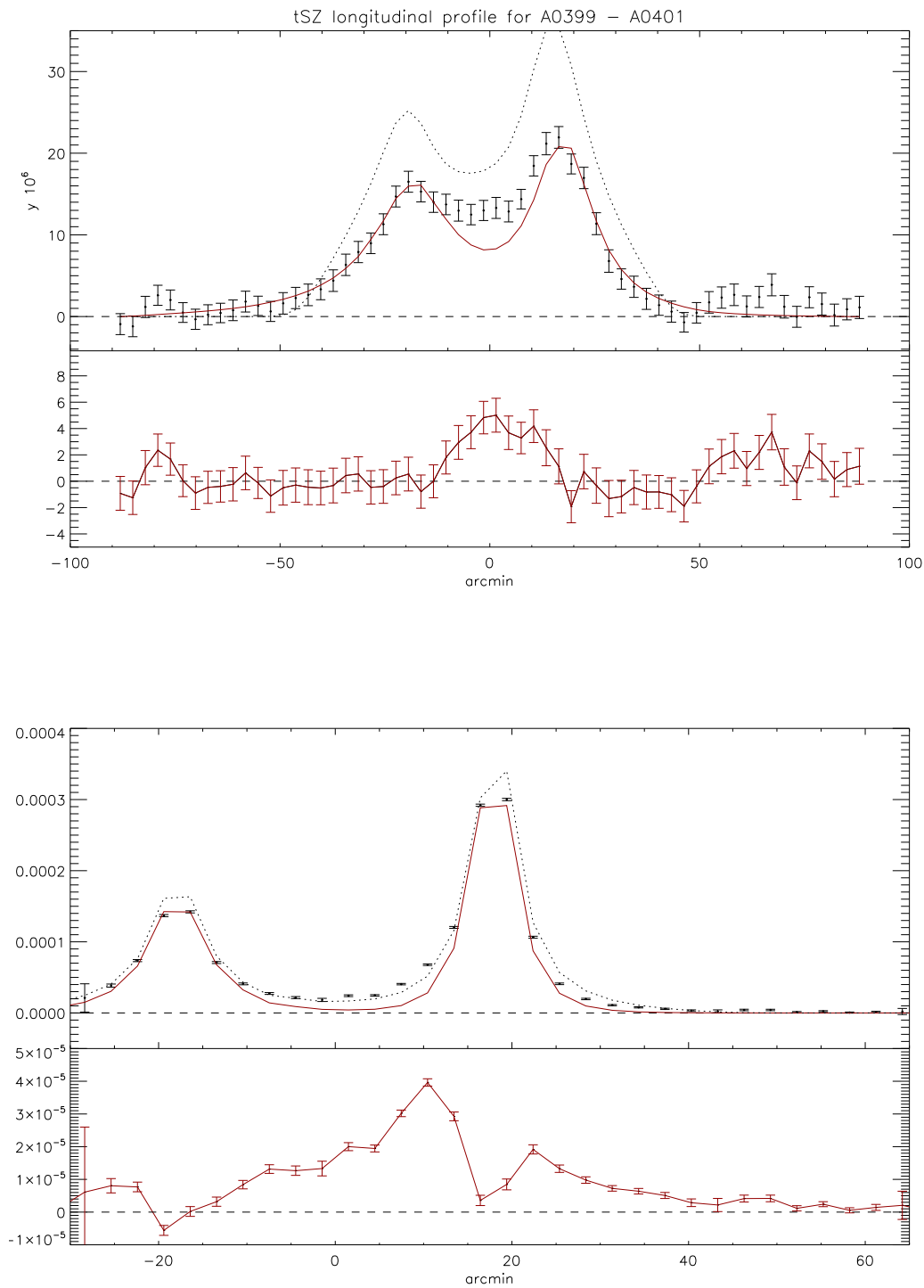


FIGURE 9.5 – Comparaison entre les profils tSZ et X observés et les modèles pour la paire d'amas de galaxies A399-A401. La courbe rouge correspond au meilleur ajustement du modèle GFWF2 sur les données. La ligne en pointillé provient du meilleur ajustement par [Sakelliou & Ponman 2004] à partir des données X. Pour chaque figures le cadre du haut présente le profil total et le cadre du bas présente le profil de résidus après soustraction du modèle GFWF2.

à la température spectroscopique X [Sakelliou & Ponman 2004]. La métallicité a été fixée à  $0.2Z_{\odot}$ . La densité de colonne d'hydrogène neutre dans la direction de la paire A399-A401 est de  $nH = 1.09 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  [Dickey & Lockman 1990] et les décalages vers le rouge sont respectivement  $z = 0.0737$  et  $z = 0.0724$  pour A399 et A401. Pour le calcul du modèle issu de [Sakelliou & Ponman 2004], le rayon d'intégration du modèle le long de la ligne de visée a été fixé à  $r_{200}$ . Ce choix n'a pas de répercussions sur le résultat tant que le rayon maximal est suffisamment large. Nous ne discuterons pas plus avant le désaccord entre ces deux valeurs. Notre propos est de reproduire au mieux les profils X et tSZ des amas de galaxies dans la partie externe de la paire afin de pouvoir les extrapoler dans la partie interne et ainsi soustraire la contribution des amas ne laissant que l'excès que nous désirons caractériser.

La figure 9.3 met en évidence le résidu présent dans la partie interne de la paire après soustraction de la contribution des amas de galaxies. Ceci s'observe aussi à la figure 9.5, en haut, qui présente le profil longitudinal d'effet tSZ et le résidu après soustraction du modèle GNW2. On observe un excès de signal prédit à partir du modèle issu des contraintes X [Sakelliou & Ponman 2004] (en pointillé). L'origine de ce désaccord peut être une surestimation de la température (la température X étant pondérée par le carré de la densité, là où la température tSZ est pondérée par la densité), ou à une surestimation de la densité dans les parties externes des amas par le  $\beta$ -model ajusté sur l'émission X [Sakelliou & Ponman 2004] qui ne contraint que faiblement la partie externe de l'amas. Une telle surestimation se répercute sur l'ensemble de la carte que nous observons, du fait de la projection sur la ligne de visée.

Dans la figure 9.4 nous présentons la carte de ROSAT-PSPC pour la paire A399-A401 et les résidus après soustraction des modèles  $\beta$ , GNFW1 et GNFW2. Nous observons que le modèle sous estime légèrement le signal dans la partie centrale de la paire, cet excès coïncidant ainsi avec l'excès que nous observons via l'effet tSZ. Ceci s'observe également en bas sur la figure 9.5 qui présente le profil X observé et le résidu obtenu pour le modèle de pression GNFW2 que nous utilisons. Un excès similaire est également observé avec les données XMM-Newton par [Sakelliou & Ponman 2004], pour lequel ces derniers concluent : "Qu'aucun des deux amas n'abritent un noyau actif de galaxie, dont la présence pourrait être invoquée pour expliquer le besoin d'une faible composante centrale supplémentaire". Le profil déduit des observations XMM-Newton est également représenté en pointillé sur la figure, dont l'accord est excellent pour l'émission X, a contrario de ce que l'on observe pour l'émission tSZ.

Cependant, ce désaccord n'est pas surprenant, nous avons déjà mentionné plusieurs éléments de réponse. En effet, comme là montré [Hallman *et al.* 2007], l'hypothèse selon laquelle l'amas serait isotherme affecte la détermination des paramètres physiques de l'amas avec les effet tSZ et X. Le profil des émissions tSZ et X ne peut être représenté de façon satisfaisante avec les mêmes paramètres pour un  $\beta$ -model.

Les différences de sensibilités des 2 effets (tSZ et bremsstrahlung) aux détails des distributions de température et de densité sont également importantes, même si l'on compare les grandeurs intégrées  $Y$  (le paramètre de Compton intégré), et  $Y_X = k_B T M_{gas}$  [Kravtsov *et al.* 2006], le rapport entre ces grandeurs est inférieur à 1 comme le montre diverses analyses ([Arnaud *et al.* 2010, Planck Collaboration *et al.* 2011q, Andersson & SPT Collaboration 2010, Rozo *et al.* 2012]). Ceci est en accord avec nos résultats et confirme la nécessité d'une analyse conjointe tSZ et X-ray pour lever les dégénérescences.

Toutefois, bien que notre description des amas soit limitée pour la partie interne de ces derniers, elle permet une description satisfaisante de la partie externe des amas. Ceci nous permet une soustraction efficace de la contribution des amas dans la région interne à la paire.

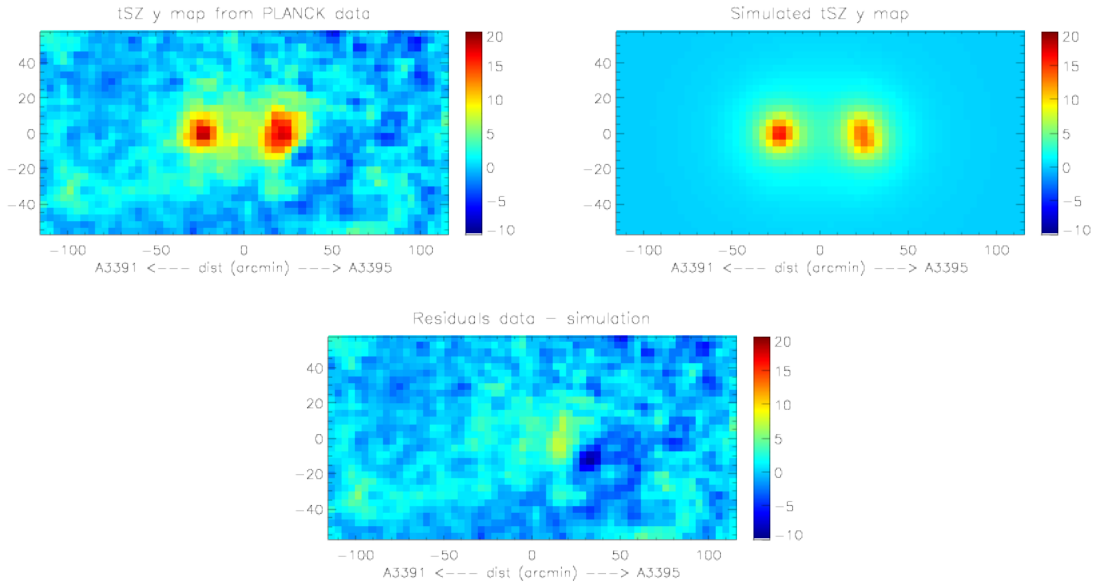


FIGURE 9.6 – Cartes du paramètre de Compton de l'effet tSZ, meilleur ajustement et résidus après soustraction de ce dernier pour la paire A3395-A3391

### 9.3.4 Résultats pour A3395-A3391

La modélisation du système A3395-A3391 est un défi. A3395 est un système multiple formé par au moins 3 composantes bien identifiées ([Tittley & Henriksen 2001]). Pour notre propos, nous avons considéré les deux composantes dominantes en émission X (qui seront respectivement nommées SW et E). Le temps d'exposition plus faible pour cette paire par rapport à A399-A401 rend difficile une distinction entre le bruit de fond et l'émission X diffuse dans la région interne du système. Cependant, les amas qui forment le système A3395 sont clairement allongés (ceci est également évident sur les images fournies par XMM et Chandra de ce système [Tittley & Henriksen 2001]), ce qui ajoute à la difficulté de la modélisation. Dans le cas de l'effet tSZ, bien qu'un signal semble être présent dans la région interne de la paire, la modélisation est affectée par le fait que la résolution de PLANCK ne permet pas de distinguer les différentes composantes du système A3391-A3395. Cependant, nous sommes en mesure de réaliser un ajustement basique sur les données X et tSZ. Les paramètres des meilleurs ajustements pour le profil de pression de ces amas sont présentés dans les tables 9.2, 9.3 et 9.4, pour les modèle  $\beta$ , GNFW1 et GNFW2. La figure 9.6 montre la carte MILCA de l'effet tSZ pour la paire A3391 et A3395, le meilleur ajustement GNFW2 et le résidu après sa soustraction. On observe la présence d'un fort excès au centre la paire, localisé précisément dans le voisinage immédiat de A3395. Le paramètre de Compton intégré de ce résidu est de  $Y = (4.5 \pm 0.7) 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ , du même ordre de grandeur que le signal observé pour la paire A399-A401. Cependant, ce résidu est proche de la composante Nord Ouest (NW) de l'amas [Tittley & Henriksen 2001], qui n'a pas été incluse dans notre modèle. Ceci indique qu'un modèle plus complexe est nécessaire pour effectuer la soustraction de la contribution de cet amas de galaxies. Étant donnée la complexité de la modélisation, cette région ne permet pas de fournir des contraintes fiables sur les propriétés du milieu situé entre les amas. Par conséquent, nous ne considérerons pas ce système dans la suite de notre analyse et nous nous focaliserons sur la paire A399-A401. On retiendra cependant l'importante émission tSZ dans le secteur NW de A3395 en comparaison de la très faible émission X dans le même secteur, ce qui met de nouveau en évidence la capacité de l'effet tSZ à sonder des composantes du gaz intra-amas peu visibles en X.

## 9.4 Analyse du résidu inter-amas

### 9.4.1 Modélisation du résidu

Afin de modéliser l'excès de signal que nous avons détecté entre les amas A399 et A401 nous avons considéré deux approches : (1) Un amas supplémentaire entre les deux amas A399 et A401, (2) Une structure filamentaire reliant les deux amas, décrite par un modèle paramétrique.

#### Amas additionnel

Ici nous avons émis l'hypothèse que le signal que nous observons pourrait provenir d'un amas à haut redshift se trouvant derrière les amas A399 et A401. Nous allons donc modéliser la contribution d'un tel amas au signal total observé. Pour simplifier la modélisation nous avons considéré que les propriétés de l'amas de galaxies sont complètement définies par son redshift  $z$  et sa masse  $M_{500}$ , qui seront donc les paramètres libres de notre modèle. À partir de  $M_{500}$ , nous calculons la valeur de  $R_{500}$  en utilisant la valeur de la densité critique à un redshift  $z$  donné et nous utilisons une relation d'échelle pour déterminer la température de l'amas (qui est supposé isotherme). Finalement nous utilisons un profil de pression universel pour décrire la répartition de pression au sein de l'amas.

#### Structure filamentaire

Dans ce cas nous supposons que la région entre les amas peut être décrite par un filament, que nous décrirons comme un tube orienté de façon perpendiculaire à la ligne de visée. Nous supposons également une température isotherme pour le filament. Pour la densité électronique dans le filament, nous avons considéré un modèle dépendant de sa densité, de sa température et de son rayon. Le profil utilisé pour la densité, et par extension pour la pression est donné par :

$$n_e(r) = \frac{n_e(0)}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}\beta}}, \quad (9.2)$$

avec  $\beta = 4/3$  et  $r_c = 10$  arcminutes. Les paramètres libres du modèle sont la température  $T$  et la densité électronique centrale  $n_e(0)$ . La valeur de  $\beta$  est fixée en utilisant un modèle de filament non magnétisé isotherme [Ostriker 1964]. Le rayon  $r_c$  est contraint par l'extension du résidu (supposé à symétrie cylindrique) dans la direction orthogonale à la ligne de visée et à la direction reliant les deux amas. Les bords du filament dans la direction longitudinale sont placés à une distance  $R_{500}$  des centres respectifs des amas de galaxies.

### 9.4.2 Le cas de la paire A399-A401

À partir des trois modèles de profils de pression décrits précédemment nous avons calculé le résidu d'effet tSZ et d'émission X. La quantité de signal présente dans la région entre les amas est alors utilisée pour contraindre les paramètres physiques de l'objet à la source du résidu sous l'hypothèse d'un troisième amas où l'hypothèse d'un filament.

Dans le cas d'un amas additionnel situé en arrière plan de la paire A399-A401, nous obtenons la fonction de vraisemblance présentée à la figure 9.7 les intervalles de confiance à 68, 95.5 et 99% pour  $z$  et  $M_{500}$ . Un amas produisant un tel signal tSZ avec un signal X si faible devrait se



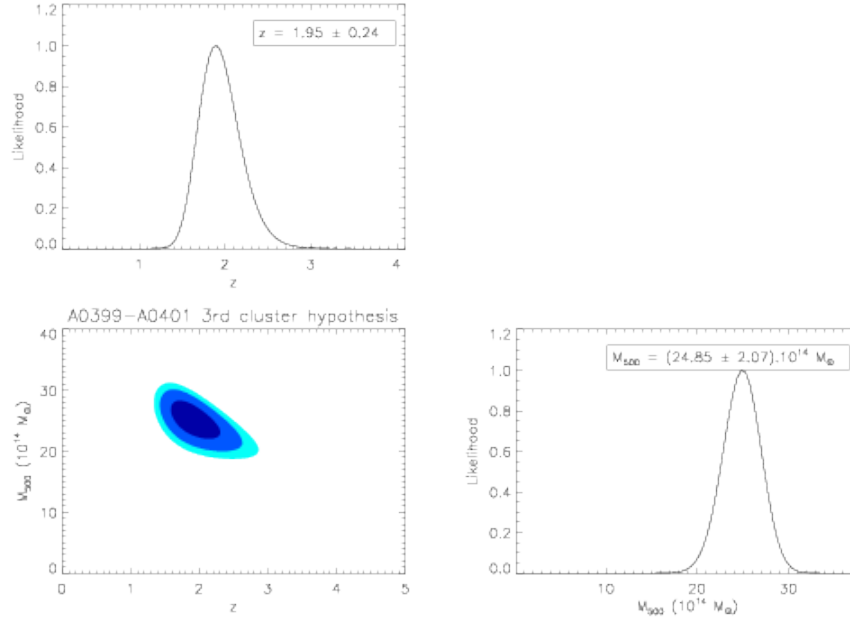


FIGURE 9.7 – Contraintes sur  $z$  et  $M_{500}$  dans le cas d'un amas de galaxies supplémentaire en arrière plan de la paire A399-A401. En bas à gauche la fonction de vraisemblance avec les intervalles de confiance à 68, 95 et 99%. En haut et en bas à droite sont représenté les fonctions de vraisemblance marginalisée respectivement pour  $z$  et  $M_{500}$ .

trouver à un *redshift* de 1.95 et être très massif  $M_{500} = 2.4 \times 10^{15} M_{\odot}$ . Ce résultat nécessiterait l'existence d'un amas extrêmement massif à très haut *redshift*. Ceci n'est pas en accord avec nos connaissances sur la formation des structures, qui prédisent que les amas massifs se forment à bas *redshift* (voir par exemple la figure 2 de [Harrison & Coles 2012]).

Le meilleur ajustement dans le cas d'un filament est présenté à la figure 9.8 avec les intervalles de confiance à 68, 95.5 et 99% pour  $T$  et  $n_e(0)$ . Nous obtenons une température pour le filament de  $(7.08 \pm 0.85)$  keV et une densité électronique centrale de  $(3.72 \pm 0.17) 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ . Ce résultat est cohérent avec les résultats présentés par [Sakelliou & Ponman 2004]. La figure 9.9 présente les profils et résidus pour l'effet tSZ et l'émission X après soustraction des modèles d'amas de galaxies et de filament. Nous observons que l'excès d'effet tSZ dans la région entre les deux amas est bien décrit par un modèle de forme filamentaire. Le paramètre de Compton intégré de la région centrale est  $Y = (6.1 \pm 0.7) 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ .

Ces résultats sont donc en faveur de l'hypothèse d'une structure filamentaire reliant les deux amas de galaxies A399 et A401.

## 9.5 Comparaison avec des simulations hydrodynamiques

Nous avons appliqué l'analyse complète décrite dans la section précédente à des simulations hydrodynamiques d'une région ayant des propriétés similaires à celle de notre paire A399-A401 [Dolag *et al.* 2006]. Contrairement aux simulations présentées dans [Dolag *et al.* 2006], ces simulations ont été réalisées en tenant compte du refroidissement radiatif, du réchauffement par un rayonnement de fond UV et des processus de formation d'étoiles, basé sur une approche par sous résolution, pour une description multiphase de la formation des structures dans le milieu interstellaire [Springel & Hernquist 2003]. Les simulations prennent aussi en compte l'in-

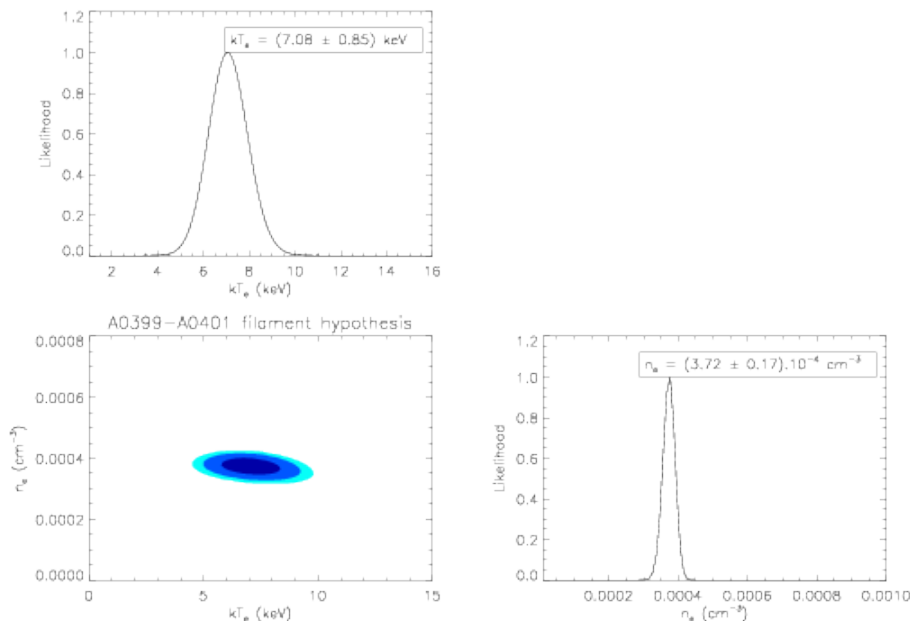


FIGURE 9.8 – Contraintes sur la température et la densité du filament dans la région située entre les deux amas A399-A401. En bas à gauche, la fonction de vraisemblance avec les intervalles de confiance à 68, 95 et 99%. En haut et en bas à droite sont représentés les fonctions de vraisemblance marginalisées respectivement pour la température et densité électronique. Il est important de remarquer la haute température que nous obtenons  $\simeq 7$  KeV, en accord avec la température spectroscopique X [Sakelliou & Ponman 2004]

jection d'éléments lourds formés dans les étoiles issues de l'histoire passée de l'Univers [Tornatore *et al.* 2004, Tornatore *et al.* 2007]. Ceci est réalisé en prenant en compte la contribution des supernovæ de type-II et de type-Ia. L'énergie et les éléments lourds sont injectés progressivement au cours du temps, en accord avec la durée de vie des différentes populations d'étoiles. Ces simulations incluent également la dépendance entre le refroidissement du gaz et la métallicité locale [Salpeter 1955].

Nous avons concentré notre analyse sur un système de deux amas entamant un processus de fusion et ayant des caractéristiques physiques similaires à celles de la paire d'amas A399-A401. Dans la simulation, un amas avec une masse Viriel de  $6.5 \times 10^{14} M_{\odot}/h$  (halo d) fusionne avec un amas possédant une masse de  $1.1 \times 10^{15} M_{\odot}/h$  (halo b), à  $z = 0.07$ . Les deux systèmes sont séparés par une distance physique de 4 Mpc/h, qui est très comparable au cas de A399-A401 dont la distance projetée est de  $\simeq 3$  Mpc. D'avantage de détails sur la géométrie de ce système peuvent être trouvés dans [Dolag *et al.* 2006]. La Figure 9.10 présente la carte de paramètre de Compton obtenue après multiplication par  $10^6$ . Elle inclue la résolution instrumentale, les effets de projection et le bruit instrumental (simulé à partir du bruit présent dans la carte MILCA en utilisant des simulations *Monte Carlo* voir chapitre 5). Après soustraction du meilleur ajustement (en haut à gauche de la figure), nous ajustons le résidu (en bas de la figure) avec le modèle de filament décrit précédemment. Nous retrouvons pour le paramètre de Compton intégré une valeur de  $Y = (3.5 \pm 0.7) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ , ce qui est en accord avec la valeur du signal sur la carte d'entrée  $Y_{input} = 3.2 \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ .

Nous avons tracé l'origine des particules dans la simulation numérique qui sont à l'origine

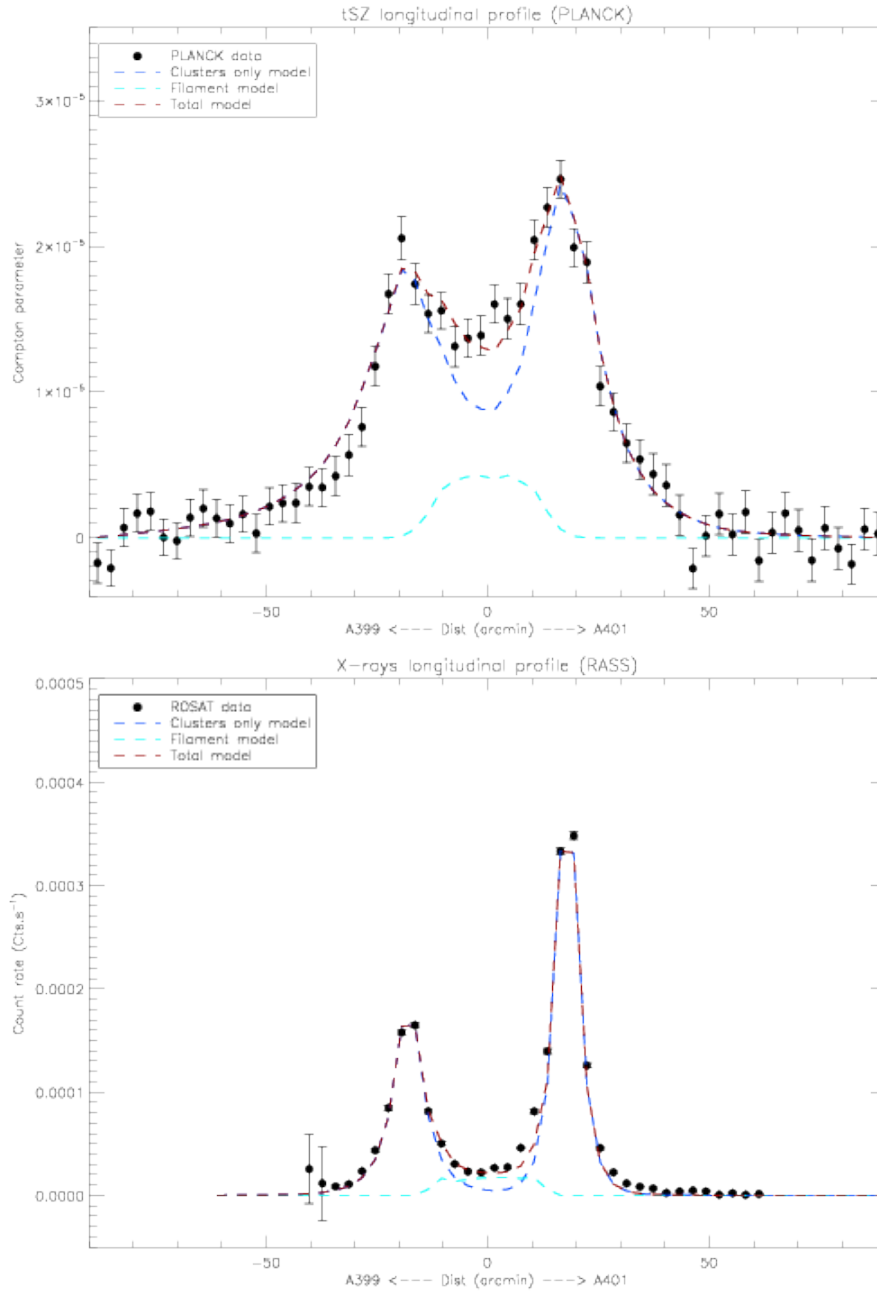


FIGURE 9.9 – De gauche à droite : profil longitudinal tSZ (en haut) et X (en bas), les données PLANCK et ROSAT (point noir), le modèle total (ligne rouge), la contribution des amas de la paire (bleu claire) et le filament seul (bleu foncé).

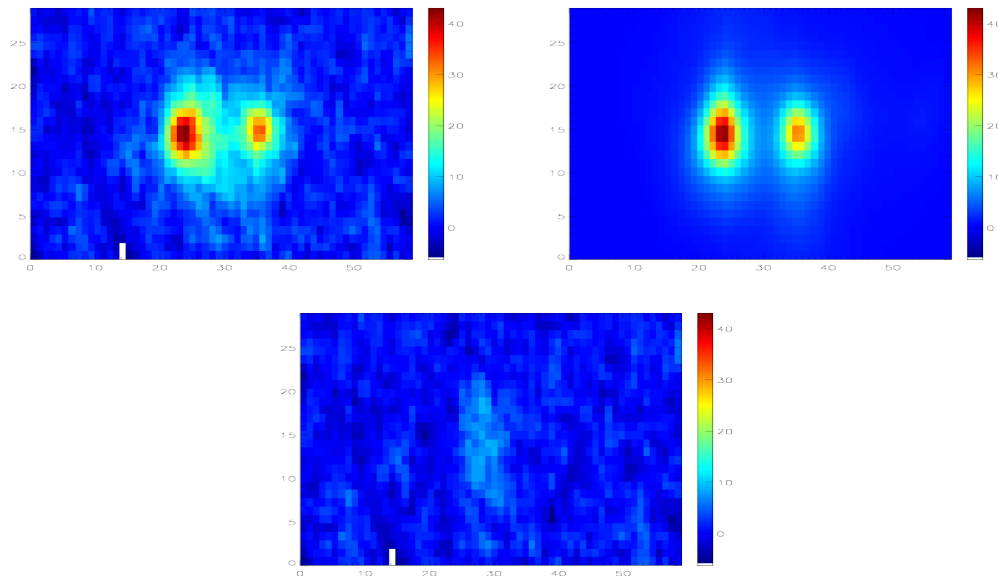


FIGURE 9.10 – De gauche à droite et de haut en bas : Carte du paramètre de Compton ( $y \times 10^6$ ) pour le halo (b) dans les simulations numériques, modélisation des amas de la paire et résidus après soustraction.

du signal que nous observons dans la carte de paramètre de Compton obtenue à  $z=0.07$ . Nous distinguons les particules provenant de la partie principale d'un des deux amas de galaxie (en dessous de  $0.5 R_{vir}$ ) et les particules appartenant au filament. Ces dernières sont sélectionnées comme étant contenues dans un cylindre de 1 Mpc/h de diamètre entre les deux amas et se trouvant au-delà de  $0.5 R_{vir}$ . Nous définissons également les particules composant la partie interne du filament comme étant contenues dans un cylindre de 0.5 Mpc/h de diamètre entre les deux amas et au delà de  $0.75 R_{vir}$ . Sur la figure 9.11 sont représentées les différentes populations de particules ainsi que leur évolution au cours du temps pour différentes valeurs du *redshift*. En allant à rebours dans le temps  $z=0.1$ ,  $z=0.2$  et  $z=0.3$  (correspondant à 0.4, 1.5 et 2.5 Giga ans) on trouve l'origine des particules composant la structure filamentaire. Étant donnée l'origine de ces particules, le milieu inter-amas à  $z=0.07$  est peuplé par deux populations distinctes. L'une de ces composantes vient du matériel qui appartient à la partie extérieure d'un des amas à  $z=0.3$  et la deuxième provient d'une structure très diffuse, qui relie les deux amas. Cette structure a une forme de "feuille". Les particules constituant la partie interne de l'amas ont pour origine des régions situées à des distances plus grande que  $0.5 R_{vir}$  au cours de ces dernières 2.5 milliard d'années.

Ceci est plus évident sur la figure 9.12, qui présente la distribution des particules au cours du temps de façon plus lisible. Dans ce cas, les particules sont agencées en fonction de la distance minimum à un amas. En nous focalisant sur la partie interne du filament (en bleu claire), seule une petite partie des particules de cette région se trouvent à des distances plus proches que  $0.5 R_{vir}$  d'un des amas à  $z=0.3$ . Plus de la moitié proviennent des régions situées entre  $0.5 R_{vir} < R < R_{vir}$  et une fraction non négligeable proviennent de régions au delà de  $R_{vir}$ . Ces simulations mettent donc en évidence le fait que cette région pourrait être peuplée par un mélange de particules provenant du milieu des amas et du milieu inter-galactique.



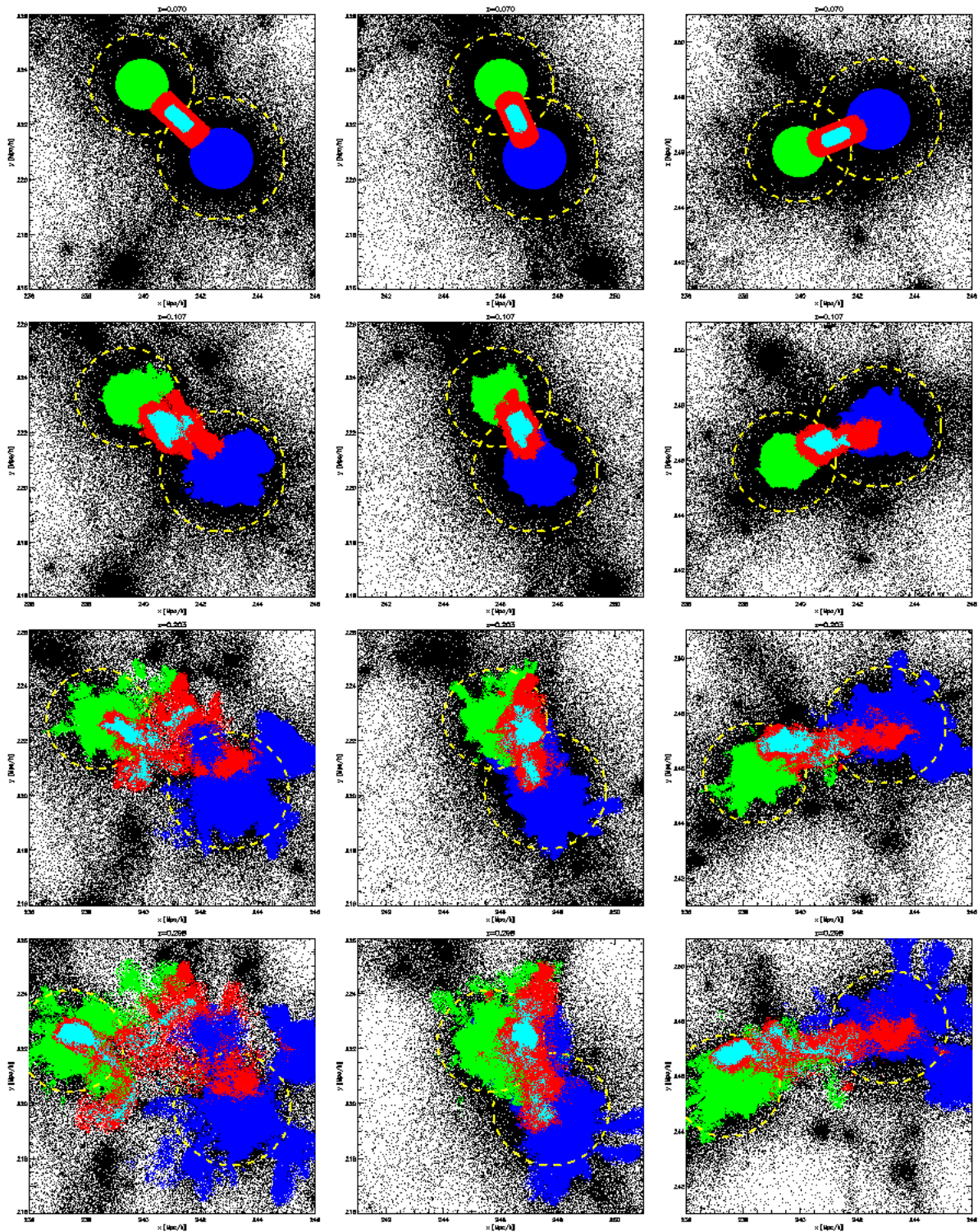


FIGURE 9.11 – Projections selon les axes (x,y et z) des particules dans la simulation numérique. La ligne supérieure représente la simulation à  $z=0.07$ . Les lignes suivantes représentent les cas à  $z=0.1$ ,  $z=0.2$  et  $z=0.3$ . Les particules ont été colorées avec un code de couleur en fonction de leurs positions : Vert/bleu pour les particules appartenant à un amas de galaxies, rouge pour la région du filament et cyan pour la partie centrale du filament. Les cercles jaunes marquent le rayon Viriel de chaque amas.

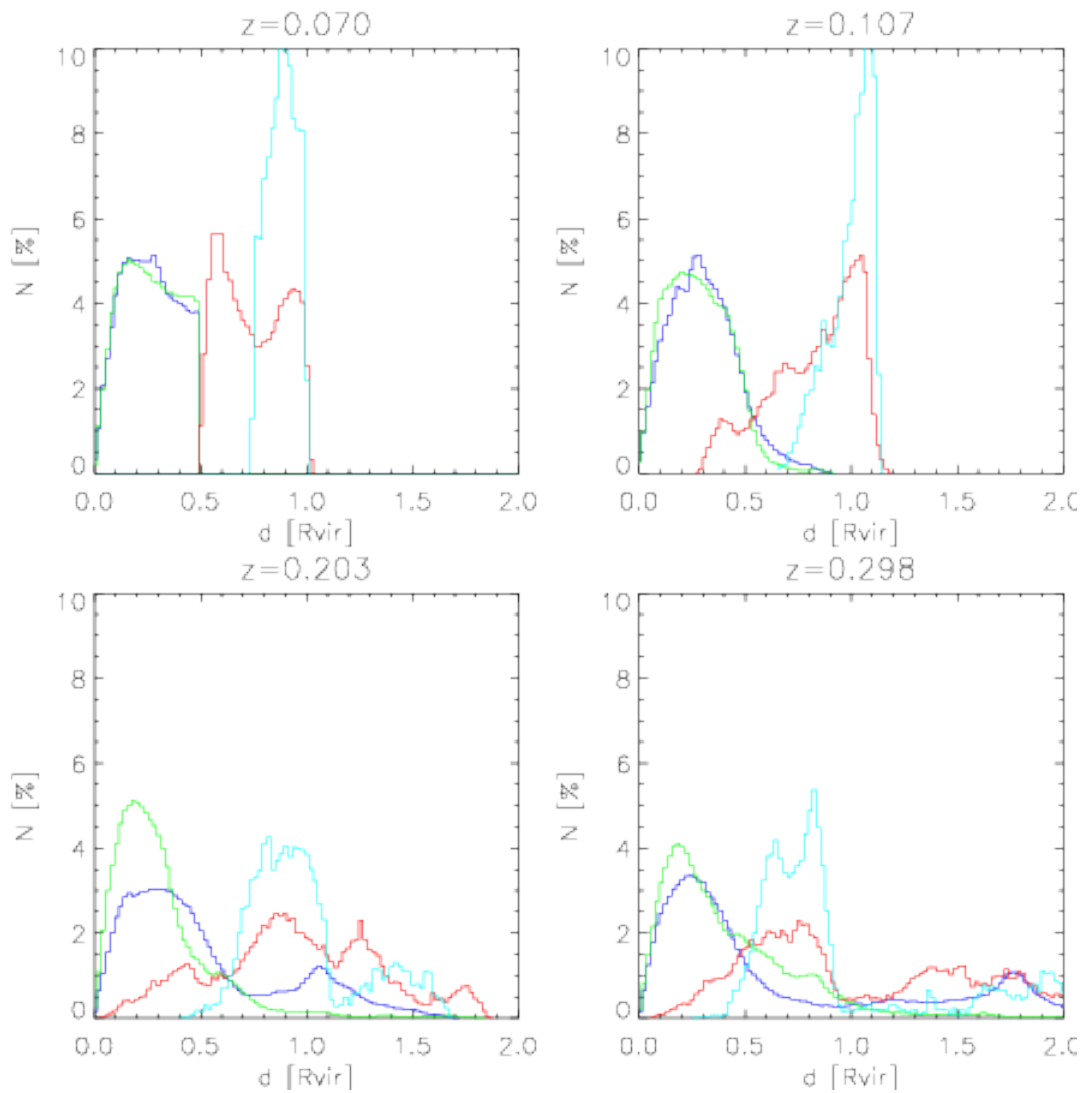


FIGURE 9.12 – Évolution de la distribution radiale des particules par rapport au centre de l'amas le plus proche. Le code de couleur est le même que pour la figure 9.11.

## 9.6 Discussion et conclusions

La présence du signal tSZ significatif observé entre la paire d'amas A399 et A401, combinée avec le faible flux observé en X, met en évidence la possibilité de l'existence d'un filament connectant les deux amas de ce système. La fusion des deux amas contribue à l'augmentation de la pression, ce qui amplifie l'effet tSZ produit. Ces résultats sont en accord avec ce que prédisent les simulations numériques actuelles, dans lesquelles les parties internes des amas en interaction peuvent présenter un signal tSZ significatif [Dolag *et al.* 2006].

Pour le cas de la paire d'amas A399-A401, des études précédentes ont montré que le milieu inter-amas est comprimé par le processus de fusion [Fujita *et al.* 1996, Sakelliou & Ponman 2004]. [Akahori & Yoshikawa 2008] ont étudié l'instabilité de ce système avec des données simulées et trouvent qu'il pourrait exister un choc significatif au bord de la région reliant les deux amas. Ce choc pourrait expliquer une augmentation de l'effet tSZ (comme pour l'amas de Coma). Aussi, les observations de Suzaku montrent une métallicité élevée de  $0.2 Z_{\odot}$  [Fujita *et al.* 2008]. Ces travaux ont permis d'estimer que le pont de matière devrait avoir une densité électronique de  $n_e \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$  ([Fujita *et al.* 1996], [Sakelliou & Ponman 2004], [Fujita *et al.* 2008]).

La séparation apparente sur le ciel entre les deux amas est de  $\simeq 3$  Mpc. Cependant, du fait de la légère différence de redshift entre les deux amas, la distance physique est de  $\simeq 5$  Mpc. Donc les amas sont séparés par une distance plus grande que leur rayon Viriel respectif. En conséquence, nous pouvons conclure que le signal observé par PLANCK dans la région inter-amas est dû, en grande partie tout du moins, à des baryons se trouvant en dehors des amas de galaxies.

Le flux tSZ observé ne peut, au regard du faible signal X mesuré, être produit par un amas se trouvant en arrière plan de la paire. De plus, les simulations numériques impliquent qu'une partie de la matière contribuant au signal provient des régions extérieures aux amas.

Le pont de matière observé par PLANCK constitue ainsi une phase dense et chaude du milieu inter-amas, et montre la présence de baryons en dehors des amas de galaxies.

# Conclusions et Perspectives

L'objectif principal de ce travail a été la présentation de quelques étapes clefs d'une chaîne d'analyse permettant d'arriver à des résultats physiques à partir de données ordonnées en temps du satellite PLANCK. Je me suis tout particulièrement focalisé sur l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique produit par les amas de galaxies. Ceci a permis ainsi une comparaison entre les grandes structures observées dans l'Univers et les simulations hydrodynamiques reposant sur notre connaissance actuelle du processus de formation des structures.

Dans une première partie, j'ai présenté est la caractérisation du bruit présent dans les données ordonnées en temps du satellite PLANCK. Ceci a permis l'exclusion et la correction des échantillons de données contaminées par des effets systématiques tels que les sauts de ligne de base (1% des données) et le RTS (environ 5% des données). Ainsi ces sources de contaminations n'ont pas été projetées sur le ciel à l'étape de construction des cartes. Ce travail a permis de garantir un faible niveau de contamination par des sauts de ligne de base (avec une amplitude inférieur à  $0.4 \sigma$ ) et par le RTS (avec une amplitude inférieur à  $0.2 \sigma$ ).

Dans la seconde partie de mon travail, je me suis focalisé sur le développement d'une technique de séparation de composantes : la méthode MILCA. Cette méthode s'est révélée performante dans le cadre de l'extraction de l'effet tSZ. Cette méthode peut aussi être appliquée en vue de construire des cartes de l'émission des raies moléculaires de CO. Cette dernière application n'a pas été développée au cours de ce manuscrit, mais fera l'objet d'une prochaine publication de la collaboration PLANCK. Cette approche présente l'avantage d'être complètement linéaire, permettant ainsi une propagation simple des incertitudes. De plus, nous n'utilisons que les données issues de l'expérience PLANCK pour la combinaison linéaire. Ceci permet un meilleur contrôle des effets systématiques.

Les cartes obtenues se sont révélées compétitives vis à vis d'autres méthodes existantes, et ont été utilisées dans le cadre de la collaboration PLANCK en vue d'extraire des informations physiques. J'ai discuté la manière optimale d'utilisation de MILCA en vue de construire des cartes de l'effet tSZ. Pour les cartes de l'effet tSZ, la résolution angulaire de 7 arcminutes est à privilégier, ajouter une contrainte sur le spectre EM du CMB permet de réduire le biais et les fréquences pour la reconstruction de l'effet tSZ clés sont 143, 217 et 353 GHz. Nous avons également discuté les différentes sources de contamination présentes dans nos cartes, dont les principales sont le Fond Diffus Infrarouge (CIB) et de façon locale les sources ponctuelles radio et infrarouge.

La troisième partie de cette thèse a présentée quelques unes des analyses physiques où la méthode MILCA a été utilisée et où j'ai contribué fortement. Dans un premier temps, j'ai participé à la validation des candidats amas de galaxies détectés en aveugle sur le ciel, permettant ainsi la construction d'un catalogue d'amas avec un haut niveau de pureté. Ceci constitue une contribution à la construction de l'Early SZ (ESZ) catalogue qui comporte 189 amas de galaxies détectés via l'effet tSZ. Dans ce travail nous avons pu mettre en évidence la capacité de la mission PLANCK à fournir une mesure de précision de l'effet tSZ en provenance des amas de galaxies. Ensuite, j'ai présenté le travail effectué au sein de la collaboration PLANCK en vue de placer des contraintes sur le profil de pression des amas de galaxies en utilisant conjointement des contraintes tSZ et des contraintes X avec l'échantillon *XMM-ESZ*. Nous avons mis en évidence le fait que la dispersion des simulations numériques englobe les observations dans les régions externes des amas de galaxies. Nous notons tout particulièrement que les simulations numériques



incluant l'effet de réinjection d'énergie par les processus astrophysiques dans le milieu intra-amas sont en meilleur accord avec le profil empilé observé. Finalement, j'ai proposé une étude détaillée d'un système binaire d'amas de galaxies (A399-A401) et mis en évidence la présence de baryons en dehors des amas de galaxies. Ces baryons présentent une distribution spatiale en accord avec ce que prédisent les simulations numériques. Ceci atteste de la présence de baryons dans une phase chaude et dense hors des amas de galaxies qui s'agence sous forme de filaments reliant les amas de galaxies.

Cette thèse permet de conclure que les observations de l'effet tSZ produit par les amas de galaxies observés via le satellite PLANCK valident le réalisme des simulations hydrodynamiques produites à partir de notre compréhension de la formation des structures. Ceci atteste que notre vision moderne de la formation des structures est en adéquation avec ce que nous pouvons observer. Afin d'aller plus loin et pouvoir étudier le cœur des amas de galaxies et les sous structures des amas de galaxies avec l'effet tSZ, l'utilisations d'instruments à haute résolution angulaire et haute sensibilité sera nécessaire. De tels perspectives sont offertes via l'utilisation de larges matrices de détecteurs bolométriques, ou encore de façon plus prospective, de matrices de KIDs [Monfardini *et al.* 2012].

## Liste de publications

Pour clore cette thèse, je donne une liste des publications dont je suis signataire accompagnée de brèves descriptions de la contribution que j'ai apportée à ces publications au cours de ma thèse. Les papiers listés ci-dessous le sont par ordre d'importance de ma contribution, de ceux auxquels j'ai le plus contribué, jusque ceux où ma contribution a été moindre.

- **MILCA : A Modified Internal Linear Combination Algorithm for the extraction of spectral emissions** [Hurier *et al.* 2010] : J'ai développé et implémenté la méthode MILCA (voir chapitre 5).
- **PLANCK intermediate results. VIII. Filaments between interacting clusters** [Planck Collaboration *et al.* 2012e] : J'ai réalisé la construction des cartes du paramètre de Compton utilisées. J'ai effectué l'ajustement de la contribution des amas de galaxies sur les données PLANCK et ROSAT. Finalement, j'ai analysé et modélisé le résidu observé entre les amas de galaxies (voir chapitre 9).
- **PLANCK Intermediate Results. V. Pressure profiles of galaxy clusters from the Sunyaev-Zeldovich effect** [Planck Collaboration *et al.* 2012c] : J'ai réalisé la construction des cartes du paramètre de Compton utilisées, développé la méthode d'extraction des profils de pression, ainsi que le traitement statistique des profils de l'effet tSZ extraits des cartes du paramètre de Compton (voir chapitre 8).
- **PLANCK Intermediate Results. X. Physics of the hot gas in the Coma cluster** [Planck Collaboration *et al.* 2012b] : J'ai réalisé la construction des cartes du paramètre de Compton utilisées et développé la méthode statistique utilisée pour traiter les incertitudes dans les cartes du paramètre de Compton.
- **PLANCK early results. VIII. The all-sky early Sunyaev-Zeldovich cluster sample** [Planck Collaboration *et al.* 2011i] : J'ai participé au processus de validation des candidats du catalogue, via la construction de cartes de l'effet tSZ, la mesure de flux par photométrie d'ouverture, la corrélation avec d'autres émissions astrophysiques et la mesure du spectre EM des candidats (voir chapitre 7).

- **PLANCK early results. IX. XMM-Newton follow-up for validation of PLANCK cluster candidates [Planck Collaboration *et al.* 2011r]** : J'ai participé à la sélection des amas observés avec le satellite XMM-NEWTON, en me basant sur la qualité du signal tSZ présent dans les données de PLANCK.
- **PLANCK Intermediate Results. I. Further validation of new PLANCK clusters with XMM-Newton [Planck Collaboration *et al.* 2011p]** : J'ai participé à la sélection des amas observés avec le satellite XMM-NEWTON, en me basant sur la qualité du signal tSZ présent dans les données PLANCK.
- **PLANCK Intermediate Results. IV. The XMM-Newton validation programme for new PLANCK galaxy clusters [Planck Collaboration *et al.* 2012f]** : J'ai participé à la sélection des amas observés avec le satellite XMM-NEWTON, en me basant sur la qualité du signal tSZ présent dans les données de PLANCK.
- **PLANCK early results. XXVI. Detection with PLANCK and confirmation by XMM-Newton of PLCK G266.6-27.3, an exceptionally X-ray luminous and massive galaxy cluster at  $z \simeq 1$  [Planck Collaboration *et al.* 2011o]** : J'ai réalisé la carte de l'effet tSZ autour de la position de l'amas de galaxies, effectué la mesure de  $Y$  dans la carte du paramètre de Compton MILCA et effectué la mesure du spectre EM de l'amas dans les différents canaux d'observation de PLANCK.
- **PLANCK intermediate results. VI : The dynamical structure of PLCKG214.6+37.0, a PLANCK discovered triple system of galaxy clusters [Planck Collaboration *et al.* 2012d]** : J'ai réalisé la construction de la carte du paramètre de Compton, ainsi que la caractérisation des erreurs dans cette carte. J'ai également pris part à l'analyse des incertitudes de reconstruction de la position des amas de galaxies dans le cas d'un faible rapport signal sur bruit dans les données de PLANCK.
- **PLANCK Intermediate Results II : Comparison of Sunyaev-Zeldovich measurements from PLANCK and from the Arcminute Microkelvin Imager for 11 galaxy clusters [Planck *et al.* 2012]** : J'ai construit les cartes du paramètre de Compton avec les données de PLANCK, autour des 11 amas inclus dans la comparaison.
- **PLANCK intermediate results. III. The relation between galaxy cluster mass and Sunyaev-Zeldovich signal [Planck Collaboration *et al.* 2012a]** : J'ai participé au control de la qualité du signal tSZ présent dans les données de PLANCK.

Et enfin, je présente une liste de publications à venir au sein de la collaboration PLANCK où figurera une partie de mon travail de thèse. Ces travaux ne sont pas présentés dans ce manuscrit, car certaines analyses sont toujours en cours ou n'ont pas encore été publiées par la collaboration PLANCK. Leur inclusion dans ce manuscrit aurait impliquée une défense à huis clos ce qui aurait empêché une diffusion de ce manuscrit.

- **Construction d'une carte d'effet tSZ tout le ciel et mesure du spectre depuis-sance de l'effet tSZ** : J'ai procédé à la construction d'une carte tout le ciel de l'effet tSZ ainsi qu'à la réalisation d'une étude des principaux effets systématiques présents dans les cartes de l'effet tSZ. De même, j'ai travaillé à la caractérisation du bruit instrumental, corrélé et inhomogène, présent dans les cartes de l'effet tSZ. J'ai aussi pris part à l'analyse des spectres de puissances des différentes cartes de l'effet tSZ. Finalement, j'ai étudié l'impact de la contamination par d'autres composantes astrophysiques sur des simulations PSM et dans les données de PLANCK.

- **Comparaison des cartes de l'effet tSZ pour différentes méthodes de séparation de composantes** : J'ai effectué la comparaison des cartes de l'effet tSZ produites à partir de différentes méthodes de séparation de composantes (principalement MILCA, GMCA et NILC) sur des simulations et dans les données d'HFI.
- **Production des cartes de CO** : J'ai construit des cartes de l'émission CO à partir des cartes de HFI en utilisant la méthode MILCA. Des cartes à 115, 230 et 345 GHz ont été produites. J'ai également réalisé la caractérisation des incertitudes et des effets systématiques sur ces cartes. J'ai également procédé à la comparaison entre les cartes de CO issus de PLANCK et des cartes de CO issus de données ancillaires.
- **Analyse des cartes de CO** : J'ai participé à l'analyse des cartes physique des cartes de CO en étudiant le comportement du rapport entre les raies à 115, 230 et 345 GHz en fonction des différents nuages moléculaires.
- **Effet de fuite entre les paramètres de Stokes** : J'ai travaillé sur la correction d'un effet systématique intervenant lors de la construction des cartes entraînant le mélange des paramètres de Stokes pour les composantes dont le spectre EM est différent de celui du CMB. Cette correction est une étape clef pour les analyses de la polarisation, tout particulièrement dans le plan galactique.
- **Traitement des données de PLANCK** : J'ai participé à la caractérisation du bruit dans les données ordonnées en temps du satellite PLANCK (voir chapitre 4).

# Bibliographie

- [Abazajian *et al.* 2005] K. Abazajian, Z. Zheng, I. Zehavi, D. H. Weinberg, J. A. Frieman, A. A. Berlind, M. R. Blanton, N. A. Bahcall, J. Brinkmann, D. P. Schneider et M. Tegmark. *Cosmology and the Halo Occupation Distribution from Small-Scale Galaxy Clustering in the Sloan Digital Sky Survey*. ApJ, vol. 625, pages 613–620, Juin 2005.
- [Abell 1958] G. O. Abell. *The Distribution of Rich Clusters of Galaxies*. ApJS, vol. 3, page 211, Mai 1958.
- [Afshordi *et al.* 2007] N. Afshordi, Y.-T. Lin, D. Nagai et A. J. R. Sanderson. *Missing thermal energy of the intracluster medium*. MNRAS, vol. 378, pages 293–300, Juin 2007.
- [Akahori & Yoshikawa 2008] T. Akahori et K. Yoshikawa. PASJ, vol. 60, page 19, 2008.
- [Alpher & Herman 1948] R. A. Alpher et R. Herman. *Evolution of the Universe*. Nature, vol. 162, pages 774–775, Novembre 1948.
- [Alpher *et al.* 1948] R. A. Alpher, H. Bethe et G. Gamow. *The Origin of Chemical Elements*. Physical Review, vol. 73, pages 803–804, Avril 1948.
- [Anders & Grevesse 1989] E. Anders et N. Grevesse. *Abundances of the elements - Meteoritic and solar*. Geochim. Cosmochim. Acta, vol. 53, pages 197–214, Janvier 1989.
- [Andersson & SPT Collaboration 2010] K. Andersson et SPT Collaboration. *X-ray Scaling Relations from the First SZE-Selected Cluster Sample*. In AAS/High Energy Astrophysics Division 11, volume 11 of *AAS/High Energy Astrophysics Division*, page 27.04, Février 2010.
- [Arnaud *et al.* 2001] M. Arnaud, D. M. Neumann, N. Aghanim, R. Gastaud, S. Majerowicz et J. P. Hughes. *Measuring cluster temperature profiles with XMM/EPIC*. A&A, vol. 365, pages L80–L86, Janvier 2001.
- [Arnaud *et al.* 2002] M. Arnaud, N. Aghanim et D. M. Neumann. *The X-ray surface brightness profiles of hot galaxy clusters up to  $z \sim 0.8$  : Evidence for self-similarity and constraints on  $\Omega_0$* . A&A, vol. 389, pages 1–18, Juillet 2002.
- [Arnaud *et al.* 2007] M. Arnaud, E. Pointecouteau et G. W. Pratt. *Calibration of the galaxy cluster  $M\{500\}$ - $Y\{X\}$  relation with XMM-Newton*. A&A, vol. 474, pages L37–L40, Novembre 2007.
- [Arnaud *et al.* 2010] M. Arnaud, G. W. Pratt, R. Piffaretti, H. Böhringer, J. H. Croston et E. Pointecouteau. *The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the  $Y_{SZ}$  -  $M_{500}$  relation*. A&A, vol. 517, page A92, Juillet 2010.
- [Arnaud 1996] K. A. Arnaud. *XSPEC : The First Ten Years*. In G. H. Jacoby et J. Barnes, éditeurs, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, volume 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 17, 1996.
- [Astier *et al.* 2006] P. Astier, J. Guy, N. Regnault, R. Pain, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, H. Lafoux, J. D. Neill, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, C. J. Pritchett, J. Rich, M. Sullivan, R. Taillet, G. Aldering, P. Antilogus, V. Arsenijevic, C. Balland, S. Baumont, J. Bronder, H. Courtois, R. S. Ellis, M. Filiol, A. C. Gonçalves, A. Goobar, D. Guide, D. Hardin, V. Lussat, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao et N. Walton. *The Supernova Legacy Survey : measurement of  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\gamma$  and  $w$  from the first year data set*. A&A, vol. 447, pages 31–48, Février 2006.

- [Atrio-Barandela *et al.* 2008] F. Atrio-Barandela, A. Kashlinsky, D. Kocevski et H. Ebeling. *Measurement of the Electron-Pressure Profile of Galaxy Clusters in 3 Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Data*. ApJ, vol. 675, pages L57–L60, Mars 2008.
- [Audit & Simmons 1999] E. Audit et J. F. L. Simmons. *The kinematic Sunyaev-Zel'dovich effect and transverse cluster velocities*. MNRAS, vol. 305, pages L27–L30, Mai 1999.
- [Bahcall *et al.* 1999] N. A. Bahcall, J. P. Ostriker, S. Perlmutter et P. J. Steinhardt. *The Cosmic Triangle : Revealing the State of the Universe*. Science, vol. 284, page 1481, Mai 1999.
- [Banday *et al.* 2003] A. J. Banday, C. Dickinson, R. D. Davies, R. J. Davis et K. M. Górski. *Reappraising foreground contamination in the COBE-DMR data*. MNRAS, vol. 345, pages 897–911, Novembre 2003.
- [Barstow & Sansom 1990] M.̃. Barstow et A.̃. Sansom. *The ROSAT WFC imaging detectors*. Proc. SPIE, vol. 1344, pages 244–254, Novembre 1990.
- [Battaglia *et al.* 2011] N. Battaglia, J. R. Bond, C. Pfrommer et J. L. Sievers. *On the Cluster Physics of Sunyaev-Zel'dovich Surveys I : The Influence of Feedback, Non-thermal Pressure and Cluster Shapes on Y-M Scaling Relations*. ArXiv e-prints, Septembre 2011.
- [Battistelli *et al.* 2006] E. S. Battistelli, R. Rebolo, J. A. Rubiño-Martín, S. R. Hildebrandt, R. A. Watson, C. Gutiérrez et R. J. Hoyland. *Polarization Observations of the Anomalous Microwave Emission in the Perseus Molecular Complex with the COSMOSOMAS Experiment*. ApJ, vol. 645, pages L141–L144, Juillet 2006.
- [Baumann *et al.* 2009] D. Baumann, M. G. Jackson, P. Adshead, A. Amblard, A. Ashoorioon, N. Bartolo, R. Bean, M. Beltrán, F. de Bernardis, S. Bird, X. Chen, D. J. H. Chung, L. Colombo, A. Cooray, P. Creminelli, S. Dodelson, J. Dunkley, C. Dvorkin, R. Easther, F. Finelli, R. Flauger, M. P. Hertzberg, K. Jones-Smith, S. Kachru, K. Kadota, J. Khoury, W. H. Kinney, E. Komatsu, L. M. Krauss, J. Lesgourgues, A. Liddle, M. Liguori, E. Lim, A. Linde, S. Matarrese, H. Mathur, L. McAllister, A. Melchiorri, A. Nicolis, L. Pagano, H. V. Peiris, M. Peloso, L. Pogosian, E. Pierpaoli, A. Riotto, U. Seljak, L. Senatore, S. Shandera, E. Silverstein, T. Smith, P. Vaudrevange, L. Verde, B. Wandelt, D. Wands, S. Watson, M. Wyman, A. Yadav, W. Valkenburg et M. Zaldarriaga. *Probing Inflation with CMB Polarization*. In S. Dodelson, D. Baumann, A. Cooray, J. Dunkley, A. Fraisse, M. G. Jackson, A. Kogut, L. Krauss, M. Zaldarriaga, & K. Smith , editeur, American Institute of Physics Conference Series, volume 1141 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 10–120, Juin 2009.
- [Beatty 1990] J.K. Beatty. *ROSAT and the X-ray universe*. S&T, vol. 80, pages 128+, Août 1990.
- [Bedini *et al.* 2005] L. Bedini, D. Herranz, E. Salerno, C. Baccigalupi, E. E. Kuruoglu et A. Tonazzini. *Separation of correlated astrophysical sources using multiple-lag data covariance matrices*. EURASIP Journal on Applied Signal Processing, vol. 2005, pages 2400–2412, Août 2005.
- [Bennett *et al.* 2003a] C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, D. N. Spergel, G. S. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, C. Barnes, M. R. Greason, R. S. Hill, E. Komatsu, M. R. Nolta, N. Odegard, H. V. Peiris, L. Verde et J. L. Weiland. *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results*. ApJS, vol. 148, pages 1–27, Septembre 2003.
- [Bennett *et al.* 2003b] C. L. Bennett, R. S. Hill, G. Hinshaw, M. R. Nolta, N. Odegard, L. Page, D. N. Spergel, J. L. Weiland, E. L. Wright, M. Halpern, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon,

- S. S. Meyer, G. S. Tucker et E. Wollack. *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Foreground Emission*. ApJS, vol. 148, pages 97–117, Septembre 2003.
- [Benoît *et al.* 1994] A. Benoît, M. Caussignac et S. Pujol. *New types of dilution refrigerator and space applications*. Physica B Condensed Matter, vol. 197, pages 48–53, Mars 1994.
- [Benoît *et al.* 2002] A. Benoît, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, E. Aubourg, J. Bartlett, J.-P. Bernard, R. S. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Désert, O. Doré, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-C. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versillé, V. V. Hristov, J. Kaplan, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, K. Madet, B. Maffei, D. Marrone, S. Masi, J. A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Perrin, M. Piat, J.-L. Puget, D. Santos, R. V. Sudiwala, J.-C. Vanel, D. Vibert, E. Wakui et D. Yvon. *Archeops : a high resolution, large sky coverage balloon experiment for mapping cosmic microwave background anisotropies*. Astroparticle Physics, vol. 17, pages 101–124, Mai 2002.
- [Benoît *et al.* 2004] A. Benoît, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, É. Aubourg, S. Bargout, J. G. Bartlett, J.-P. Bernard, R. S. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Désert, O. Doré, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, P. Fosalba, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-C. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versillé, J. Kaplan, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, J. F. Macías-Pérez, K. Madet, B. Maffei, C. Magneville, D. P. Marrone, S. Masi, F. Mayet, A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Patanchon, G. Perrin, M. Piat, N. Ponthieu, S. Prunet, J.-L. Puget, C. Renault, C. Rosset, D. Santos, A. Starobinsky, I. Strukov, R. V. Sudiwala, R. Teyssier, M. Tristram, C. Tucker, J.-C. Vanel, D. Vibert, E. Wakui et D. Yvon. *First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by Archeops*. A&A, vol. 424, pages 571–582, Septembre 2004.
- [Benson *et al.* 2004] B. A. Benson, S. E. Church, P. A. R. Ade, J. J. Bock, K. M. Ganga, C. N. Henson et K. L. Thompson. *Measurements of Sunyaev-Zel'dovich Effect Scaling Relations for Clusters of Galaxies*. ApJ, vol. 617, pages 829–846, Décembre 2004.
- [Benson 2004] B. A. Benson. *Spectral measurements of the Sunyaev-Zel'dovich effect*. PhD thesis, Stanford University, California, USA, 2004.
- [Bersanelli & Mandolesi 2000] M. Bersanelli et N. Mandolesi. *Design Concept of the Planck-LFI Instrument*. Astrophysical Letters and Communications, vol. 37, page 171, 2000.
- [Bertschinger 1998] E. Bertschinger. *Simulations of Structure Formation in the Universe*. ARA&A, vol. 36, pages 599–654, 1998.
- [Bhandari *et al.* 2000] P. Bhandari, R. C. Bowman, R. G. Chave, C. A. Lindensmith, G. Morgante, C. Paine, M. Prina et L. A. Wade. *Sorption Cryocooler Development for the Planck Surveyor Mission*. Astrophysical Letters and Communications, vol. 37, page 227, 2000.
- [Binney 1987] Binney. *Book Review : Galactic dynamics. / Princeton U Press, 1988*. Nature, vol. 326, page 219, Mars 1987.
- [Birkinshaw 1999] M. Birkinshaw. *The Sunyaev-Zel'dovich effect*. Phys. Rep., vol. 310, pages 97–195, Mars 1999.
- [Biviano 2000] A. Biviano. *From Messier to Abell : 200 Years of Science with Galaxy Clusters*. In Constructing the Universe with Clusters of Galaxies, 2000.

- [Bobin *et al.* 2008] J. Bobin, Y. Moudden, J.-L. Starck, J. Fadili et N. Aghanim. *SZ and CMB reconstruction using generalized morphological component analysis*. *Statistical Methodology*, vol. 5, pages 307–317, Juillet 2008.
- [Bock *et al.* 1995] J. J. Bock, D. Chen, P. D. Mauskopf et A. E. Lange. *A Novel Bolometer for Infrared and Millimeter-Wave Astrophysics*. *Space Sci. Rev.*, vol. 74, pages 229–235, Octobre 1995.
- [Böhringer *et al.* 2007] H. Böhringer, P. Schuecker, G. W. Pratt, M. Arnaud, T. J. Ponman, J. H. Croston, S. Borgani, R. G. Bower, U. G. Briel, C. A. Collins, M. Donahue, W. R. Forman, A. Finoguenov, M. J. Geller, L. Guzzo, J. P. Henry, R. Kneissl, J. J. Mohr, K. Matsushita, C. R. Mullis, T. Ohashi, K. Pedersen, D. Pierini, H. Quintana, S. Raychaudhury, T. H. Reiprich, A. K. Romer, P. Rosati, K. Sabirli, R. F. Temple, P. T. P. Viana, A. Vikhlinin, G. M. Voit et Y.-Y. Zhang. *The representative XMM-Newton cluster structure survey (REXCESS) of an X-ray luminosity selected galaxy cluster sample*. *A&A*, vol. 469, pages 363–377, Juillet 2007.
- [Bonamente *et al.* 2012] M. Bonamente, N. Hasler, E. Bulbul, J. E. Carlstrom, T. L. Culverhouse, M. Gralla, C. Greer, D. Hawkins, R. Hennessy, M. Joy, J. Kolodziejczak, J. W. Lamb, D. Landry, E. M. Leitch, D. P. Marrone, A. Miller, T. Mroczkowski, S. Muchovej, T. Plagge, C. Pryke, M. Sharp et D. Woody. *Comparison of pressure profiles of massive relaxed galaxy clusters using the Sunyaev-Zel'dovich and x-ray data*. *New Journal of Physics*, vol. 14, no. 2, page 025010, Février 2012.
- [Borgani *et al.* 2004] S. Borgani, G. Murante, V. Springel, A. Diaferio, K. Dolag, L. Moscardini, G. Tormen, L. Tornatore et P. Tozzi. *X-ray properties of galaxy clusters and groups from a cosmological hydrodynamical simulation*. *MNRAS*, vol. 348, pages 1078–1096, Mars 2004.
- [Borrill 1999] J. Borrill. *MADCAP - The Microwave Anisotropy Dataset Computational Analysis Package*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Novembre 1999.
- [Boudou *et al.* 2012] N. Boudou, A. Benoit, O. Bourrion, M. Calvo, F.-X. Désert, J. Macias-Perez, A. Monfardini et M. Roesch. *Kinetic inductance detectors for millimeter and submillimeter astronomy*. *Comptes Rendus Physique*, vol. 13, pages 62–70, Janvier 2012.
- [Boulanger *et al.* 1996] F. Boulanger, A. Abergel, J.-P. Bernard, W. B. Burton, F.-X. Desert, D. Hartmann, G. Lagache et J.-L. Puget. *The dust/gas correlation at high Galactic latitude*. *A&A*, vol. 312, pages 256–262, Août 1996.
- [Bradshaw & Orlowska 1997] T. W. Bradshaw et A. H. Orlowska. *Technology developments on the 4 K cooling system for 'Planck' and FIRSAT*. Sixth European Symposium on Space Environmental Control Systems, held in Noordwijk, The Netherlands, 20-22 May, 1997. Compiled by T.-D. Guyenne. European Space Agency, SP-400, 1997., p.465, vol. 400, page 465, Août 1997.
- [Brinkman *et al.* 2001] A. C. Brinkman, E. Behar, M. Güdel, M. Audard, A. J. F. den Boggende, G. Branduardi-Raymont, J. Cottam, C. Erd, J. W. den Herder, F. Jansen, J. S. Kaastra, S. M. Kahn, R. Mewe, F. B. S. Paerels, J. R. Peterson, A. P. Rasmussen, I. Sakelliou et C. de Vries. *First light measurements with the XMM-Newton reflection grating spectrometers : Evidence for an inverse first ionisation potential effect and anomalous Ne abundance in the Coronae of HR 1099*. *A&A*, vol. 365, pages L324–L328, Janvier 2001.
- [Burigana *et al.* 1999] C. Burigana, M. Malaspina, N. Mandolesi, L. Danse, D. Maino, M. Bersanelli et M. Maltoni. *A preliminary study on destripping techniques of PLANCK/LFI measurements versus observational strategy*. *Astronomy*, Juin 1999.
- [Byram *et al.* 1966] E. T. Byram, T. A. Chubb et H. Friedman. *Cosmic X-ray Sources, Galactic and Extragalactic*. *Science*, vol. 152, pages 66–71, Avril 1966.

- [Cameron 1959] A. Cameron. *The origin of the elements*. Physics and Chemistry of the Earth, vol. 3, pages 199–223, 1959.
- [Cantalupo *et al.* 2010] C. M. Cantalupo, J. D. Borrill, A. H. Jaffe, T. S. Kisner et R. Stompor. *MADmap : A Massively Parallel Maximum Likelihood Cosmic Microwave Background Map-maker*. ApJS, vol. 187, pages 212–227, Mars 2010.
- [Carlberg *et al.* 1996] R. G. Carlberg, H. K. C. Yee, E. Ellingson, R. Abraham, P. Gravel, S. Morris et C. J. Pritchet. *Galaxy Cluster Virial Masses and Omega*. ApJ, vol. 462, page 32, Mai 1996.
- [Carlstrom *et al.* 2002] J. E. Carlstrom, G. P. Holder et E. D. Reese. *Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect*. ARA&A, vol. 40, pages 643–680, 2002.
- [Carvalho *et al.* 2009] P. Carvalho, G. Rocha et M. P. Hobson. *A fast Bayesian approach to discrete object detection in astronomical data sets - PowellSnakes I*. MNRAS, vol. 393, pages 681–702, Mars 2009.
- [Cavaliere & Fusco-Femiano 1976] A. Cavaliere et R. Fusco-Femiano. *X-rays from hot plasma in clusters of galaxies*. A&A, vol. 49, pages 137–144, Mai 1976.
- [Crill *et al.* 2003] B. P. Crill, P. A. R. Ade, D. R. Artusa, R. S. Bhatia, J. J. Bock, A. Boscaleri, P. Cardoni, S. E. Church, K. Coble, P. de Bernardis, G. de Troia, P. Farese, K. M. Ganga, M. Giacometti, C. V. Haynes, E. Hivon, V. V. Hristov, A. Iacoangeli, W. C. Jones, A. E. Lange, L. Martinis, S. Masi, P. V. Mason, P. D. Mauskopf, L. Miglio, T. Montroy, C. B. Netterfield, C. G. Paine, E. Pascale, F. Piacentini, G. Polenta, F. Pongetti, G. Romeo, J. E. Ruhl, F. Scaramuzzi, D. Sforna et A. D. Turner. *BOOMERANG : A Balloon-borne Millimeter-Wave Telescope and Total Power Receiver for Mapping Anisotropy in the Cosmic Microwave Background*. ApJS, vol. 148, pages 527–541, Octobre 2003.
- [Croston *et al.* 2006] J. H. Croston, M. Arnaud, E. Pointecouteau et G. W. Pratt. *An improved deprojection and PSF-deconvolution technique for galaxy-cluster X-ray surface-brightness profiles*. A&A, vol. 459, pages 1007–1019, Décembre 2006.
- [da Silva *et al.* 2001] A. C. da Silva, S. T. Kay, A. R. Liddle, P. A. Thomas, F. R. Pearce et D. Barbosa. *The Impact of Cooling and Preheating on the Sunyaev-Zeldovich Effect*. ApJ, vol. 561, pages L15–L18, Novembre 2001.
- [Dame *et al.* 2001] T. M. Dame, D. Hartmann et P. Thaddeus. *The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey*. ApJ, vol. 547, pages 792–813, Février 2001.
- [Dawson *et al.* 2006] K. S. Dawson, W. L. Holzapfel, J. E. Carlstrom, M. Joy et S. J. LaRoque. *Final Results from the BIMA CMB Anisotropy Survey and Search for a Signature of the Sunyaev-Zel'dovich Effect*. ApJ, vol. 647, pages 13–24, Août 2006.
- [Delabrouille *et al.* 2003] J. Delabrouille, J.-F. Cardoso et G. Patanchon. *Multidetector multicomponent spectral matching and applications for cosmic microwave background data analysis*. MNRAS, vol. 346, pages 1089–1102, Décembre 2003.
- [Delabrouille *et al.* 2012] J. Delabrouille, M. Betoule, J.-B. Melin, M.-A. Miville-Deschênes, J. Gonzalez-Nuevo, M. Le Jeune, G. Castex, G. de Zotti, S. Basak, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Banday, J.-P. Bernard, F. R. Bouchet, D. L. Clements, A. da Silva, C. Dickinson, F. Dodu, K. Dolag, F. Elsner, L. Fauvet, G. Faÿ, G. Giardino, S. Leach, J. Lesgourgues, M. Liguori, J. F. Macias-Perez, M. Massardi, S. Matarrese, P. Mazzotta, L. Montier, S. Mottet, R. Paladini, B. Partridge, R. Piffaretti, G. Prezeau, S. Prunet, S. Ricciardi, M. Roman, B. Schaefer et L. Toffolatti. *The pre-launch Planck Sky Model : a model of sky emission at submillimetre to centimetre wavelengths*. ArXiv e-prints, Juillet 2012.



- [Delabrouille 1998] J. Delabrouille. *Analysis of the accuracy of a destriping method for future cosmic microwave background mapping with the PLANCK SURVEYOR satellite*. A&AS, vol. 127, pages 555–567, Février 1998.
- [Desert *et al.* 1990] F.-X. Desert, F. Boulanger et J. L. Puget. *Interstellar dust models for extinction and emission*. A&A, vol. 237, pages 215–236, Octobre 1990.
- [Desert *et al.* 1998] F.-X. Desert, A. Benoît, S. Gaertner, J.-P. Bernard, N. Coron, J. Delabrouille, P. de Marcillac, M. Giard, J.-M. Lamarre, B. Lefloch, J.-L. Puget et A. Sirbi. *Observations of the Sunyaev-Zel'dovich effect at high angular resolution towards the galaxy clusters A665, A2163 and CL0016+16*. New A, vol. 3, pages 655–669, Décembre 1998.
- [Désert *et al.* 2002] F.-X. Désert, A. Benoît, P. Camus, M. Giard, E. Pointecouteau, N. Aghanim, J.-P. Bernard, N. Coron, J.-M. Lamarre, P. Marty, J. Delabrouille et V. Soglasnova. *The Diabolo photometer and the future of ground-based millimetric bolometer devices*. In M. de Petris & M. Gervasi, editeur, *Experimental Cosmology at Millimetre Wavelengths*, volume 616 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 116–122, Mai 2002.
- [Désert *et al.* 2008] F.-X. Désert, J. F. Macías-Pérez, F. Mayet, G. Giardino, C. Renault, J. Aumont, A. Benoît, J.-P. Bernard, N. Ponthieu et M. Tristram. *Submillimetre point sources from the Archeops experiment : very cold clumps in the Galactic plane*. A&A, vol. 481, pages 411–421, Avril 2008.
- [Diaferio *et al.* 2003] A. Diaferio, A. Nusser, N. Yoshida et R. A. Sunyaev. *Superclusters with thermal Sunyaev-Zel'dovich effect surveys*. MNRAS, vol. 338, pages 433–442, Janvier 2003.
- [Dick *et al.* 2010] J. Dick, M. Remazeilles et J. Delabrouille. *Impact of calibration errors on CMB component separation using FastICA and ILC*. MNRAS, vol. 401, pages 1602–1612, Janvier 2010.
- [Dickey & Lockman 1990] J. M. Dickey et F. J. Lockman. *H I in the Galaxy*. ARA&A, vol. 28, pages 215–261, 1990.
- [Dickinson *et al.* 2003] C. Dickinson, R. D. Davies et R. J. Davis. *Towards a free-free template for CMB foregrounds*. MNRAS, vol. 341, pages 369–384, Mai 2003.
- [Diego & Majumdar 2004] J. M. Diego et S. Majumdar. *The hybrid SZ power spectrum : combining cluster counts and SZ fluctuations to probe gas physics*. MNRAS, vol. 352, pages 993–1004, Août 2004.
- [Dolag *et al.* 2006] K. Dolag, M. Meneghetti, L. Moscardini, E. Rasia et A. Bonaldi. *Simulating the physical properties of dark matter and gas inside the cosmic web*. MNRAS, vol. 370, pages 656–672, Août 2006.
- [Doré *et al.* 2001] O. Doré, R. Teyssier, F. R. Bouchet, D. Vibert et S. Prunet. *MAPCUMBA : A fast iterative multi-grid map-making algorithm for CMB experiments*. A&A, vol. 374, pages 358–370, Juillet 2001.
- [Douspis 2011] M. Douspis. *Planck SZ clusters*. In G. Alecian, K. Belkacem, R. Samadi et D. Valls-Gabaud, editeurs, SF2A-2011 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, pages 21–26, Décembre 2011.
- [Dragone 1982] C. Dragone. *A first-order treatment of aberrations in Cassegrainian and Gregorian antennas*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-30, May 1982, p. 331–339., vol. 30, pages 331–339, Mai 1982.
- [Draine & Lazarian 1998] B. T. Draine et A. Lazarian. *Diffuse Galactic Emission from Spinning Dust Grains*. ApJ, vol. 494, page L19, Février 1998.

- [Dunkley *et al.* 2011] J. Dunkley, R. Hlozek, J. Sievers, V. Acquaviva, P. A. R. Ade, P. Aguirre, M. Amiri, J. W. Appel, L. F. Barrientos, E. S. Battistelli, J. R. Bond, B. Brown, B. Burger, J. Chervenak, S. Das, M. J. Devlin, S. R. Dicker, W. Bertrand Doriese, R. Dünner, T. Essinger-Hileman, R. P. Fisher, J. W. Fowler, A. Hajian, M. Halpern, M. Hasselfield, C. Hernández-Monteagudo, G. C. Hilton, M. Hilton, A. D. Hincks, K. M. Huffenberger, D. H. Hughes, J. P. Hughes, L. Infante, K. D. Irwin, J. B. Juin, M. Kaul, J. Klein, A. Kosowsky, J. M. Lau, M. Limon, Y.-T. Lin, R. H. Lupton, T. A. Marriage, D. Marsden, P. Mauskopf, F. Menanteau, K. Moodley, H. Moseley, C. B. Netterfield, M. D. Niemack, M. R. Nolta, L. A. Page, L. Parker, B. Partridge, B. Reid, N. Sehgal, B. Sherwin, D. N. Spergel, S. T. Staggs, D. S. Swetz, E. R. Switzer, R. Thornton, H. Trac, C. Tucker, R. Warne, E. Wollack et Y. Zhao. *The Atacama Cosmology Telescope : Cosmological Parameters from the 2008 Power Spectrum*. ApJ, vol. 739, page 52, Septembre 2011.
- [Durrer 1999] R. Durrer. *Topological defects in cosmology*. New A Rev., vol. 43, pages 111–156, Juillet 1999.
- [Eckert *et al.* 2011] D. Eckert, S. Molendi et S. Paltani. *The cool-core bias in X-ray galaxy cluster samples. I. Method and application to HIFLUGCS*. A&A, vol. 526, page A79, Février 2011.
- [Einstein 1916] A. Einstein. *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie*. Annalen der Physik, vol. 354, pages 769–822, 1916.
- [Eisenstein *et al.* 2005] D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, M. R. Blanton, R. C. Nichol, R. Scranton, H.-J. Seo, M. Tegmark, Z. Zheng, S. F. Anderson, J. Annis, N. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, A. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Fukugita, J. A. Frieman, K. Glazebrook, J. E. Gunn, J. S. Hendry, G. Hennessy, Z. Ivezić, S. Kent, G. R. Knapp, H. Lin, Y.-S. Loh, R. H. Lupton, B. Margon, T. A. McKay, A. Meiksin, J. A. Munn, A. Pope, M. W. Richmond, D. Schlegel, D. P. Schneider, K. Shimasaku, C. Stoughton, M. A. Strauss, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, D. L. Tucker, B. Yanny et D. G. York. *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*. ApJ, vol. 633, pages 560–574, Novembre 2005.
- [Eriksen *et al.* 2004] H. K. Eriksen, A. J. Banday, K. M. Górski et P. B. Lilje. *On Foreground Removal from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Data by an Internal Linear Combination Method : Limitations and Implications*. ApJ, vol. 612, pages 633–646, Septembre 2004.
- [Eriksen *et al.* 2008] H. K. Eriksen, J. B. Jewell, C. Dickinson, A. J. Banday, K. M. Górski et C. R. Lawrence. *Joint Bayesian Component Separation and CMB Power Spectrum Estimation*. ApJ, vol. 676, pages 10–32, Mars 2008.
- [Feng 2010] J. L. Feng. *Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection*. ARA&A, vol. 48, pages 495–545, Septembre 2010.
- [Ferrari *et al.* 2008] C. Ferrari, F. Govoni, S. Schindler, A. M. Bykov et Y. Rephaeli. *Observations of Extended Radio Emission in Clusters*. Space Sci. Rev., vol. 134, pages 93–118, Février 2008.
- [Finkbeiner *et al.* 1999] D. P. Finkbeiner, M. Davis et D. J. Schlegel. *Extrapolation of Galactic Dust Emission at 100 Microns to Cosmic Microwave Background Radiation Frequencies Using FIRAS*. ApJ, vol. 524, pages 867–886, Octobre 1999.
- [Finkbeiner 2003] D. P. Finkbeiner. *A Full-Sky H $\alpha$  Template for Microwave Foreground Prediction*. ApJS, vol. 146, pages 407–415, Juin 2003.

- [Fixsen *et al.* 1996] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer et E. L. Wright. *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set*. ApJ, vol. 473, page 576, Décembre 1996.
- [Fixsen 2009] D. J. Fixsen. *The Temperature of the Cosmic Microwave Background*. ApJ, vol. 707, pages 916–920, Décembre 2009.
- [Friedmann 1922] A. Friedmann. *Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes*. Zeitschrift für Physik, vol. 10, page 377, Décembre 1922.
- [Friedmann 1924] A. Friedmann. *Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes*. Zeitschrift für Physik, vol. 21, pages 326–332, Décembre 1924.
- [Fujita *et al.* 1996] Y. Fujita, K. Koyama, T. Tsuru et H. Matsumoto. PASJ, vol. 48, page 191, 1996.
- [Fujita *et al.* 2008] Y. Fujita, N. Tawa, K. Hayashida, M. Takizawa, H. Matsumoto, N. Okabe et T.H. Reiprich. PASJ, vol. 60, page 343, 2008.
- [Gamow 1940] G. Gamow. *The birth and death of the sun ; stellar evolution and subatomic energy*. 1940.
- [Gamow 1946] G. Gamow. *Expanding Universe and the Origin of Elements*. Physical Review, vol. 70, pages 572–573, Octobre 1946.
- [Gao *et al.* 2012] L. Gao, C. S. Frenk, A. Jenkins, V. Springel et S. D. M. White. *Where will supersymmetric dark matter first be seen ?* MNRAS, vol. 419, pages 1721–1726, Janvier 2012.
- [George *et al.* 2009] M. R. George, A. C. Fabian, J. S. Sanders, A. J. Young et H. R. Russell. *X-ray observations of the galaxy cluster PKS0745-191 : to the virial radius, and beyond*. MNRAS, vol. 395, pages 657–666, Mai 2009.
- [Giacconi *et al.* 1972] R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier et H. Tananbaum. *The Uhuru catalog of X-ray sources*. ApJ, vol. 178, pages 281–308, Décembre 1972.
- [Giacconi *et al.* 1974] R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, T. Matilsky, D. Koch et H. Tananbaum. *The Third UHURU Catalog of X-Ray Sources*. ApJS, vol. 27, page 37, Février 1974.
- [Górski *et al.* 2005] K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke et M. Bartelmann. *HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere*. ApJ, vol. 622, pages 759–771, Avril 2005.
- [Grainge *et al.* 2002] K. Grainge, W. F. Grainger, M. E. Jones, R. Kneissl, G. G. Pooley et R. Saunders. *Mapping of the Sunyaev-Zel'dovich effect in the cluster Cl 0016+16 with the Ryle Telescope*. MNRAS, vol. 329, pages 890–896, Février 2002.
- [Guth 1981] A. H. Guth. *Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems*. Phys. Rev. D, vol. 23, pages 347–356, Janvier 1981.
- [Hallman *et al.* 2007] E. J. Hallman, J. O. Burns, P. M. Motl et M. L. Norman. *The  $\beta$ -Model Problem : The Incompatibility of X-Ray and Sunyaev-Zeldovich Effect Model Fitting for Galaxy Clusters*. ApJ, vol. 665, pages 911–920, Août 2007.
- [Halverson *et al.* 2009] N. W. Halverson, T. Lanting, P. A. R. Ade, K. Basu, A. N. Bender, B. A. Benson, F. Bertoldi, H.-M. Cho, G. Chon, J. Clarke, M. Dobbs, D. Ferrusca, R. Güsten, W. L. Holzapfel, A. Kovács, J. Kennedy, Z. Kermish, R. Kneissl, A. T. Lee, M. Lueker, J. Mehl, K. M. Menten, D. Muders, M. Nord, F. Pacaud, T. Plagge, C. Reichardt, P. L. Richards, R. Schaaf, P. Schilke, F. Schuller, D. Schwan, H. Spieler, C. Tucker, A. Weiss

- et O. Zahn. *Sunyaev-Zel'Dovich Effect Observations of the Bullet Cluster (1E 0657-56) with APEX-SZ*. ApJ, vol. 701, pages 42–51, Août 2009.
- [Hand *et al.* 2012] N. Hand, G. E. Addison, E. Aubourg, N. Battaglia, E. S. Battistelli, D. Bizyaev, J. R. Bond, H. Brewington, J. Brinkmann, B. R. Brown, S. Das, K. S. Dawson, M. J. Devlin, J. Dunkley, R. Dunner, D. J. Eisenstein, J. W. Fowler, M. B. Gralla, A. Hajian, M. Halpern, M. Hilton, A. D. Hincks, R. Hlozek, J. P. Hughes, L. Infante, K. D. Irwin, A. Kosowsky, Y.-T. Lin, E. Malanushenko, V. Malanushenko, T. A. Marriage, D. Marsden, F. Menanteau, K. Moodley, M. D. Niemack, M. R. Nolta, D. Oravetz, L. A. Page, N. Palanque-Desabrouille, K. Pan, E. D. Reese, D. J. Schlegel, D. P. Schneider, N. Sehgal, A. Shelden, J. Sievers, C. Sifón, A. Simmons, S. Snedden, D. N. Spergel, S. T. Staggs, D. S. Swetz, E. R. Switzer, H. Trac, B. A. Weaver, E. J. Wollack, C. Yèche et C. Zunckel. *Evidence of Galaxy Cluster Motions with the Kinematic Sunyaev-Zel'dovich Effect*. Physical Review Letters, vol. 109, no. 4, page 041101, Juillet 2012.
- [Hansen *et al.* 2006] F. K. Hansen, A. J. Banday, H. K. Eriksen, K. M. Górski et P. B. Lilje. *Foreground Subtraction of Cosmic Microwave Background Maps Using WI-FIT (Wavelet-Based High-Resolution Fitting of Internal Templates)*. ApJ, vol. 648, pages 784–796, Septembre 2006.
- [Harrison & Coles 2012] I. Harrison et P. Coles. *Testing cosmology with extreme galaxy clusters*. MNRAS, vol. 421, pages L19–L23, Mars 2012.
- [Haslam *et al.* 1982] C. G. T. Haslam, C. J. Salter, H. Stoffel et W. E. Wilson. *A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps*. A&AS, vol. 47, page 1, Janvier 1982.
- [Hernández-Monteagudo *et al.* 2006] C. Hernández-Monteagudo, J. F. Macías-Pérez, M. Tristram et F.-X. Désert. *Spectral indications of thermal Sunyaev-Zel'dovich effect in AR-CHEOPS and WMAP data*. A&A, vol. 449, pages 41–48, Avril 2006.
- [Herschel 1833] J. F. W. Herschel. *Observations of Nebulae and Clusters of Stars, Made at Slough, with a Twenty-Foot Reflector, between the Years 1825 and 1833*. Royal Society of London Philosophical Transactions Series I, vol. 123, pages 359–505, 1833.
- [Hincks *et al.* 2010] A. D. Hincks, V. Acquaviva, P. A. R. Ade, P. Aguirre, M. Amiri, J. W. Appel, L. F. Barrientos, E. S. Battistelli, J. R. Bond, B. Brown, B. Burger, J. Chervenak, S. Das, M. J. Devlin, S. R. Dicker, W. B. Doriese, J. Dunkley, R. Dünner, T. Essinger-Hileman, R. P. Fisher, J. W. Fowler, A. Hajian, M. Halpern, M. Hasselfield, C. Hernández-Monteagudo, G. C. Hilton, M. Hilton, R. Hlozek, K. M. Huffenberger, D. H. Hughes, J. P. Hughes, L. Infante, K. D. Irwin, R. Jimenez, J. B. Juin, M. Kaul, J. Klein, A. Kosowsky, J. M. Lau, M. Limon, Y.-T. Lin, R. H. Lupton, T. A. Marriage, D. Marsden, K. Martocci, P. Mauskopf, F. Menanteau, K. Moodley, H. Moseley, C. B. Netterfield, M. D. Niemack, M. R. Nolta, L. A. Page, L. Parker, B. Partridge, H. Quintana, B. Reid, N. Sehgal, J. Sievers, D. N. Spergel, S. T. Staggs, O. Stryzak, D. S. Swetz, E. R. Switzer, R. Thornton, H. Trac, C. Tucker, L. Verde, R. Warne, G. Wilson, E. Wollack et Y. Zhao. *The Atacama Cosmology Telescope (ACT) : Beam Profiles and First SZ Cluster Maps*. ApJS, vol. 191, pages 423–438, Décembre 2010.
- [Hinshaw *et al.* 2009] G. Hinshaw, J. L. Weiland, R. S. Hill, N. Odegard, D. Larson, C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M. R. Greason, N. Jarosik, E. Komatsu, M. R. Nolta, L. Page, D. N. Spergel, E. Wollack, M. Halpern, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. S. Tucker et E. L. Wright. *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results*. ApJS, vol. 180, pages 225–245, Février 2009.

- [Hobson *et al.* 1998] M. P. Hobson, A. W. Jones, A. N. Lasenby et F. R. Bouchet. *Foreground separation methods for satellite observations of the cosmic microwave background*. MNRAS, vol. 300, pages 1–29, Octobre 1998.
- [Hu & White 1997] W. Hu et M. White. *A CMB polarization primer*. New A, vol. 2, pages 323–344, Octobre 1997.
- [Hu *et al.* 1998] W. Hu, U. Seljak, M. White et M. Zaldarriaga. *Complete treatment of CMB anisotropies in a FRW universe*. Phys. Rev. D, vol. 57, pages 3290–3301, Mars 1998.
- [Hu 1995] W. T. Hu. *Wandering in the Background : a Cosmic Microwave Background Explorer*. PhD thesis, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, BERKELEY., 1995.
- [Hubble 1929] E. Hubble. *A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae*. Proceedings of the National Academy of Science, vol. 15, pages 168–173, Mars 1929.
- [Hurier *et al.* 2010] G. Hurier, S. R. Hildebrandt et J. F. Macias-Perez. *MILCA : A Maximum Internal Linear Component Analysis for the extraction of spectral emissions*. ArXiv e-prints, Juillet 2010.
- [Jones & Forman 1984] C. Jones et W. Forman. *The structure of clusters of galaxies observed with Einstein*. ApJ, vol. 276, pages 38–55, Janvier 1984.
- [Jones *et al.* 2003] W. C. Jones, R. Bhatia, J. J. Bock et A. E. Lange. *A Polarization Sensitive Bolometric Receiver for Observations of the Cosmic Microwave Background*. In T. G. Phillips & J. Zmuidzinas, editeur, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 4855 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 227–238, Février 2003.
- [Kaastra 1992] J. S. Kaastra. *An X-ray spectral Code for Optically Thin Plasmas*, 1992.
- [Kalberla *et al.* 2005] P. M. W. Kalberla, Burton, W. B., D. Hartmann, E. M. Arnal, E. Bajaja, R. Morras et W. G. L. Pöppel. *The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections*. A&A, vol. 440, pages 775–782, Septembre 2005.
- [Kashlinsky *et al.* 2009] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, D. Kocevski et H. Ebeling. *A Measurement of Large-Scale Peculiar Velocities of Clusters of Galaxies : Technical Details*. ApJ, vol. 691, pages 1479–1493, Février 2009.
- [Kay *et al.* 2004] S. T. Kay, P. A. Thomas, A. Jenkins et F. R. Pearce. *Cosmological simulations of the intracluster medium*. MNRAS, vol. 355, pages 1091–1104, Décembre 2004.
- [Kessler *et al.* 2009] R. Kessler, A. C. Becker, D. Cinabro, J. Vanderplas, J. A. Frieman, J. Mariner, T. M. Davis, B. Dilday, J. Holtzman, S. W. Jha, H. Lampeitl, M. Sako, M. Smith, C. Zheng, R. C. Nichol, B. Bassett, R. Bender, D. L. Depoy, M. Doi, E. Elson, A. V. Filippenko, R. J. Foley, P. M. Garnavich, U. Hopp, Y. Ihara, W. Ketzebach, W. Kollatschny, K. Konishi, J. L. Marshall, R. J. McMillan, G. Miknaitis, T. Morokuma, E. Mörtzell, K. Pan, J. L. Prieto, M. W. Richmond, A. G. Riess, R. Romani, D. P. Schneider, J. Sollerman, N. Takanashi, K. Tokita, K. van der Heyden, J. C. Wheeler, N. Yasuda et D. York. *First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters*. ApJS, vol. 185, pages 32–84, Novembre 2009.
- [King 1962] I. King. *Density Law in Spherical Stellar Systems*. AJ, vol. 67, pages 274–275, Juin 1962.
- [King 1972] I. R. King. *Density Data and Emission Measure for a Model of the Coma Cluster*. ApJ, vol. 174, page L123, Juin 1972.

- [Kirkman *et al.* 2003] D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J. M. O’Meara et D. Lubin. *The Cosmological Baryon Density from the Deuterium-to-Hydrogen Ratio in QSO Absorption Systems : D/H toward Q1243+3047*. ApJS, vol. 149, pages 1–28, Novembre 2003.
- [Kogut *et al.* 1996] A. Kogut, A. J. Banday, C. L. Bennett, K. M. Gorski, G. Hinshaw, G. F. Smoot et E. I. Wright. *Microwave Emission at High Galactic Latitudes in the Four-Year DMR Sky Maps*. ApJ, vol. 464, page L5, Juin 1996.
- [Kogut *et al.* 2003] A. Kogut, D. N. Spergel, C. Barnes, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, E. Wollack et E. L. Wright. *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Temperature-Polarization Correlation*. ApJS, vol. 148, pages 161–173, Septembre 2003.
- [Komatsu & Kitayama 1999] E. Komatsu et T. Kitayama. *Sunyaev-Zeldovich Fluctuations from Spatial Correlations between Clusters of Galaxies*. ApJ, vol. 526, pages L1–L4, Novembre 1999.
- [Komatsu & Seljak 2001] E. Komatsu et U. Seljak. *Universal gas density and temperature profile*. MNRAS, vol. 327, pages 1353–1366, Novembre 2001.
- [Komatsu & Seljak 2002] E. Komatsu et U. Seljak. *The Sunyaev-Zel’dovich angular power spectrum as a probe of cosmological parameters*. MNRAS, vol. 336, pages 1256–1270, Novembre 2002.
- [Komatsu *et al.* 2011] E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. R.olta, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack et E. L. Wright. *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation*. ApJS, vol. 192, page 18, Février 2011.
- [Korngut *et al.* 2011] P. Korngut, S. Dicker, E. D. Reese, B. S. Mason, M. J. Devlin, T. Mroczkowski, C. L. Sarazin et M. Sun. *Probing Cluster Cores Through High Resolution Sunyaev-Zel’dovich Imaging From MUSTANG And The GBT*. In American Astronomical Society Meeting Abstracts #217, volume 43 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page #227.05, Janvier 2011.
- [Kosowsky 1996] A. Kosowsky. *Cosmic microwave background polarization*. Annals of Physics, vol. 246, pages 49–85, Février 1996.
- [Kravtsov *et al.* 2006] A. V. Kravtsov, A. Vikhlinin et D. Nagai. *A New Robust Low-Scatter X-Ray Mass Indicator for Clusters of Galaxies*. ApJ, vol. 650, pages 128–136, Octobre 2006.
- [Lagache 2003] G. Lagache. *The large-scale anomalous microwave emission revisited by WMAP*. A&A, vol. 405, pages 813–819, Juillet 2003.
- [Lamarre *et al.* 2003] J. M. Lamarre, J. L. Puget, F. Bouchet, P. A. R. Ade, A. Benoit, J. P. Bernard, J. Bock, P. de Bernardis, J. Charra, F. Couchot, J. Delabrouille, G. Efstathiou, M. Giard, G. Guyot, A. Lange, B. Maffei, A. Murphy, F. Pajot, M. Piat, I. Ristorcelli, D. Santos, R. Sudiwala, J. F. Sygnet, J. P. Torre, V. Yurchenko et D. Yvon. *The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey*. New A Rev., vol. 47, pages 1017–1024, Décembre 2003.
- [Lamarre *et al.* 2010] J.-M. Lamarre, J.-L. Puget, P. A. R. Ade, F. Bouchet, G. Guyot, A. E. Lange, F. Pajot, A. Arondel, K. Benabed, J.-L. Beney, A. Benoît, J.-P. Bernard, R. Bhatia, Y. Blanc, J. J. Bock, E. Bréelle, T. W. Bradshaw, P. Camus, A. Catalano, J. Charra, M. Charra, S. E. Church, F. Couchot, A. Coulais, B. P. Crill, M. R. Crook, K. Dassas, P. de Bernardis, J. Delabrouille, P. de Marcillac, J.-M. Delouis, F.-X. Désert, C. Dumesnil, X. Dupac, G. Efstathiou, P. Eng, C. Evesque, J.-J. Fourmond, K. Ganga, M. Giard,

- R. Gispert, L. Guglielmi, J. Haissinski, S. Henrot-Versillé, E. Hivon, W. A. Holmes, W. C. Jones, T. C. Koch, H. Lagardère, P. Lami, J. Landé, B. Leriche, C. Leroy, Y. Longval, J. F. Macías-Pérez, T. Maciaszek, B. Maffei, B. Mansoux, C. Marty, S. Masi, C. Mercier, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, J. A. Murphy, J. Narbonne, M. Nexon, C. G. Paine, J. Pahn, O. Perdureau, F. Piacentini, M. Piat, S. Plaszczynski, E. Poin-tecou-teau, R. Pons, N. Ponthieu, S. Prunet, D. Rambaud, G. Recouvreur, C. Renault, I. Ristorcelli, C. Rosset, D. Santos, G. Savini, G. Serra, P. Stassi, R. V. Sudiwala, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, J.-P. Torre, M. Tristram, L. Vibert, A. Woodcraft, V. Yurchenko et D. Yvon. *Planck pre-launch status : The HFI instrument, from specification to actual performance*. A&A, vol. 520, page A9, Septembre 2010.
- [Larson *et al.* 2011] D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. R. Nolta, C. L. Bennett, B. Gold, M. Halpern, R. S. Hill, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack et E. L. Wright. *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters*. ApJS, vol. 192, page 16, Février 2011.
- [Lavaux *et al.* 2012a] G. Lavaux, N. Afshordi et M. J. Hudson. *First measurement of the bulk flow of nearby galaxies using the cosmic microwave background*. ArXiv e-prints, Juillet 2012.
- [Lavaux *et al.* 2012b] G. Lavaux, N. Afshordi et M. J. Hudson. *First measurement of the bulk flow of nearby galaxies using the cosmic microwave background*. ArXiv e-prints, Juillet 2012.
- [Leach *et al.* 2008] S. M. Leach, J.-F. Cardoso, C. Baccigalupi, R. B. Barreiro, M. Betoule, J. Bobin, A. Bonaldi, J. Delabrouille, G. de Zotti, C. Dickinson, H. K. Eriksen, J. González-Nuevo, F. K. Hansen, D. Herranz, M. Le Jeune, M. López-Caniego, E. Martínez-González, M. Massardi, J.-B. Melin, M.-A. Miville-Deschênes, G. Patanchon, S. Prunet, S. Ricciardi, E. Salerno, J. L. Sanz, J.-L. Starck, F. Stivoli, V. Stolyarov, R. Stompor et P. Vielva. *Component separation methods for the PLANCK mission*. A&A, vol. 491, pages 597–615, Novembre 2008.
- [Lemaître 1927] G. Lemaître. *Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques*. Annales de la Societe Scientifique de Bruxelles, vol. 47, pages 49–59, 1927.
- [Liddle & Lyth 2000] A. R. Liddle et D. H. Lyth. *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*. Avril 2000.
- [Liedahl *et al.* 1995] D. A. Liedahl, A. L. Osterheld et W. H. Goldstein. ApJ, vol. 438, page L115, 1995.
- [Linde 1982] A. D. Linde. *A new inflationary universe scenario : A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems*. Physics Letters B, vol. 108, pages 389–393, Février 1982.
- [Lineweaver *et al.* 1996] C. H. Lineweaver, L. Tenorio, G. F. Smoot, P. Keegstra, A. J. Banday et P. Lubin. *The Dipole Observed in the COBE DMR 4 Year Data*. ApJ, vol. 470, page 38, Octobre 1996.
- [Lokas & Hoffman 2001] E. L. Lokas et Y. Hoffman. *Nonlinear evolution of spherical perturbation in a non-flat Universe with cosmological constant*. ArXiv Astrophysics e-prints, Août 2001.
- [Lynden-Bell 1967] D. Lynden-Bell. *Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems*. MNRAS, vol. 136, page 101, 1967.

- [Macías-Pérez *et al.* 2007] J. F. Macías-Pérez, G. Lagache, B. Maffei, K. Ganga, A. Bourrachot, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, E. Aubourg, J. Aumont, S. Bargout, J. Bartlett, A. Benoît, J.-P. Bernard, R. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, P. Camus, J.-F. Cardoso, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Désert, O. Doré, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, P. Fosalba, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-C. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versillé, V. Hristov, J. Kaplan, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, K. Madet, C. Magneville, D. P. Marrone, S. Masi, F. Mayet, J. A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Patanchon, O. Perdereau, G. Perrin, S. Plaszczynski, M. Piat, N. Ponthieu, S. Prunet, J.-L. Puget, C. Renault, C. Rosset, D. Santos, A. Starobinsky, I. Strukov, R. V. Sudiwala, R. Teyssier, M. Tristram, C. Tucker, J.-C. Vanel, D. Vibert, E. Wakui et D. Yvon. *Archeops in-flight performance, data processing, and map making*. *A&A*, vol. 467, pages 1313–1344, Juin 2007.
- [Maino *et al.* 2002] D. Maino, A. Farusi, C. Baccigalupi, F. Perrotta, A. J. Banday, L. Bedini, C. Burigana, G. De Zotti, K. M. Górski et E. Salerno. *All-sky astrophysical component separation with Fast Independent Component Analysis (FASTICA)*. *MNRAS*, vol. 334, pages 53–68, Juillet 2002.
- [Maris *et al.* 2006] M. Maris, C. Burigana et S. Fogliani. *Zodiacal light emission in the PLANCK mission*. *A&A*, vol. 452, pages 685–700, Juin 2006.
- [Markevitch *et al.* 2006] M. Markevitch, S. Randall, D. Clowe, A. Gonzalez et M. Bradac. *Dark matter and the bullet cluster*. In 36th COSPAR Scientific Assembly, volume 36, page 2655, 2006.
- [Marriage *et al.* 2011] T. A. Marriage, V. Acquaviva, P. A. R. Ade, P. Aguirre, M. Amiri, J. W. Appel, L. F. Barrientos, E. S. Battistelli, J. R. Bond, B. Brown, B. Burger, J. Chervenak, S. Das, M. J. Devlin, S. R. Dicker, W. Bertrand Doriese, J. Dunkley, R. Dünner, T. Essinger-Hileman, R. P. Fisher, J. W. Fowler, A. Hajian, M. Halpern, M. Hasselfield, C. Hernández-Monteagudo, G. C. Hilton, M. Hilton, A. D. Hincks, R. Hlozek, K. M. Huffenberger, D. Handel Hughes, J. P. Hughes, L. Infante, K. D. Irwin, J. Baptiste Juin, M. Kaul, J. Klein, A. Kosowsky, J. M. Lau, M. Limon, Y.-T. Lin, R. H. Lupton, D. Marsden, K. Martocci, P. Mausekopf, F. Menanteau, K. Moodley, H. Moseley, C. B. Netterfield, M. D. Niemack, M. R. Nolta, L. A. Page, L. Parker, B. Partridge, H. Quintana, E. D. Reese, B. Reid, N. Sehgal, B. D. Sherwin, J. Sievers, D. N. Spergel, S. T. Staggs, D. S. Swetz, E. R. Switzer, R. Thornton, H. Trac, C. Tucker, R. Warne, G. Wilson, E. Wollack et Y. Zhao. *The Atacama Cosmology Telescope : Sunyaev-Zel'dovich-Selected Galaxy Clusters at 148 GHz in the 2008 Survey*. *ApJ*, vol. 737, page 61, Août 2011.
- [Martínez-González *et al.* 2003] E. Martínez-González, J. M. Diego, P. Vielva et J. Silk. *Cosmic microwave background power spectrum estimation and map reconstruction with the expectation-maximization algorithm*. *MNRAS*, vol. 345, pages 1101–1109, Novembre 2003.
- [Mather *et al.* 1990] J. C. Mather, E. S. Cheng, R. A. Shafer, E. L. Wright, S. S. Meyer, R. Weiss, D. J. Fixsen, R. E. Eplee, R. B. Isaacman et S. M. Read. *Spectra and Sky Maps from the COBE Far Infrared Spectrophotometer (FIRAS)*. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 22 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1216, Septembre 1990.
- [McDonald *et al.* 2010] F. B. McDonald, W. R. Webber et D. V. Reames. *Unusual time histories of galactic and anomalous cosmic rays at 1 AU over the deep solar minimum of cycle 23/24*. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 37, page 18101, Septembre 2010.
- [Melin *et al.* 2006] J.-B. Melin, J. G. Bartlett et J. Delabrouille. *Catalog extraction in SZ cluster surveys : a matched filter approach*. *A&A*, vol. 459, pages 341–352, Novembre 2006.



- [Menanteau *et al.* 2010] F. Menanteau, J. P. Hughes, L. F. Barrientos, A. J. Deshpande, M. Hilton, L. Infante, R. Jimenez, A. Kosowsky, K. Moodley, D. Spergel et L. Verde. *Southern Cosmology Survey. II. Massive Optically Selected Clusters from 70 Square Degrees of the Sunyaev-Zel'dovich Effect Common Survey Area*. *ApJS*, vol. 191, pages 340–351, Décembre 2010.
- [Mennella *et al.* 2011] A. Mennella, R. C. Butler, A. Curto, F. Cuttaia, R. J. Davis, J. Dick, M. Frailis, S. Galeotta, A. Gregorio, H. Kurki-Suonio, C. R. Lawrence, S. Leach, J. P. Leahy, S. Lowe, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, E. Martínez-González, P. R. Meinhold, G. Morgante, D. Pearson, F. Perrotta, G. Polenta, T. Poutanen, M. Sandri, M. D. Seiffert, A.-S. Suur-Uski, D. Tavagnacco, L. Terenzi, M. Tomasi, J. Valiviita, F. Villa, R. Watson, A. Wilkinson, A. Zacchei, A. Zonca, B. Aja, E. Artal, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, N. Bartolo, P. Battaglia, K. Bennett, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. Borrill, F. R. Bouchet, C. Burigana, P. Cabella, B. Cappellini, X. Chen, L. Colombo, M. Cruz, L. Danese, O. D'Arcangelo, R. D. Davies, G. de Gasperis, A. de Rosa, G. de Zotti, C. Dickinson, J. M. Diego, S. Donzelli, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, M. C. Falvella, F. Finelli, S. Foley, C. Franceschet, E. Franceschi, T. C. Gaier, R. T. Génova-Santos, D. George, F. Gómez, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. Herranz, J. M. Herreros, R. J. Hoyland, N. Hughes, J. Jewell, P. Jukkala, M. Juvela, P. Kangaslahti, E. Keihänen, R. Keskitalo, V.-H. Kilpja, T. S. Kisner, J. Knoche, L. Knox, M. Laaninen, A. Lähteenmäki, J.-M. Lamarre, R. Leonardi, J. León-Tavares, P. Leutenegger, P. B. Lilje, M. López-Caniego, P. M. Lubin, M. Malaspina, D. Marinucci, M. Massardi, S. Matarrese, F. Matthai, A. Melchiorri, L. Mendes, M. Miccolis, M. Migliaccio, S. Mitra, A. Moss, P. Natoli, R. Nesti, H. U. Nørgaard-Nielsen, L. Pagano, R. Paladini, D. Paoletti, B. Partridge, F. Pasian, V. Pettorino, D. Pietrobon, M. Pospieszalski, G. Prézeau, M. Prina, P. Procopio, J.-L. Puget, C. Quercellini, J. P. Rachen, R. Rebolo, M. Reinecke, S. Ricciardi, G. Robbers, G. Rocha, N. Roddis, J. A. Rubino-Martín, M. Savelainen, D. Scott, R. Silvestri, A. Simonetto, P. Sjoman, G. F. Smoot, C. Sozzi, L. Stringhetti, J. A. Tauber, G. Tofani, L. Toffolatti, J. Tuovinen, M. Türlér, G. Umama, L. Valenziano, J. Varis, P. Vielva, N. Vittorio, L. A. Wade, C. Watson, S. D. M. White et F. Winder. *Planck early results. III. First assessment of the Low Frequency Instrument in-flight performance*. *A&A*, vol. 536, page A3, Décembre 2011.
- [Mewe *et al.* 1985] R. Mewe, E. H. B. M. Gronenschild et G. H. J. van den Oord. *A&AS*, vol. 62, page 197, 1985.
- [Mewe *et al.* 1986] R. Mewe, Lemen, J. R. et G. H. J. van den Oord. *A&AS*, vol. 65, page 511, 1986.
- [Mizuguchi *et al.* 1978] Y. Mizuguchi, M. Akagawa et H. Yokoi. *Offset Gregorian antenna*. *Electronics and Communications in Japan*, vol. 61, Mar. 1978, p. 58-66. Translation., vol. 61, pages 58–66, Mars 1978.
- [Mohr *et al.* 2002] J. J. Mohr, J. E. Carlstrom et Sza Collaboration. *The SZ-Array : Configuration and Science Prospects*. In L.-W. Chen, C.-P. Ma, K.-W. Ng et U.-L. Pen, éditeurs, AMiBA 2001 : High-Z Clusters, Missing Baryons, and CMB Polarization, volume 257 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 43, 2002.
- [Monfardini *et al.* 2012] A. Monfardini, A. Benoit, A. Bideaud, N. Boudou, M. Calvo, P. Camus, C. Hoffmann, F.-X. Désert, S. Leclercq, M. Roesch, K. Schuster, P. Ade, S. Doyle, P. Mauskopf, E. Pascale, C. Tucker, A. Bourrion, J. Macias-Perez, C. Vescovi, A. Barishev, J. Baselmans, L. Ferrari, S. J. C. Yates, A. Cruciani, P. De Bernardis, S. Masi,

- C. Giordano, B. Marghesin, H. G. Leduc et L. Swenson. *The Néel IRAM KID Arrays (NIKA)*. Journal of Low Temperature Physics, vol. 167, pages 834–839, Juin 2012.
- [Morrison & McCammon 1983] R. Morrison et D. McCammon. ApJ, vol. 270, page 119, 1983.
- [Moscardini *et al.* 2002] L. Moscardini, M. Bartelmann, S. Matarrese et P. Andreani. *Predicting the clustering properties of galaxy clusters detectable by the Planck satellite*. MNRAS, vol. 335, pages 984–992, Octobre 2002.
- [Muchovej *et al.* 2007] S. Muchovej, T. Mroczkowski, J. E. Carlstrom, J. Cartwright, C. Greer, R. Hennessy, M. Loh, C. Pryke, B. Reddall, M. Runyan, M. Sharp, D. Hawkins, J. W. Lamb, D. Woody, M. Joy, E. M. Leitch et A. D. Miller. *Observations of High-Redshift X-Ray Selected Clusters with the Sunyaev-Zel'dovich Array*. ApJ, vol. 663, pages 708–716, Juillet 2007.
- [Nagai *et al.* 2007a] D. Nagai, A. V. Kravtsov et A. Vikhlinin. *Effects of Galaxy Formation on Thermodynamics of the Intracluster Medium*. ApJ, vol. 668, pages 1–14, Octobre 2007.
- [Nagai *et al.* 2007b] D. Nagai, A. Vikhlinin et A. V. Kravtsov. *Testing X-Ray Measurements of Galaxy Clusters with Cosmological Simulations*. ApJ, vol. 655, pages 98–108, Janvier 2007.
- [Navarro *et al.* 1996] J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White. *The Structure of Cold Dark Matter Halos*. ApJ, vol. 462, page 563, Mai 1996.
- [Navarro *et al.* 1997] J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White. *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*. ApJ, vol. 490, page 493, Décembre 1997.
- [Newman & Penrose 1966] E. T. Newman et R. Penrose. *Note on the Bondi-Metzner-Sachs Group*. Journal of Mathematical Physics, vol. 7, pages 863–870, Mai 1966.
- [Ostriker 1964] J. Ostriker. *The Equilibrium of Polytropic and Isothermal Cylinders*. ApJ, vol. 140, page 1056, Octobre 1964.
- [Oukbir & Blanchard 1992] J. Oukbir et A. Blanchard. *X-ray clusters in open universes*. A&A, vol. 262, pages L21–L24, Septembre 1992.
- [Pajot *et al.* 2010] F. Pajot, P. A. R. Ade, J.-L. Beney, E. Bréelle, D. Broszkiewicz, P. Camus, C. Carabétian, A. Catalano, A. Chardin, M. Charra, J. Charra, R. Cizeron, F. Couchot, A. Coulais, B. P. Crill, K. Dassas, J. Daubin, P. de Bernardis, P. de Marcillac, J.-M. Delouis, F.-X. Désert, P. Duret, P. Eng, C. Evesque, J.-J. Fourmond, S. François, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, L. Guglielmi, G. Guyot, J. Haissinski, S. Henrot-Versillé, V. Hervier, W. Holmes, W. C. Jones, J.-M. Lamarre, P. Lami, A. E. Lange, M. Lefebvre, B. Leriche, C. Leroy, J. Macias-Perez, T. Maciaszek, B. Maffei, A. Mahendran, B. Mansoux, C. Marty, S. Masi, C. Mercier, M.-A. Miville-Deschenes, L. Montier, C. Nicolas, F. Novello, O. Perdureau, F. Piacentini, M. Piat, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, R. Pons, N. Ponthieu, J.-L. Puget, D. Rambaud, C. Renault, J.-C. Renault, C. Rioux, I. Ristorcelli, C. Rosset, G. Savini, R. Sudiwala, J.-P. Torre, M. Tristram, D. Vallée, M. Veneziani et D. Yvon. *Planck pre-launch status : HFI ground calibration*. A&A, vol. 520, page A10, Septembre 2010.
- [Patanchon *et al.* 2008] G. Patanchon, P. A. R. Ade, J. J. Bock, E. L. Chapin, M. J. Devlin, S. Dicker, M. Griffin, J. O. Gundersen, M. Halpern, P. C. Hargrave, D. H. Hughes, J. Klein, G. Marsden, P. G. Martin, P. Mauskopf, C. B. Netterfield, L. Olmi, E. Pascale, M. Rex, D. Scott, C. Semisch, M. D. P. Truch, C. Tucker, G. S. Tucker, M. P. Viero et D. V. Wiebe. *SANEPIC : A Mapmaking Method for Time Stream Data from Large Arrays*. ApJ, vol. 681, pages 708–725, Juillet 2008.
- [Peacock 1999] J. A. Peacock. *Cosmological Physics*. Janvier 1999.

- [Peebles 1980] P. J. E. Peebles. The large-scale structure of the universe. 1980.
- [Peebles 1993] P. J. E. Peebles. Principles of Physical Cosmology. 1993.
- [Penzias & Wilson 1966] A. A. Penzias et R. W. Wilson. *Determination of the Microwave Spectrum of Galactic Radiation*. ApJ, vol. 146, page 666, Décembre 1966.
- [Percival & White 2009] W. J. Percival et M. White. *Testing cosmological structure formation using redshift-space distortions*. MNRAS, vol. 393, pages 297–308, Février 2009.
- [Percival *et al.* 2001] W. J. Percival, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, S. Cole, M. Colless, C. Collins, W. Couch, G. Dalton, R. De Propris, S. P. Driver, G. Efstathiou, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, C. Jackson, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, S. Moody, P. Norberg, J. A. Peacock, B. A. Peterson, W. Sutherland et K. Taylor. *The 2dF Galaxy Redshift Survey : the power spectrum and the matter content of the Universe*. MNRAS, vol. 327, pages 1297–1306, Novembre 2001.
- [Perlmutter *et al.* 1999] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch et Supernova Cosmology Project. *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*. ApJ, vol. 517, pages 565–586, Juin 1999.
- [Piffaretti & Valdarnini 2008] R. Piffaretti et R. Valdarnini. *Total mass biases in X-ray galaxy clusters*. A&A, vol. 491, pages 71–87, Novembre 2008.
- [Piffaretti *et al.* 2011] R. Piffaretti, M. Arnaud, G. W. Pratt, E. Pointecouteau et J.-B. Melin. *The MCXC : a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies*. A&A, vol. 534, page A109, Octobre 2011.
- [Plagge *et al.* 2010a] T. Plagge, B. A. Benson, P. A. R. Ade, K. A. Aird, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H.-M. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, M. A. Dobbs, E. M. George, N. R. Hall, N. W. Halverson, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, M. Lueker, D. Marrone, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. Padin, C. Pryke, C. L. Reichardt, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, B. Stalder, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, R. Williamson et O. Zahn. *Sunyaev-Zel'dovich Cluster Profiles Measured with the South Pole Telescope*. ApJ, vol. 716, pages 1118–1135, Juin 2010.
- [Plagge *et al.* 2010b] T. J. Plagge, M. Bonamente et South Pole Telescope Collaboration. *Pressure Profiles of Galaxy Clusters Measured from X-ray and Sunyaev-Zel'dovich Observations*. In AAS/High Energy Astrophysics Division #11, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 703, Février 2010.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011a] Planck Collaboration, J. Aatrokoski, P. A. R. Ade, N. Aghanim, H. D. Aller, M. F. Aller, E. Angelakis, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont et et al. *Planck early results. XV. Spectral energy distributions and radio continuum spectra of northern extragalactic radio sources*. A&A, vol. 536, page A15, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011b] Planck Collaboration, A. Abergel, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, R. Bhatia, J. J. Bock, A. Bonaldi, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, P. Cabella, J.-F. Cardoso, A. Catalano, L. Cayón, A. Challinor, A. Chamballu, L.-Y. Chiang, C. Chiang, P. R. Christensen, S. Colombi, F. Couchot,

- A. Coulais, B. P. Crill, F. Cuttaia, T. M. Dame, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, G. de Gasperis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, J.-M. Delouis, F.-X. Désert, C. Dickinson, S. Donzelli, O. Doré, U. Dörl, M. Douspis, X. Dupac, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, E. Franceschi, S. Galeotta, K. Ganga, M. Giard, G. Giardino, Y. Giraud-Héraud, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gregorio, I. A. Grenier, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. Harrison, S. Henrot-Versillé, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, W. Hovest, R. J. Hoyland, K. M. Huffenberger, T. R. Jaffe, A. H. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Kihänen, R. Kesitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, L. Knox, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, R. J. Laureijs, C. R. Lawrence, S. Leach, R. Leonardi, C. Leroy, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, C. J. MacTavish, B. Maffei, N. Mandolesi, R. Mann, M. Maris, D. J. Marshall, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, F. Matthai, P. Mazzotta, P. McGehee, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, A. Murphy, P. Naselsky, P. Natoli, C. B. Netterfield, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, S. Osborne, F. Pajot, R. Paladini, F. Pasian, G. Patanchon, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, S. Plaszczyński, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, T. Poutanen, G. Prézeau, S. Prunet, J.-L. Puget, J. P. Rachen, W. T. Reach, R. Rebolo, W. Reich, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, D. Santos, G. Savini, D. Scott, M. D. Seiffert, P. Shellard, G. F. Smoot, J.-L. Starck, F. Stivoli, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, J.-P. Torre, M. Tristram, J. Tuovinen, G. Umama, L. Valenziano, J. Varis, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, L. A. Wade, B. D. Wandelt, A. Wilkinson, N. Ysard, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. *Planck early results. XXI. Properties of the interstellar medium in the Galactic plane*. A&A, vol. 536, page A21, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011c] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, E. Angelakis, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday et et al. *Planck early results. XIV. ERCSC validation and extreme radio sources*. A&A, vol. 536, page A14, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011d] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, F. Argüeso, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday et et al. *Planck early results. XIII. Statistical properties of extragalactic radio sources in the Planck Early Release Compact Source Catalogue*. A&A, vol. 536, page A13, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011e] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Baker, A. Balbi, A. J. Banday et et al. *Planck early results. I. The Planck mission*. A&A, vol. 536, page A1, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011f] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Baker, A. Balbi, A. J. Banday et et al. *Planck early results. II. The thermal performance of Planck*. A&A, vol. 536, page A2, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011g] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck Early Results : The Galactic Cold Core Population revealed by the first all-sky survey*. eprint arXiv :1101.2035, Janvier 2011.

- [Planck Collaboration *et al.* 2011h] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck early results. VII. The Early Release Compact Source Catalogue.* A&A, vol. 536, page A7, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011i] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck early results. VIII. The all-sky early Sunyaev-Zeldovich cluster sample.* A&A, vol. 536, page A8, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011j] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck early results. XI. Calibration of the local galaxy cluster Sunyaev-Zeldovich scaling relations.* A&A, vol. 536, page A11, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011k] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck early results. XIX. All-sky temperature and dust optical depth from Planck and IRAS. Constraints on the "dark gas" in our Galaxy.* A&A, vol. 536, page A19, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011l] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck early results. XVIII. The power spectrum of cosmic infrared background anisotropies.* A&A, vol. 536, page A18, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011m] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck early results. XX. New light on anomalous microwave emission from spinning dust grains.* A&A, vol. 536, page A20, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011n] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et et al. *Planck early results. XXII. The submillimetre properties of a sample of Galactic cold clumps.* A&A, vol. 536, page A22, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011o] Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, R. Bhatia, H. Böhringer, A. Bonaldi, J. R. Bond, S. Borgani, J. Borrill, F. R. Bouchet, M. L. Brown, C. Burigana, P. Cabella, C. M. Cantalupo, B. Cappellini, P. Carvalho, A. Catalano, L. Cayón, L.-Y. Chiang, C. Chiang, G. Chon, P. R. Christensen, E. Churazov, D. L. Clements, S. Colafrancesco, S. Colombi, B. P. Crill, F. Cuttaia, A. da Silva, H. Dahle, L. Danese, O. D. 'Arcangelo, R. J. Davis, P. de Bernardis, G. de Gasperis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J.-M. Delouis, J. Démoclès, F.-X. Désert, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, X. Dupac, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, F. Finelli, I. Flores-Cacho, O. Forni, P. Fosalba, M. Frailis, E. Franceschi, S. Fromenteau, S. Galeotta, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Giard, J. González-Nuevo, R. González-Riestra, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. Harrison, P. Heinämäki, C. Hernández-Monteagudo, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, G. Hurier, A. H. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, S. Leach, R. Leonardi, C. Leroy, A. Liddle, P. B. Lilje, M. López-Caniego, G. Luzzi, J. F. Macías-Pérez, D. Maino, N. Mandolesi,

F. Marleau, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. Mazzotta, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, J.-B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, P. Naselsky, P. Natoli, J. Nevalainen, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, I. J. O'Dwyer, S. Osborne, R. Paladini, F. Pasian, G. Patanchon, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, F. Piacentini, E. Pierpaoli, R. Piffaretti, P. Platania, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, L. Popa, T. Poutanen, G. W. Pratt, G. Prézeau, S. Prunet, J.-L. Puget, J. P. Rachen, R. Rebolo, M. Reinecke, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, I. Ristorcelli, G. Rocha, J. A. Rubiño-Martín, E. Saar, M. Sandri, G. Savini, B. M. Schaefer, D. Scott, G. F. Smoot, J.-L. Starck, D. Sutton, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Türler, L. Valenziano, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, L. A. Wade, B. D. Wandelt, J. Weller, S. D. M. White, M. White, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. *Planck early results. XXVI. Detection with Planck and confirmation by XMM-Newton of PLCK G266.6-27.3, an exceptionally X-ray luminous and massive galaxy cluster at  $z \sim 1$* . *A&A*, vol. 536, page A26, Décembre 2011.

[Planck Collaboration *et al.* 2011p] Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, H. Böhringer, A. Bonaldi, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, H. Bourdin, M. L. Brown, C. Burigana, R. C. Butler, P. Cabella, J.-F. Cardoso, P. Carvalho, A. Catalano, L. Cayón, A. Chamballu, R.-R. Chary, L.-Y. Chiang, G. Chon, P. R. Christensen, D. L. Clements, S. Colafrancesco, S. Colombi, A. Coulais, B. P. Crill, F. Cuttaia, A. Da Silva, H. Dahle, R. J. Davis, P. de Bernardis, G. de Gasperis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. Démoclès, F.-X. Désert, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, X. Dupac, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, F. Finelli, I. Flores-Cacho, O. Forni, P. Fosalba, M. Frailis, S. Fromenteau, S. Galeotta, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Giard, J. González-Nuevo, R. González-Riestra, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. Harrison, A. Hempel, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, A. Hornstrup, K. M. Huffenberger, G. Hurier, T. Jagemann, J. Jasche, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, L. Knox, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, S. Leach, R. Leonardi, A. Liddle, P. B. Lilje, M. López-Caniego, G. Luzzi, J. F. Macías-Pérez, D. Maino, N. Mandolesi, R. Mann, F. Marleau, D. J. Marshall, E. Martínez-González, S. Masi, M. Massardi, S. Matarrese, F. Matthai, P. Mazzotta, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, J.-B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, P. Naselsky, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, S. Osborne, F. Pasian, G. Patanchon, O. Perdereau, F. Perrotta, F. Piacentini, E. Pierpaoli, S. Plaszczynski, P. Platania, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, L. Popa, T. Poutanen, G. W. Pratt, J.-L. Puget, J. P. Rachen, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, G. Savini, B. M. Schaefer, D. Scott, G. F. Smoot, J.-L. Starck, F. Stivoli, R. Sunyaev, D. Sutton, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, L. Valenziano, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, J. Weller, S. D. M. White, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. *Planck Intermediate Results. I. Further validation of new Planck clusters with XMM-Newton*. ArXiv e-prints, Décembre 2011.

[Planck Collaboration *et al.* 2011q] Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, M. Bartel-

- mann, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, R. Bhatia, J. J. Bock, A. Bonaldi, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, M. L. Brown, M. Bucher, C. Burigana, P. Cabella, J.-F. Cardoso, A. Catalano, L. Cayón, A. Challinor, A. Chamballu, R.-R. Chary, L.-Y. Chiang, C. Chiang, G. Chon, P. R. Christensen, E. Churazov, D. L. Clements, S. Colafrancesco, S. Colombi, F. Couchot, A. Coulais, B. P. Crill, F. Cuttaia, A. da Silva, H. Dahle, L. Danese, P. de Bernardis, G. de Gasperis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, J.-M. Delouis, F.-X. Désert, J. M. Diego, K. Dolag, S. Donzelli, O. Doré, U. Dörl, M. Douspis, X. Dupac, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, F. Finelli, I. Flores-Cacho, O. Forni, M. Frailis, E. Franceschi, S. Fromenteau, S. Galeotta, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Giard, G. Giardino, Y. Giraud-Héraud, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gregorio, A. Gruppuso, D. Harrison, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, W. Hovest, R. J. Hoyland, K. M. Huffenberger, A. H. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, L. Knox, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, R. J. Laureijs, C. R. Lawrence, S. Leach, R. Leonardi, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, C. J. MacTavish, B. Maffei, D. Maino, N. Mandolesi, R. Mann, M. Marris, F. Marleau, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, F. Matthai, P. Mazzotta, A. Melchiorri, J.-B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, A. Murphy, P. Naselsky, P. Natoli, C. B. Netterfield, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, S. Osborne, F. Pajot, F. Pasian, G. Patanchon, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, R. Piffaretti, S. Plaszczyński, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, T. Poutanen, G. W. Pratt, G. Prézeau, S. Prunet, J.-L. Puetget, R. Rebolo, M. Reinecke, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, D. Santos, B. M. Schaefer, D. Scott, M. D. Seiffert, G. F. Smoot, J.-L. Starck, F. Stivoli, V. Stolyarov, R. Sunyaev, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, J. Tuovinen, L. Valenziano, L. Vibert, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, S. D. M. White, M. White, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. *Planck early results. X. Statistical analysis of Sunyaev-Zeldovich scaling relations for X-ray galaxy clusters*. A&A, vol. 536, page A10, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2011r] Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, M. Bartelmann et et al. *Planck early results. IX. XMM-Newton follow-up for validation of Planck cluster candidates*. A&A, vol. 536, page A9, Décembre 2011.
- [Planck Collaboration *et al.* 2012a] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, R. Battye, K. Benabed, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, R. Bhatia, I. Bikmaev, H. Böhringer, A. Bonaldi, J. R. Bond, S. Borgani, J. Borrill, F. R. Bouchet, H. Bourdin, M. L. Brown, M. Bucher, R. Burenin, C. Burigana, R. C. Butler, P. Cabella, J.-F. Cardoso, P. Carvalho, A. Chamballu, L.-Y. Chiang, G. Chon, D. L. Clements, S. Colafrancesco, A. Coulais, F. Cuttaia, A. Da Silva, H. Dahle, R. J. Davis, P. de Bernardis, G. de Gasperis, J. Delabrouille, J. Démoclès, F.-X. Désert, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, X. Dupac, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, F. Finelli, I. Flores-Cacho, O. Forni, M. Frailis, E. Franceschi, M. Frommert, S. Galeotta, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, F. K.

- Hansen, D. Harrison, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, K. M. Huffenberger, G. Hurier, T. Jagemann, M. Juvela, E. Keihänen, I. Khamitov, R. Kneissl, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, S. Leach, R. Leonardi, A. Liddle, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, G. Luzzi, J. F. Macías-Pérez, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, F. Marleau, D. J. Marshall, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, F. Matthai, P. Mazzotta, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, J.-B. Melin, L. Mendes, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, L. Montier, G. Morgante, D. Munshi, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, S. Osborne, F. Pajot, D. Paoletti, B. Partridge, T. J. Pearson, O. Perdereau, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, R. Piffaretti, P. Platania, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, L. Popa, T. Poutanen, G. W. Pratt, S. Prunet, J.-L. Puget, J. P. Rachen, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, G. Savini, D. Scott, J.-L. Starck, F. Stivoli, V. Stolyarov, R. Sudiwala, R. Sunyaev, D. Sutton, A.-S. Suur-Uski, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, L. Valenziano, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, J. Weller, S. D. M. White, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. *Planck intermediate results. III. The relation between galaxy cluster mass and Sunyaev-Zeldovich signal*. ArXiv e-prints, Avril 2012.
- [Planck Collaboration *et al.* 2012b] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, A. Bonaldi, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, H. Bourdin, M. L. Brown, S. D. Brown, C. Burigana, P. Cabella, J.-F. Cardoso, P. Carvalho, A. Catalano, L. Cayón, L.-Y. Chiang, G. Chon, P. R. Christensen, E. Churazov, D. L. Clements, S. Colafrancesco, L. P. L. Colombo, A. Coulais, B. P. Crill, F. Cuttaia, A. Da Silva, H. Dahle, L. Danese, R. J. Davis, P. de Bernardis, G. de Gasperis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, F.-X. Désert, C. Dickinson, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, U. Dörl, M. Douspis, X. Dupac, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, F. Finelli, I. Flores-Cacho, O. Fornì, M. Frailis, E. Franceschi, M. Frommert, S. Galeotta, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Giard, M. Gilfanov, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. Harrison, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, W. Hovest, K. M. Huffenberger, G. Hurier, T. R. Jaffe, T. Jagemann, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Kneissl, J. Knoche, L. Knox, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähtenmäki, A. Lasenby, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, R. Leonardi, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, B. Maffei, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, F. Marleau, E. Martínez-González, S. Masi, M. Massardi, S. Matarrese, F. Matthai, P. Mazzotta, S. Mei, A. Melchiorri, J.-B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, S. Osborne, F. Pajot, D. Paoletti, O. Perdereau, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, R. Piffaretti, S. Plaszczyński, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, L. Popa, T. Poutanen, G. W. Pratt, S. Prunet, J.-L. Puget, J. P. Rachen, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, G. Rocha, M. Roman, C. Rosset, M. Rossetti, J. A. Rubiño-Martín, L. Rudnick, B. Rusholme, M. Sandri, G. Savini, B. M. Schaefer, D. Scott, G. F. Smoot, F. Stivoli, R. Sudiwala, R. Sunyaev, D. Sutton, A.-S. Suur-Uski, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, J. Tuovinen, M. Türler, G. Umana, L. Valenziano, B. Van Tent, J. Varis, P. Vielva, F. Villa, N. Vit-



- torio, L. A. Wade, B. D. Wandelt, N. Welikala, S. D. M. White, D. Yvon, A. Zacchei, S. Zaroubi et A. Zonca. *Planck Intermediate Results. X. Physics of the hot gas in the Coma cluster*. ArXiv e-prints, Août 2012.
- [Planck Collaboration *et al.* 2012c] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday et et al. *Planck Intermediate Results. V. Pressure profiles of galaxy clusters from the Sunyaev-Zeldovich effect*. ArXiv e-prints, Juillet 2012.
- [Planck Collaboration *et al.* 2012d] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday et et al. *Planck intermediate results. VI : The dynamical structure of PLCKG214.6+37.0, a Planck discovered triple system of galaxy clusters*. ArXiv e-prints, Juillet 2012.
- [Planck Collaboration *et al.* 2012e] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday et et al. *Planck intermediate results. VIII. Filaments between interacting clusters*. ArXiv e-prints, Août 2012.
- [Planck Collaboration *et al.* 2012f] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, I. Bikmaev, H. Böhringer, A. Bonaldi, S. Borgani, J. Borrill, F. R. Bouchet, M. L. Brown, C. Burigana, R. C. Butler, P. Cabella, P. Carvalho, A. Catalano, L. Cayón, A. Chamballu, R.-R. Chary, L.-Y. Chiang, G. Chon, P. R. Christensen, D. L. Clements, S. Colafrancesco, S. Colombi, B. P. Crill, F. Cuttaia, A. Da Silva, H. Dahle, R. J. Davis, P. de Bernardis, G. de Gasperis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. Démoclès, F.-X. Désert, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, X. Dupac, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, F. Finelli, I. Flores-Cacho, M. Frailis, E. Franceschi, M. Frommert, S. Galeotta, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, Y. Giraud-Héraud, J. González-Nuevo, R. González-Riestra, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. Harrison, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, W. Hovest, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. Jagemann, W. C. Jones, M. Juvela, R. Kneissl, J. Knoche, L. Knox, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, S. Leach, R. Leonardi, A. Liddle, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, G. Luzzi, J. F. Macías-Pérez, D. Maino, N. Mandolesi, R. Mann, M. Maris, F. Marleau, D. J. Marshall, E. Martínez-González, S. Masi, M. Massardi, S. Matarrese, P. Mazzotta, S. Mei, A. Melchiorri, J.-B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, S. Osborne, F. Pajot, D. Paoletti, O. Perdereau, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, R. Piffaretti, S. Plaszczynski, P. Platania, E. Pointecouteau, G. Polenta, L. Popa, T. Poutanen, G. W. Pratt, S. Prunet, J.-L. Puget, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, G. Savini, D. Scott, G. F. Smoot, A. Stanford, F. Stivoli, R. Sudiwala, R. Sunyaev, D. Sutton, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, L. Valenziano, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, L. A. Wade, B. D. Wandelt, N. Welikala, J. Weller, S. D. M. White, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. *Planck Intermediate Results. IV. The XMM-Newton validation programme for new Planck clusters*. ArXiv e-prints, Mai 2012.

- [Planck HFI Core Team *et al.* 2011a] Planck HFI Core Team, P. A. R. Ade, N. Aghanim, R. Ansari, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, A. J. Banday, M. Bartelmann, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, T. Bradshaw, M. Bucher, J.-F. Cardoso, G. Castex, A. Catalano, A. Challinor, A. Chamballu, R.-R. Chary, X. Chen, C. Chiang, S. Church, D. L. Clements, J.-M. Colley, S. Colombi, F. Couchot, A. Coulais, C. Cressiot, B. P. Crill, M. Crook, P. de Bernardis, J. Delabrouille, J.-M. Delouis, F.-X. Désert, K. Dolag, H. Dole, O. Doré, M. Douspis, J. Dunkley, G. Efstathiou, C. Filliard, O. Forni, P. Fosalba, K. Ganga, M. Giard, D. Girard, Y. Giraud-Héraud, R. Gispert, K. M. Górski, S. Gratton, M. Griffin, G. Guyot, J. Haissinski, D. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, S. R. Hildebrandt, R. Hills, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, K. M. Huffenberger, A. H. Jaffe, W. C. Jones, J. Kaplan, R. Kneissl, L. Knox, M. Kunz, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, A. Lasenby, A. Lavabre, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, C. Leroy, J. Lesgourgues, J. F. Macías-Pérez, C. J. MacTavish, B. Maffei, N. Mandolesi, R. Mann, F. Marleau, D. J. Marshall, S. Masi, T. Matsumura, I. McAuley, P. McGehee, J.-B. Melin, C. Mercier, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, D. Mortlock, A. Murphy, F. Nati, C. B. Netterfield, H. U. Nørgaard-Nielsen, C. North, F. Noviello, D. Novikov, S. Osborne, F. Pajot, G. Patanchon, T. Peacocke, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, F. Piacentini, M. Piat, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, N. Ponthieu, G. Prézeau, S. Prunet, J.-L. Puget, W. T. Reach, M. Remazeilles, C. Renault, A. Riazuelo, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, M. Rowan-Robinson, B. Rusholme, R. Saha, D. Santos, G. Savini, B. M. Schaefer, P. Shellard, L. Spencer, J.-L. Starck, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, R. Sunyaev, D. Sutton, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, C. Thum, J.-P. Torre, F. Touze, M. Tristram, F. van Leeuwen, L. Vibert, D. Vibert, L. A. Wade, B. D. Wandelt, S. D. M. White, H. Wiesemeyer, A. Woodcraft, V. Yurchenko, D. Yvon et A. Zacchei. *Planck early results. VI. The High Frequency Instrument data processing*. A&A, vol. 536, page A6, Décembre 2011.
- [Planck HFI Core Team *et al.* 2011b] Planck HFI Core Team, P. A. R. Ade, N. Aghanim, R. Ansari, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, A. J. Banday, M. Bartelmann, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, R. Bhatia, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, T. Bradshaw, E. Bréelle, M. Bucher, P. Camus, J.-F. Cardoso, A. Catalano, A. Challinor, A. Chamballu, J. Charra, M. Charra, R.-R. Chary, C. Chiang, S. Church, D. L. Clements, S. Colombi, F. Couchot, A. Coulais, C. Cressiot, B. P. Crill, M. Crook, P. de Bernardis, J. Delabrouille, J.-M. Delouis, F.-X. Désert, K. Dolag, H. Dole, O. Doré, M. Douspis, G. Efstathiou, P. Eng, C. Filliard, O. Forni, P. Fosalba, J.-J. Fourmond, K. Ganga, M. Giard, D. Girard, Y. Giraud-Héraud, R. Gispert, K. M. Górski, S. Gratton, M. Griffin, G. Guyot, J. Haissinski, D. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, S. R. Hildebrandt, R. Hills, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, K. M. Huffenberger, A. H. Jaffe, W. C. Jones, J. Kaplan, R. Kneissl, L. Knox, G. Lagache, J.-M. Lamarre, P. Lami, A. E. Lange, A. Lasenby, A. Lavabre, C. R. Lawrence, B. Leriche, C. Leroy, Y. Longval, J. F. Macías-Pérez, T. Maciaszek, C. J. MacTavish, B. Maffei, N. Mandolesi, R. Mann, B. Mansoux, S. Masi, T. Matsumura, P. McGehee, J.-B. Melin, C. Mercier, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, D. Mortlock, A. Murphy, F. Nati, C. B. Netterfield, H. U. Nørgaard-Nielsen, C. North, F. Noviello, D. Novikov, S. Osborne, C. Paine, F. Pajot, G. Patanchon, T. Peacocke, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, F. Piacentini, M. Piat, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, R. Pons, N. Ponthieu, G. Prézeau, S. Prunet, J.-L. Puget, W. T. Reach, C. Renault, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier,

- M. Rowan-Robinson, B. Rusholme, D. Santos, G. Savini, B. M. Schaefer, P. Shellard, L. Spencer, J.-L. Starck, P. Stassi, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, R. Sunyaev, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, C. Thum, J.-P. Torre, F. Touze, M. Tristram, F. van Leeuwen, L. Vibert, D. Vibert, L. A. Wade, B. D. Wandelt, S. D. M. White, H. Wiesemeyer, A. Woodcraft, V. Yurchenko, D. Yvon et A. Zacchei. *Planck early results. IV. First assessment of the High Frequency Instrument in-flight performance*. *A&A*, vol. 536, page A4, Décembre 2011.
- [Planck *et al.* 2012] Planck, AMI Collaborations, :, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, E. Battaner, R. Battye, K. Benabed, A. Benoît, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, R. Bhatia, I. Bikmaev, H. Böhringer, A. Bonaldi, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, H. Bourdin, M. L. Brown, M. Bucher, R. Burenin, C. Burigana, R. C. Butler, P. Cabella, P. Carvalho, A. Catalano, L. Cayón, A. Chamballu, R.-R. Chary, L.-Y. Chiang, G. Chon, D. L. Clements, S. Colafrancesco, S. Colombi, B. P. Crill, F. Cuttaia, A. Da Silva, H. Dahle, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, G. de Gasperis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. Démoclès, C. Dickinson, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, X. Dupac, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, F. Feroz, F. Finelli, I. Flores-Cacho, O. Fornì, P. Fosalba, M. Frailis, E. Franceschi, S. Fromenteau, S. Galeotta, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, J. González-Nuevo, K. M. Górski, K. J. B. Grainge, A. Gregorio, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. Harrison, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, K. M. Huffenberger, G. Hurier, N. Hurley-Walker, T. Jagemann, M. Juvela, E. Keihänen, I. Khamitov, R. Kneissl, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, S. Leach, R. Leonardi, A. Liddle, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, G. Luzzi, J. F. Macías-Pérez, C. J. MacTavish, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, F. Marleau, D. J. Marshall, E. Martínez-González, S. Masi, M. Massardi, S. Matarrese, F. Matthai, P. Mazzotta, A. Melchiorri, J.-B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, L. Montier, G. Morgante, D. Munshi, P. Naselsky, P. Natoli, F. Noviello, M. Olamaie, S. Osborne, F. Pajot, D. Paoletti, F. Pasian, G. Patanchon, T. J. Pearson, O. Perdereau, Y. C. Perrott, F. Perrotta, F. Piacentini, E. Pierpaoli, P. Platania, E. Pointecouteau, G. Polenta, L. Popa, T. Poutanen, G. W. Pratt, J.-L. Puget, J. P. Rachen, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rodríguez-Gonzálvez, C. Rosset, M. Rossetti, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, R. D. E. Saunders, G. Savini, M. P. Schammel, D. Scott, T. W. Shimwell, G. F. Smoot, J.-L. Starck, F. Stivoli, V. Stolyarov, R. Sunyaev, D. Sutton, A.-S. Suur-Uski, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, L. Valenziano, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, L. A. Wade, B. D. Wandelt, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. *Planck Intermediate Results II : Comparison of Sunyaev-Zeldovich measurements from Planck and from the Arcminute Microkelvin Imager for 11 galaxy clusters*. ArXiv e-prints, Avril 2012.
- [Pointecouteau *et al.* 2002] E. Pointecouteau, M. Hattori, D. Neumann, E. Komatsu, H. Matsuo, N. Kuno et H. Böhringer. *SZ and X-ray combined analysis of a distant galaxy cluster, RX J2228+2037*. *A&A*, vol. 387, pages 56–62, Mai 2002.
- [Ponthieu *et al.* 2005] N. Ponthieu, J. F. Macías-Pérez, M. Tristram, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, J. Aumont, É. Aubourg, A. Benoît, J.-P. Bernard, A. Blanchard, J. J. Bock, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, J.-F. Cardoso, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Désert, M. Douspis, L. Dumoulin, P. Filliatre, P. Fosalba, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, R. Gispert, J. Grain, L. Guglielmi, J.-C. Hamilton, S. Hanany,

- S. Henrot-Versillé, J. Kaplan, G. Lagache, A. E. Lange, K. Madet, B. Maffei, S. Masi, F. Mayet, F. Nati, G. Patanchon, O. Perdereau, S. Plaszczyński, M. Piat, S. Prunet, J.-L. Puget, C. Renault, C. Rosset, D. Santos, D. Vibert et D. Yvon. *Temperature and polarization angular power spectra of Galactic dust radiation at 353 GHz as measured by Archeops*. A&A, vol. 444, pages 327–336, Décembre 2005.
- [Pratt *et al.* 2010] G. W. Pratt, M. Arnaud, R. Piffaretti, H. Böhringer, T. J. Ponman, J. H. Croston, G. M. Voit, S. Borgani et R. G. Bower. *Gas entropy in a representative sample of nearby X-ray galaxy clusters (REXCESS) : relationship to gas mass fraction*. A&A, vol. 511, page A85, Février 2010.
- [Press & Schechter 1974] W. H. Press et P. Schechter. *Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation*. ApJ, vol. 187, pages 425–438, Février 1974.
- [Prunet *et al.* 2000] S. Prunet, C. B. Netterfield, E. Hivon et B. P. Crill. *Iterative map-making for scanning experiments*. ArXiv Astrophysics e-prints, Juin 2000.
- [Rabii *et al.* 2006] B. Rabii, C. D. Winant, J. S. Collins, A. T. Lee, P. L. Richards, M. E. Abroe, S. Hanany, B. R. Johnson, P. Ade, A. Balbi, J. J. Bock, J. Borrill, R. Stompor, A. Boscaleri, E. Pascale, P. de Bernardis, P. G. Ferreira, V. V. Hristov, A. E. Lange, A. H. Jaffe, C. B. Netterfield, G. F. Smoot et J. H. P. Wu. *MAXIMA : A balloon-borne cosmic microwave background anisotropy experiment*. Review of Scientific Instruments, vol. 77, no. 7, page 071101, Juillet 2006.
- [Reed *et al.* 2011] D. S. Reed, S. M. Koushiappas et L. Gao. *Non-universality of halo profiles and implications for dark matter experiments*. MNRAS, vol. 415, pages 3177–3188, Août 2011.
- [Rees & Sciama 1968] M. J. Rees et D. W. Sciama. *Large-scale Density Inhomogeneities in the Universe*. Nature, vol. 217, pages 511–516, Février 1968.
- [Reichardt *et al.* 2012] C. L. Reichardt, B. Stalder, L. E. Bleem, T. E. Montroy, K. A. Aird, K. Andersson, R. Armstrong, M. L. N. Ashby, M. Bautz, M. Bayliss, G. Bazin, B. A. Benson, M. Brodwin, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H. M. Cho, A. Clocchiatti, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, S. Desai, M. A. Dobbs, J. P. Dudley, R. J. Foley, W. R. Forman, E. M. George, M. D. Gladders, A. H. Gonzalez, N. W. Halverson, N. L. Harrington, F. W. High, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, S. Hoover, J. D. Hrubes, C. Jones, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, J. Liu, M. Lueker, D. Luong-Van, A. Mantz, D. P. Marrone, M. McDonald, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, L. Mocuano, J. J. Mohr, S. S. Murray, T. Natoli, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, A. Rest, J. Ruel, J. E. Ruhl, B. R. Saliwanchik, A. Saro, J. T. Sayre, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, J. Song, H. G. Spieler, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. Story, C. W. Stubbs, R. Suhada, A. van Engelen, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, A. Vikhlinin, R. Williamson, O. Zahn et A. Zenteno. *Galaxy clusters discovered via the Sunyaev-Zel'dovich effect in the first 720 square degrees of the South Pole Telescope survey*. ArXiv e-prints, Mars 2012.
- [Reiss *et al.* 1998] D. Reiss, A. Graham et S. Sabine. *Supernovae 1998du, 1998dv, 1998dw*. IAU Circ., vol. 7007, page 1, Septembre 1998.
- [Remazeilles *et al.* 2011] M. Remazeilles, J. Delabrouille et J.-F. Cardoso. *CMB and SZ effect separation with constrained Internal Linear Combinations*. MNRAS, vol. 410, pages 2481–2487, Février 2011.
- [Rephaeli 1995] Y. Rephaeli. *Comptonization Of The Cosmic Microwave Background : The Sunyaev-Zeldovich Effect*. ARA&A, vol. 33, pages 541–580, 1995.

- [Riess *et al.* 1998] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff et J. Tonry. *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. AJ, vol. 116, pages 1009–1038, Septembre 1998.
- [Riess *et al.* 2009] A. G. Riess, L. Macri, S. Casertano, M. Sosey, H. Lampeitl, H. C. Ferguson, A. V. Filippenko, S. W. Jha, W. Li, R. Chornock et D. Sarkar. *A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder*. ApJ, vol. 699, pages 539–563, Juillet 2009.
- [Rozo *et al.* 2012] E. Rozo, A. Vikhlinin et S. More. *The Ysz–Yx Scaling Relation as Determined from Planck and Chandra*. ArXiv e-prints, Février 2012.
- [Rudd & Nagai 2009] D. H. Rudd et D. Nagai. *Nonequilibrium Electrons and the Sunyaev-Zel'Dovich Effect of Galaxy Clusters*. ApJ, vol. 701, pages L16–L19, Août 2009.
- [Runyan *et al.* 2003] M. C. Runyan, P. A. R. Ade, J. J. Bock, J. R. Bond, C. Cantalupo, C. R. Contaldi, M. D. Daub, J. H. Goldstein, P. L. Gomez, W. L. Holzapfel, C. L. Kuo, A. E. Lange, M. Lueker, M. Newcomb, J. B. Peterson, D. Pogosyan, A. K. Romer, J. Ruhl, E. Torbet et D. Woolsey. *First results from the arcminute cosmology bolometer array receiver*. New A Rev., vol. 47, pages 915–923, Décembre 2003.
- [Rybicki & Lightman 1979] G. B. Rybicki et A. P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. 1979.
- [Sachs & Wolfe 1967] R. K. Sachs et A. M. Wolfe. *Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background*. ApJ, vol. 147, page 73, Janvier 1967.
- [Sakelliou & Ponman 2004] I. Sakelliou et T.J. Ponman. MNRAS, vol. 351, page 1439, 2004.
- [Salpeter 1955] E. E. Salpeter. *The Luminosity Function and Stellar Evolution*. ApJ, vol. 121, page 161, Janvier 1955.
- [Sarazin 1986] C. L. Sarazin. *X-ray emission from clusters of galaxies*. Reviews of Modern Physics, vol. 58, pages 1–115, Janvier 1986.
- [Sayers *et al.* 2011] J. Sayers, S. R. Golwala, S. Ameglio et E. Pierpaoli. *Cluster Morphologies and Model-independent  $Y_{SZ}$  Estimates from Bolocam Sunyaev-Zel'dovich Images*. ApJ, vol. 728, page 39, Février 2011.
- [Sazonov & Sunyaev 1999] S. Y. Sazonov et R. A. Sunyaev. *Microwave polarization in the direction of galaxy clusters induced by the CMB quadrupole anisotropy*. MNRAS, vol. 310, pages 765–772, Décembre 1999.
- [Schneider *et al.* 1992] D. P. Schneider, J. N. Bahcall, J. E. Gunn et A. Dressler. *The cluster of galaxies associated with the low-redshift quasar H1821 + 643*. AJ, vol. 103, pages 1047–1050, Avril 1992.
- [Seljak & Zaldarriaga 2000] U. Seljak et M. Zaldarriaga. *Lensing-induced Cluster Signatures in the Cosmic Microwave Background*. ApJ, vol. 538, pages 57–64, Juillet 2000.
- [Shikaze *et al.* 2007] Y. Shikaze, S. Haino, K. Abe, H. Fuke, T. Hams, K. C. Kim, Y. Makida, S. Matsuda, J. W. Mitchell, A. A. Moiseev, J. Nishimura, M. Nozaki, S. Orito, J. F. Ormes, T. Sanuki, M. Sasaki, E. S. Seo, R. E. Streitmatter, J. Suzuki, K. Tanaka, T. Yamagami, A. Yamamoto, T. Yoshida et K. Yoshimura. *Measurements of 0.2–20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer*. Astroparticle Physics, Volume 28, Issue 1, p. 154–167., vol. 28, pages 154–167, Septembre 2007.

- [Sievers *et al.* 2009] J. L. Sievers, B. S. Mason, L. Weintraub, C. Achermann, P. Altamirano, J. R. Bond, L. Bronfman, R. Bustos, C. Contaldi, C. Dickinson, M. E. Jones, J. May, S. T. Myers, N. Oyarce, S. Padin, T. J. Pearson, M. Pospieszalski, A. C. S. Readhead, R. Reeves, M. C. Shepherd, A. C. Taylor et S. Torres. *Cosmological Results from Five Years of 30 GHz CMB Intensity Measurements with the Cosmic Background Imager*. ArXiv e-prints, Janvier 2009.
- [Silk 1968] J. Silk. *Cosmic Black-Body Radiation and Galaxy Formation*. ApJ, vol. 151, page 459, Février 1968.
- [Smoot *et al.* 1987] G. F. Smoot, S. M. Levin, A. Kogut, G. de Amici et C. Witebsky. *Atmospheric emission variation measurements at 3, 0.9, and 0.33 cm wavelength*. Radio Science (ISSN 0048-6604), vol. 22, July-Aug. 1987, p. 521-528. Research supported by the Ministero della Pubblica Istruzione and CNR., vol. 22, pages 521–528, Août 1987.
- [Smoot *et al.* 1992] G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, E. L. Wright, J. Aymon, N. W. Boggess, E. S. Cheng, G. de Amici, S. Gulkis, M. G. Hauser, G. Hinshaw, P. D. Jackson, M. Janssen, E. Kaita, T. Kelsall, P. Keegstra, C. Lineweaver, K. Loewenstein, P. Lubin, J. Mather, S. S. Meyer, S. H. Moseley, T. Murdock, L. Rokke, R. F. Silverberg, L. Tenorio, R. Weiss et D. T. Wilkinson. *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps*. ApJ, vol. 396, pages L1–L5, Septembre 1992.
- [Snowden *et al.* 2008] S. L. Snowden, R. F. Mushotzky, K. D. Kuntz et D. S. Davis. *A catalog of galaxy clusters observed by XMM-Newton*. A&A, vol. 478, pages 615–658, Février 2008.
- [Springel & Hernquist 2003] V. Springel et L. Hernquist. *Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations : a hybrid multiphase model for star formation*. MNRAS, vol. 339, pages 289–311, Février 2003.
- [Springel *et al.* 2005] V. Springel, S. D. M. White, A. Jenkins, C. S. Frenk, N. Yoshida, L. Gao, J. Navarro, R. Thacker, D. Croton, J. Helly, J. A. Peacock, S. Cole, P. Thomas, H. Couchman, A. Evrard, J. Colberg et F. Pearce. *Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars*. Nature, vol. 435, pages 629–636, Juin 2005.
- [Stalder *et al.* 2012] B. Stalder, J. Ruel, R. Suhada, M. Brodwin, K. A. Aird, K. Andersson, R. Armstrong, M. L. N. Ashby, M. Bautz, M. Bayliss, G. Bazin, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H. M. Cho, A. Clocchiatti, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, S. Desai, M. A. Dobbs, J. P. Dudley, R. J. Foley, W. R. Forman, E. M. George, D. Gettings, M. D. Gladders, A. H. Gonzalez, N. W. Halverson, N. L. Harrington, F. W. High, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, S. Hoover, J. D. Hrubes, C. Jones, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, J. Liu, M. Lueker, D. Luong-Van, A. Mantz, D. P. Marrone, M. McDonald, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, L. Mocanu, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. S. Murray, T. Natoli, D. Nurgaliev, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, C. L. Reichardt, A. Rest, J. E. Ruhl, B. R. Saliwanchik, A. Saro, J. T. Sayre, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, J. Song, H. G. Spieler, S. A. Stanford, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. Story, C. W. Stubbs, A. van Engelen, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, A. Vikhlinin, R. Williamson, O. Zahn et A. Zenteno. *SPT-CL J0205-5829 : A  $z = 1.32$  evolved massive galaxy cluster in the south pole telescope Sunyaev-Zel'dovich effect survey*. ArXiv e-prints, Mai 2012.
- [Staniszewski *et al.* 2009] Z. Staniszewski, P. A. R. Ade, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H.-M. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, M. A. Dobbs, N. W. Halverson, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, T. M. Lanting, A. T. Lee, E. M. Leitch, A. Loehr, M. Lueker, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, C.-C. Ngeow, S. Padin, T. Plagge,

- C. Pryke, C. L. Reichardt, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, B. Stalder, A. A. Stark, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, O. Zahn et A. Zenteno. *Galaxy Clusters Discovered with a Sunyaev-Zel'dovich Effect Survey*. ApJ, vol. 701, pages 32–41, Août 2009.
- [Starobinsky 1982] A. A. Starobinsky. *Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations*. Physics Letters B, vol. 117, pages 175–178, Novembre 1982.
- [Story *et al.* 2011] K. Story, K. A. Aird, K. Andersson, R. Armstrong, G. Bazin, B. A. Benson, L. E. Bleem, M. Bonamente, M. Brodwin, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, A. Clocchiatti, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, S. Desai, M. A. Dobbs, J. P. Dudley, R. J. Foley, E. M. George, M. D. Gladders, A. H. Gonzalez, N. W. Halverson, F. W. High, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, S. Hoover, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, M. Lueker, D. Luong-Van, D. P. Marrone, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, C. L. Reichardt, A. Rest, J. Ruel, J. E. Ruhl, B. R. Saliwanchik, A. Saro, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, J. Song, H. G. Spieler, B. Stalder, Z. Staniszewski, A. A. Stark, C. W. Stubbs, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, R. Williamson et A. Zenteno. *South Pole Telescope Detections of the Previously Unconfirmed Planck Early Sunyaev-Zel'dovich Clusters in the Southern Hemisphere*. ApJ, vol. 735, page L36, Juillet 2011.
- [Sun *et al.* 2011] M. Sun, N. Sehgal, G. M. Voit, M. Donahue, C. Jones, W. Forman, A. Vikhlinin et C. Sarazin. *The Pressure Profiles of Hot Gas in Local Galaxy Groups*. ApJ, vol. 727, page L49, Février 2011.
- [Sunyaev & Zeldovich 1972] R. A. Sunyaev et Y. B. Zeldovich. *Formation of Clusters of Galaxies ; Protocluster Fragmentation and Intergalactic Gas Heating*. A&A, vol. 20, page 189, Août 1972.
- [Sutton *et al.* 2010] D. Sutton, J. A. Zuntz, P. G. Ferreira, M. L. Brown, H. K. Eriksen, B. R. Johnson, A. Kusaka, S. K. Næss et I. K. Wehus. *Fast and precise map-making for massively multi-detector CMB experiments*. MNRAS, vol. 407, pages 1387–1402, Septembre 2010.
- [Takahashi & Yamashita 2003] S. Takahashi et K. Yamashita. *XMM-Newton Observation of the Cluster of Galaxies Abell 1650*. PASJ, vol. 55, pages 1105–1113, Décembre 2003.
- [Tauber *et al.* 2010] J. A. Tauber, N. Mandolesi, J.-L. Puget, T. Banos, M. Bersanelli, F. R. Bouchet, R. C. Butler, J. Charra, G. Crone, J. Dodsworth et et al. *Planck pre-launch status : The Planck mission*. A&A, vol. 520, page A1, Septembre 2010.
- [Taylor *et al.* 1998] A. N. Taylor, S. Dye, T. J. Broadhurst, N. Benitez et E. van Kampen. *Gravitational Lens Magnification and the Mass of Abell 1689*. ApJ, vol. 501, page 539, Juillet 1998.
- [Tinker *et al.* 2008] J. Tinker, A. V. Kravtsov, A. Klypin, K. Abazajian, M. Warren, G. Yepes, S. Gottlöber et D. E. Holz. *Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology : The Limits of Universality*. ApJ, vol. 688, pages 709–728, Décembre 2008.
- [Tittley & Henriksen 2001] E. R. Tittley et M. Henriksen. *A Filament between Galaxy Clusters A3391 and A3395*. ApJ, vol. 563, pages 673–686, Décembre 2001.
- [Toffolatti *et al.* 1998] L. Toffolatti, F. Argueso Gomez, G. de Zotti, P. Mazzei, A. Franceschini, L. Danese et C. Burigana. *Extragalactic source counts and contributions to the anisotropies of the cosmic microwave background : predictions for the Planck Surveyor mission*. MNRAS, vol. 297, pages 117–127, Juin 1998.

- [Tornatore *et al.* 2004] L. Tornatore, S. Borgani, F. Matteucci, S. Recchi et P. Tozzi. *Simulating the metal enrichment of the intracluster medium*. MNRAS, vol. 349, pages L19–L24, Mars 2004.
- [Tornatore *et al.* 2007] L. Tornatore, S. Borgani, K. Dolag et F. Matteucci. *Chemical enrichment of galaxy clusters from hydrodynamical simulations*. MNRAS, vol. 382, pages 1050–1072, Décembre 2007.
- [Tristram *et al.* 2011] M. Tristram, C. Filliard, O. Perdureau, S. Plaszczynski, R. Stompor et F. Touze. *Iterative destriping and photometric calibration for Planck-HFI, polarized, multi-detector map-making*. A&A, vol. 534, page A88, Octobre 2011.
- [Urban *et al.* 2011] O. Urban, N. Werner, A. Simionescu, S. W. Allen et H. Böhringer. *X-ray spectroscopy of the Virgo Cluster out to the virial radius*. MNRAS, vol. 414, pages 2101–2111, Juillet 2011.
- [Vanderlinde *et al.* 2010] K. Vanderlinde, T. M. Crawford, T. de Haan, J. P. Dudley, L. Shaw, P. A. R. Ade, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, M. Brodwin, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, A. T. Crites, S. Desai, M. A. Dobbs, R. J. Foley, E. M. George, M. D. Gladders, N. R. Hall, N. W. Halverson, F. W. High, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, A. Loehr, M. Lueker, D. P. Marrone, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, C.-C. Ngeow, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, C. L. Reichardt, A. Rest, J. Ruel, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, E. Shirokoff, J. Song, H. G. Spieler, B. Stalder, Z. Staniszewski, A. A. Stark, C. W. Stubbs, A. van Engelen, J. D. Vieira, R. Williamson, Y. Yang, O. Zahn et A. Zenteno. *Galaxy Clusters Selected with the Sunyaev-Zel'dovich Effect from 2008 South Pole Telescope Observations*. ApJ, vol. 722, pages 1180–1196, Octobre 2010.
- [Vikhlinin *et al.* 2006] A. Vikhlinin, A. Kravtsov, W. Forman, C. Jones, M. Markevitch, S. S. Murray et L. Van Speybroeck. *Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters : Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation*. ApJ, vol. 640, pages 691–709, Avril 2006.
- [Vio & Andreani 2008] R. Vio et P. Andreani. *A statistical analysis of the “internal linear combination” method in problems of signal separation as in cosmic microwave background observations*. A&A, vol. 487, pages 775–780, Août 2008.
- [Walker *et al.* 2012] S. A. Walker, A. C. Fabian, J. S. Sanders, M. R. George et Y. Tawara. *X-ray observations of the galaxy cluster Abell 2029 to the virial radius*. MNRAS, vol. 422, pages 3503–3515, Juin 2012.
- [Watson *et al.* 2005] R. A. Watson, R. Rebolo, J. A. Rubiño-Martín, S. Hildebrandt, C. M. Gutiérrez, S. Fernández-Cerezo, R. J. Hoyland et E. S. Battistelli. *Detection of Anomalous Microwave Emission in the Perseus Molecular Cloud with the COSMOSOMAS Experiment*. ApJ, vol. 624, pages L89–L92, Mai 2005.
- [Weiland *et al.* 2011] J. L. Weiland, N. Odegard, R. S. Hill, E. Wollack, G. Hinshaw, M. R. Greason, N. Jarosik, L. Page, C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M. Halpern, A. Kogut, E. Komatsu, D. Larson, M. Limon, S. S. Meyer, M. R. Nolta, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker et E. L. Wright. *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Planets and Celestial Calibration Sources*. ApJS, vol. 192, page 19, Février 2011.
- [Wu 1994] X. Wu. *Determining gravitational masses of galaxy clusters with virial equilibrium and arclike images*. ApJ, vol. 436, pages L115–L118, Décembre 1994.
- [Zacchei *et al.* 2011] A. Zacchei, D. Maino, C. Baccigalupi, M. Bersanelli, A. Bonaldi, L. Bonavera, C. Burigana, R. C. Butler, F. Cuttaia, G. de Zotti, J. Dick, M. Frailis, S. Galeotta,



- J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, E. Keihänen, R. Keskitalo, J. Knoche, H. Kurki-Suonio, C. R. Lawrence, S. Leach, J. P. Leahy, M. López-Caniego, N. Mandolesi, M. Maris, F. Matthai, P. R. Meinhold, A. Mennella, G. Morgante, N. Morisset, P. Natoli, F. Pasian, F. Perrotta, G. Polenta, T. Poutanen, M. Reinecke, S. Ricciardi, R. Rohlfs, M. Sandri, A.-S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, L. Terenzi, M. Tomasi, J. Valiviita, F. Villa, A. Zonca, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, N. Bartolo, L. Bedini, K. Bennett, P. Binko, J. Borrill, F. R. Bouchet, M. Bremer, P. Cabella, B. Cappellini, X. Chen, L. Colombo, M. Cruz, A. Curto, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, G. de Gasperis, A. de Rosa, G. de Troia, C. Dickinson, J. M. Diego, S. Donzelli, U. Dörl, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, M. C. Falvella, F. Finelli, E. Franceschi, T. C. Gaier, F. Gasparo, R. T. Génova-Santos, G. Giardino, F. Gómez, A. Gruppuso, F. K. Hansen, R. Hell, D. Herranz, W. Hovest, M. Huynh, J. Jewell, M. Juvela, T. S. Kisner, L. Knox, A. Lähteenmäki, J.-M. Lamarre, R. Leonardi, J. León-Tavares, P. B. Lilje, P. M. Lubin, G. Maggio, D. Marinucci, E. Martínez-González, M. Massardi, S. Matarrese, M. T. Meharga, A. Melchiorri, M. Migliaccio, S. Mitra, A. Moss, H. U. Nørgaard-Nielsen, L. Pagano, R. Paladini, D. Paoletti, B. Partridge, D. Pearson, V. Pettorino, D. Pietrobon, G. Prézeau, P. Procopio, J.-L. Puget, C. Quercellini, J. P. Rachen, R. Rebolo, G. Robbers, G. Rocha, J. A. Rubiño-Martín, E. Salerno, M. Savelainen, D. Scott, M. D. Seiffert, J. I. Silk, G. F. Smoot, J. Sternberg, F. Stivoli, R. Stompor, G. Tofani, L. Toffolatti, J. Tuovinen, M. Türler, G. Umama, P. Vielva, N. Vittorio, C. Vuerli, L. A. Wade, R. Watson, S. D. M. White et A. Wilkinson. *Planck early results. V. The Low Frequency Instrument data processing*. *A&A*, vol. 536, page A5, Décembre 2011.
- [Zaldarriaga & Seljak 1997] M. Zaldarriaga et U. Seljak. *All-sky analysis of polarization in the microwave background*. *Phys. Rev. D*, vol. 55, pages 1830–1840, Février 1997.
- [Zaldarriaga et al. 1998] M. Zaldarriaga, U. Seljak et E. Bertschinger. *Integral Solution for the Microwave Background Anisotropies in Nonflat Universes*. *ApJ*, vol. 494, page 491, Février 1998.
- [Zaldarriaga 1998] M. Zaldarriaga. *Cosmic Microwave Background Polarization Experiments*. *ApJ*, vol. 503, page 1, Août 1998.
- [Zeldovich & Sunyaev 1969] Y. B. Zeldovich et R. A. Sunyaev. *The Interaction of Matter and Radiation in a Hot-Model Universe*. *Ap&SS*, vol. 4, pages 301–316, Juillet 1969.
- [Zombeck 1990] M. V. Zombeck. *Early Results from The ROSAT High Resolution Imager (HRI)*. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 22 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1270, Septembre 1990.
- [Zwart et al. 2011] J. T. L. Zwart, F. Feroz, M. L. Davies, T. M. O. Franzen, K. J. B. Grainge, M. P. Hobson, N. Hurley-Walker, R. Kneissl, A. N. Lasenby, M. Olamaie, G. G. Pooley, C. Rodríguez-Gonzálvez, R. D. E. Saunders, A. M. M. Scaife, P. F. Scott, T. W. Shimwell, D. J. Titterton et E. M. Waldrum. *Sunyaev-Zel'dovich observations of galaxy clusters out to the virial radius with the Arcminute Microkelvin Imager*. *MNRAS*, vol. 418, pages 2754–2772, Décembre 2011.
- [Zwicky et al. 1961] F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz et C. T. Kowal. *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I*. 1961.
- [Zwicky 1929] F. Zwicky. *On the Red Shift of Spectral Lines through Interstellar Space*. *Proceedings of the National Academy of Science*, vol. 15, pages 773–779, Octobre 1929.



# Résumé

Cette thèse est consacrée à la mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique (tSZ) ainsi qu'à la caractérisation des amas de galaxies observés via cet effet. Les travaux que nous avons réalisés s'inscrivent dans le cadre de l'analyse des données du satellite PLANCK. Cette thèse débute par une description du modèle de Big Bang chaud, du Fond Diffus Cosmologique (CMB), de la formation des structures et de l'interaction entre le CMB et le gaz chaud d'électrons des amas de galaxies : l'effet tSZ. Ensuite, un état des lieux des contraintes existantes sur le modèle standard de la cosmologie et des expériences dédiées à la mesure de l'effet tSZ est dressé. Une deuxième partie est dédiée à la présentation du satellite PLANCK et d'effets systématiques dans les données ordonnées en temps de l'instrument HFI. Une troisième partie porte sur la mise en place d'une méthode de séparation de sources (MILCA) en vue d'extraire des composantes astrophysiques à partir de mesures multi-composantes et multi-canal, ainsi que son application à l'extraction de l'effet tSZ. Dans une dernière partie nous utilisons les cartes de l'effet tSZ que nous avons construites, et en faisons l'analyse dans l'optique de valider les candidats amas de galaxies du catalogue *Early-SZ* (ESZ), d'étudier le profil de pression du gaz chaud d'électrons présent dans les amas de galaxies et de chercher une phase chaude et dense de matière baryonique sombre diffuse (*WHIM*) sous forme de filaments entre des systèmes binaires d'amas de galaxies.

**Mots-clés :** cosmologie, amas de galaxies, CMB, effet Sunyaev-Zel'dovich, PLANCK, analyse de données.

# Abstract

This thesis is dedicated to the study of thermal the Sunyaev-Zel'dovich (tSZ) effect and to the characterization of galaxy clusters via this effect. This work is performed within the framework of the PLANCK satellite data analysis. First, this thesis gives a description of the Big Bang model, structure formation theory and the interaction between the CMB and the gaz of hot electrons in galaxy clusters : the tSZ effects. Then, we present the PLANCK experiment and the analysis of it's data. Part two is devoted to the presentation of systematic effects and their correction. In particular, we deal with systematics in the time ordered data. A third part is dedicated to the development and implementation of a new component separation method : MILCA. We also discuss the application of this method to the PLANCK data for the extraction of the tSZ component. Finally, we use and analyze the tSZ PLANCK maps, in order to validate galaxy cluster candidates of the Early SZ (ESZ) catalog, to study the pressure profile of the gaz of hot electrons present in galaxy clusters and to search for the detection of a dense and warm phase of the diffuse dark baryonique matter (WHIM) in the form of filaments between binaries systems of galaxy clusters.

**Keywords :** cosmology, galaxy clusters, CMB, Sunyaev-Zel'dovich effect, PLANCK, data analysis.