



**HAL**  
open science

# Etude des effets Sunyaev-Zel'dovitch cinétique et relativiste dans les données Planck.

Sarah Puisieux

► **To cite this version:**

Sarah Puisieux. Etude des effets Sunyaev-Zel'dovitch cinétique et relativiste dans les données Planck.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2013. Français. NNT: . tel-01019928

**HAL Id: tel-01019928**

**<https://theses.hal.science/tel-01019928>**

Submitted on 7 Jul 2014

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

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

# THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Cosmologie

présentée par

**Sarah PUISIEUX**

---

**Etude des effets Sunyaev-Zel'dovitch cinétique et  
relativiste dans les données Planck.**

---

dirigée par Jean-Baptiste MELIN

Soutenue le 27 septembre 2013 devant le jury composé de :

M <sup>me</sup> Simona MEI	présidente
M. Jean-Baptiste MELIN	directeur
M. Christian MARINONI	rapporteur
M. François-Xavier DÉSSERT	rapporteur
M. Etienne POINTECOUTEAU	examineur
M. Pier Stephano CORASANITI	examineur

*Cette thèse est dédiée à tous les professeurs qui soutiennent  
leurs élèves envers et contre tous y compris contre  
eux-mêmes.*

*"Vers l'infini et au-delà", (Buzz l'éclair)*

# Remerciements

Je remercie mon directeur de thèse, ainsi que tout le groupe de cosmo de l'IRFU/SPP, qui m'ont encadrés et soutenus.

Je remercie aussi toute ma famille et mes amis, toujours là.

Je remercie en particulier mes parents qui m'ont toujours soutenue et accompagnée toutes ces années.

Je remercie Anne et Gérard de m'avoir corrigé et aidé pour mon orthographe.

Enfin, je remercie mon doudou, qui m'a véhiculé, supporté, aimé depuis le début de cette thèse et avant.



# Résumé

## Résumé

Les effets Sunyaev-Zel'dovitch (SZ) correspondent à la diffusion inverse-Compton des photons du fond diffus cosmologique sur le gaz des amas de galaxies. Ce travail a visé à étudier l'ensemble des aspects des effets SZ cinétique et relativiste dans les données Planck. Pour ce faire, nous avons développé des filtres adaptés, conçus spécialement pour la détection des effets SZ. Ces filtres nous ont permis d'utiliser l'ensemble des longueurs d'onde de l'expérience de façon optimale. L'effet SZ cinétique est proportionnel à la vitesse radiale particulière des amas de galaxies. Nous avons donc pu étudier, grâce à cet effet SZ, les vitesses radiales particulières via des analyses individuelles, mais aussi statistiques. En particulier, il nous a permis d'effectuer les premières mesures de la vitesse moyenne des amas. Cette vitesse moyenne s'est avérée compatible avec zéro et constitue une vérification du principe cosmologique. Par ailleurs, nous avons étudié le dipôle des amas de galaxies, exclu les modèles inhomogènes d'Univers à un grand niveau de confiance et établi des limites supérieures sur la variance des vitesses des amas. L'effet SZ cinétique est aussi exploré au travers du moment moyen des paires de halos de galaxies. Les résultats obtenus ont montré une détection significative. Enfin, nous avons étudié l'effet SZ relativiste via sa dépendance à la température des amas. Nous avons montré en particulier son impact sur l'estimation de l'effet SZ cinétique.

## Mots-clefs

Cosmologie, astrophysique, amas de galaxies, effets Sunyaev-Zel'dovitch, Vitesses des amas de galaxies, moment moyen des paires de halos

# Study of the kinetic and relativistic Sunyaev-Zel'dovich effects in the Planck data

## Abstract

The Sunyaev-Zeldovich effects correspond to the inverse-Compton diffusion of photons from the cosmic microwave background on the gaz of clusters of galaxies. The aim of this work is to study all the aspects of kinetic and relativistic thermic SZ in the Planck data. We have developed several filters, specially designed to extract the SZ effects. These filters allow us to use all the Planck frequencies in an optimal way. The kinetic effect is proportional to the radial peculiar velocity of clusters of galaxies. We have studied these velocities individually but also statistically. We have in particular measured for the first time the average velocity of clusters, that is found in agreement with zero, which constitutes a proof of the cosmological principle. We have also studied the bulk flow of clusters and excluded several models of inhomogeneous universe with a very high confidence and put an upper limit on the velocity variance. The kinetic SZ effect can also be explored through the pairwise momentum of halos of galaxies. The results present a significant detection. Finally, we have analyzed the thermal relativistic SZ effect via its dependency to cluster temperatures. We have in particular provided evidence of its impact on the measurement of the kinetic SZ effect.

## Keywords

Cosmology, astrophysicsn clusters, Sunyaev-Zeldovich effects, velocities of clusters, pairwise momentum

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Le modèle standard de la cosmologie</b>	<b>15</b>
1.1 Les bases de la cosmologie moderne . . . . .	15
1.1.1 La relativité générale . . . . .	15
1.1.2 Le principe cosmologique . . . . .	16
1.1.3 La métrique de Robertson-Walker ou Friedmann-Lemaître . . . . .	17
1.1.4 Quelques propriétés découlant de la métrique . . . . .	17
1.1.5 Tenseur énergie-impulsion et équation de Friedmann . . . . .	18
1.1.6 Equation d'état . . . . .	19
1.2 L'histoire de l'univers primordial . . . . .	20
1.2.1 Différentes ères de domination . . . . .	20
1.2.2 Big-Bang et temps de Planck . . . . .	22
1.2.3 Histoire thermique de l'univers . . . . .	22
1.2.4 L'inflation, un ajout nécessaire . . . . .	26
1.3 Le fond diffus cosmologique FDC . . . . .	29
1.3.1 De sa prédiction à la mesure de sa température et de son spectre . . . . .	29
1.3.2 Le dipôle du FDC . . . . .	30
1.3.3 Les anisotropies du FDC . . . . .	30
1.4 Les mesures des paramètres cosmologiques . . . . .	31
1.4.1 Différents paramètres cosmologiques . . . . .	31
1.4.2 Mesures des paramètres à partir du fond diffus cosmologique . . . . .	32
1.4.3 Mesures des distances grâce aux supernovae . . . . .	34
1.4.4 Mesures des distances grâce aux Oscillations Acoustiques Baryoniques . . . . .	35
1.4.5 Mesures des contraintes grâce aux amas de galaxies et à l'effet de lentille gravitationnelle . . . . .	36
1.4.6 Résultats combinés . . . . .	39
<b>2 Les amas de galaxies</b>	<b>43</b>
2.1 Des fluctuations primordiales à la formation des structures . . . . .	43
2.1.1 Les fluctuations de densité . . . . .	43
2.1.2 Le spectre de puissance . . . . .	46
2.1.3 La formation des amas de galaxies . . . . .	46
2.2 Qu'est-ce qu'un amas de galaxies? . . . . .	48
2.2.1 Caractéristiques physiques . . . . .	48
2.2.2 Lois d'échelle . . . . .	49
2.2.3 Le profil des amas . . . . .	51
2.3 Amas et mouvement . . . . .	53
2.3.1 La vitesse propre des amas de galaxies . . . . .	53

2.3.2	Le dipôle des amas . . . . .	55
2.3.3	Les paires de halos de galaxies . . . . .	58
2.4	Les effets Sunyaev-Zel'dovitch . . . . .	59
2.4.1	L'effet SZ thermique . . . . .	59
2.4.2	L'effet SZ cinétique . . . . .	61
2.4.3	L'effet SZ polarisé . . . . .	63
2.5	Bref historique des mesures de l'effet SZ . . . . .	64
<b>3</b>	<b>Les données</b>	<b>67</b>
3.1	Le satellite Planck . . . . .	67
3.1.1	Le satellite : ses dates . . . . .	67
3.1.2	LFI . . . . .	69
3.1.3	HFI . . . . .	69
3.2	Les cartes Planck . . . . .	70
3.2.1	Les différentes composantes des cartes . . . . .	72
3.2.2	La carte NILC . . . . .	73
3.3	Les simulations . . . . .	74
3.3.1	Le Planck Sky Model . . . . .	74
3.3.2	Elaboration des simulations . . . . .	76
3.4	Les catalogues . . . . .	77
3.4.1	Le catalogue MCXC . . . . .	77
3.4.2	Le catalogue MaxBCG . . . . .	78
3.4.3	Le catalogue XMMESZ . . . . .	78
3.4.4	Le catalogue LBG . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Méthode d'extraction des vitesses d'amas de galaxies</b>	<b>79</b>
4.1	Les grandes méthodes possibles d'extraction du signal . . . . .	79
4.2	Préparation des cartes aux filtres adaptés . . . . .	80
4.3	Le filtre adapté monofréquentiel . . . . .	80
4.3.1	Présentation générale . . . . .	80
4.3.2	Application aux effets SZ . . . . .	81
4.4	Les filtres adaptés multifréquentiels . . . . .	82
4.4.1	Présentation générale . . . . .	82
4.4.2	SZT biaisé . . . . .	83
4.4.3	SZC biaisé . . . . .	84
4.4.4	SZC non biaisé . . . . .	84
4.5	Les paires de halos de galaxies . . . . .	86
<b>5</b>	<b>Mesure et analyse des vitesses des amas de galaxies</b>	<b>89</b>
5.1	Catalogues et simulations . . . . .	89
5.2	Etude des erreurs . . . . .	89
5.2.1	Simulation, catalogue et outil utilisé . . . . .	90
5.2.2	Erreurs statistiques . . . . .	90
5.2.3	Erreurs systématiques . . . . .	93
5.3	Mesures des vitesses individuelles . . . . .	98
5.3.1	Mesures obtenues à partir des simulations . . . . .	98
5.3.2	Mesures obtenues à partir des données . . . . .	99
5.3.3	Réflexion sur les mesures à $3\sigma$ . . . . .	100
5.4	Analyse statistique . . . . .	101
5.4.1	Etude de la moyenne . . . . .	102

5.4.2	Etude de la variance . . . . .	106
5.4.3	Utilisation des signes dans l'étude de la variance . . . . .	108
5.4.4	Dipôle des amas de galaxies . . . . .	112
5.5	Conclusion . . . . .	116
<b>6</b>	<b>Etude des paires de halos de galaxies</b>	<b>119</b>
6.1	Simulations et catalogue . . . . .	119
6.1.1	Catalogue et masque . . . . .	119
6.1.2	Simulation "toy model", présentation et résultats . . . . .	120
6.1.3	Simulation avec distribution de masse réaliste . . . . .	122
6.1.4	Simulation avec amas et position réaliste . . . . .	125
6.2	Analyse des données . . . . .	128
6.2.1	Mesure du moment moyen des paires avec un filtre monofréquentiel	128
6.2.2	Mesure du moment moyen des paires avec un filtre multifréquentiel	131
6.3	Conclusion et discussion . . . . .	135
<b>7</b>	<b>Etude de l'effet SZT relativiste</b>	<b>137</b>
7.1	Catalogue et procédure . . . . .	137
7.2	Impact de la correction relativiste sur les flux SZ thermiques . . . . .	138
7.2.1	Spectre relativiste moyen . . . . .	138
7.2.2	Contamination du signal . . . . .	139
7.2.3	Etude du résidu . . . . .	142
7.2.4	Etude du $\chi^2$ . . . . .	143
7.3	Comparaison entre le flux X et le flux SZ . . . . .	144
7.4	Mesure de la température par l'effet SZT relativiste . . . . .	145
7.5	Impact de la correction relativiste sur la mesure de l'effet SZC . . . . .	147
7.6	Conclusion . . . . .	147
	<b>Conclusion</b>	<b>151</b>
	<b>A Dérivation de l'effet SZ thermique à partir des équations de Kompaneets</b>	<b>155</b>
	<b>B Dérivation de l'effet SZ cinétique à partir des équations de Kompaneets</b>	<b>157</b>
	<b>C Correction relativiste de l'effet SZ thermique</b>	<b>161</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>165</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>169</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>171</b>



# Introduction

"Il y a moins de l'ignorance à la science que de la fausse science à la vraie science" (Ernest Psichari, écrivain français 1883-1914). Voici les parcours qu'a dû suivre la cosmologie à travers les âges. La cosmologie, ou la science qui étudie les lois de l'univers et de son fonctionnement dans son ensemble, a de tous temps préoccupé l'humanité. Elle fut tour à tour religieuse, métaphysique, simple croyance (on l'appelle alors cosmogonie) avant de devenir scientifique, mathématique, puis observationnelle. Pendant longtemps, son étude fut limitée par ses moyens d'observation. Ce n'est que récemment que l'évolution de la technologie a permis de faire des avancées majeures dans ce domaine.

L'observation à l'œil nu ne permet d'accéder qu'à la proche banlieue du Soleil, soit environ un dix-millionième de l'univers observable (l'univers correspond à l'ensemble du ciel que l'on peut voir aujourd'hui). A cette époque, la cosmologie se restreignait donc à l'étude du système solaire et des quelques objets visibles à l'œil nu. L'évolution de la cosmologie se fit parallèlement à celle des moyens d'observation. L'invention de la lunette, puis du télescope, et toutes celles qui suivront, ont ouvert la voie à l'étude d'objets de plus en plus petits et lointains.

Cependant la seule connaissance de nouveaux objets ne permet pas de comprendre l'organisation de l'univers. L'utilisation d'un cadre théorique est également nécessaire. Les premières lois mathématiques décrivant des corps astrophysiques ont été écrites par Kepler. Ces premières équations ouvrirent la voie à Newton et à sa gravitation universelle. La cosmologie devient mathématique, mais est encore limitée par l'observation.

En 1915, Albert Einstein publiait la théorie de la relativité générale. Suite à la publication de son article, de nombreux scientifiques commencèrent à modéliser des univers. L'univers peut maintenant être modélisé à l'aide d'équations dont les paramètres seront appelés "paramètres cosmologiques". En particulier, Friedmann et Lemaître ont démontré alors que l'univers était en expansion, contrairement à la croyance contemporaine d'un univers stationnaire. Parallèlement à cela, l'évolution des télescopes permit les premières études systématiques des galaxies. Dans ce cadre, Edwin Hubble découvrit que les galaxies s'éloignent les unes des autres à une vitesse proportionnelle à leur distance. Quelques années plus tard, Sir Fred Hoyle, voulant se moquer de l'hypothèse de l'univers en expansion, inventa le terme Big-Bang. Ainsi naquit la cosmologie moderne.

Les amas de galaxies sont les plus gros objets gravitationnellement liés connus. Si leurs premières observations datent du XVIII<sup>ème</sup> siècle avec Charles Messier et William Herschel, ce n'est en fait que dans les années 1930 que commence l'étude réelle de ces objets. Les amas de galaxies apparaissent alors comme des surdensités de galaxies. En 1933, Zwicky se servit de l'amas Coma pour prouver que la dispersion de vitesses des galaxies qu'il contient est plus importante que la masse totale des galaxies connues. Ce fait constitua la première indication quant à l'existence de la matière noire.

Depuis ces premiers pas, l'étude des amas de galaxies a évolué, aussi bien d'un point de vue purement astrophysique que cosmologique. Outre le fait que leurs masses soient

directement liées à la masse de l'univers, leur vitesse est également importante pour la cosmologie. En effet, celles-ci sont liées à la formation des structures de l'univers. De fait, la distribution des vitesses propres des amas de galaxies est liée aux paramètres cosmologiques. L'étude de cette distribution permet donc de contraindre ces derniers et d'étudier la cosmologie.

Au début de son histoire, l'univers était opaque, les photons et la matière étant couplés. Les photons sont en permanence en interaction avec la matière et ne se propagent pas en ligne droite. L'univers se refroidissant, la matière et le rayonnement se découplent. Les photons se propagent pour la première fois en ligne droite. Cette première lumière de l'univers constitue le fond du ciel observable, appelé fond diffus cosmologique. Avant de nous parvenir, cette première lumière peut éventuellement diffuser sur le gaz chaud contenu dans les amas de galaxies. Cette diffusion inverse-Compton produit une déformation locale du fond diffus cosmologique. On appelle cette déformation les effets Sunyaev-Zel'dovitch (SZ). Si les amas ont une certaine vitesse dans le référentiel du fond diffus cosmologique, cette déformation ressemble à celle due à un effet Doppler-Fizeau et est alors appelée effet Sunyaev-Zel'dovitch cinétique (SZC). Cet effet est proportionnel à la vitesse des amas. Mesurer l'effet SZC, c'est mesurer la vitesse des amas de galaxies !

Le satellite Planck a été lancé en juin 2009. Il a observé le ciel dans sa totalité dans neuf bandes de fréquence différentes allant de 30 à 857 GHz. Il fait partie de la troisième génération de satellites observant le fond diffus cosmologique et ce, avec une résolution et une sensibilité inédites pour un satellite tout le ciel. Ces longueurs d'ondes sont particulièrement bien adaptées à l'étude des effets SZ.

Dans cette thèse, nous étudierons les effets SZ cinétique et thermique relativiste dans les données Planck. Le premier chapitre décrira le contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse, c'est-à-dire, la cosmologie moderne. Sa dernière partie s'attachera à décrire les dernières mesures des paramètres cosmologiques. Dans le deuxième chapitre, nous aborderons le contexte plus restreint qu'est l'étude des amas de galaxies. Ces deux premiers chapitres introductifs ont pour but d'introduire toutes les connaissances théoriques nécessaires à l'étude des effets SZ. Dans le troisième chapitre, sont présentées l'ensemble des données utilisées en vue de la mesure des effets SZ. Les outils développés dans cette thèse sont présentés dans le quatrième chapitre. Ainsi, les chapitres 3 et 4 ont pour but de présenter l'ensemble des objets nécessaires à l'étude de l'effet SZC et de l'effet SZT relativiste dans Planck.

Les trois derniers chapitres présentent les différentes analyses des mesures des effets SZ dans Planck.

Le chapitre cinq est consacré aux vitesses propres des amas de galaxies ; au travers de cette étude, nous testerons les différentes sources d'erreur possibles lors de la mesure des effets SZ. Ces vitesses seront analysées de façon individuelle, mais également de façon statistique en étudiant leur moyenne, leur variance, mais également un mouvement d'ensemble des amas de l'univers appelé dipôle des amas.

Les paires de halos de galaxies seront étudiées dans le chapitre 6. Les amas de galaxies sont normalement attirés les uns par les autres. Ces mouvements doivent pouvoir permettre de sortir le signal SZC en prenant en compte la géométrie de l'univers, au travers de l'utilisation du moment moyen des paires. Nous verrons dans cette partie le potentiel et les résultats, mais également les difficultés liées à une telle mesure.

Le dernier chapitre abordera l'effet SZ thermique relativiste. Cet effet, est en fait, une correction de l'effet SZ thermique usuel qui a la particularité de dépendre de la température des amas. Dans cette partie nous verrons, entre autres, l'impact de cette correction dans la mesure des flux SZ, mais également celui sur la mesure de l'effet SZ cinétique.

---

Nous concluons ensuite la thèse en insistant sur les principaux résultats mis en évidence.



# Chapitre 1

## Le modèle standard de la cosmologie

Dans ce chapitre, nous présenterons le modèle standard de la cosmologie moderne, d'abord en faisant quelques rappels de cosmologie moderne, puis en présentant le modèle d'évolution standard de l'univers, ensuite le fond diffus cosmologique, et enfin les différents paramètres du modèle standard. Nous nous baserons essentiellement sur les livres de Peter & Uzan (2005), Peacock (1999), Rich (2001).

### 1.1 Les bases de la cosmologie moderne

Dans cette section, nous aborderons les bases de la cosmologie moderne. Une première partie donnera des rappels de relativité générale, une seconde abordera le principe cosmologique. Nous verrons ensuite la forme de la métrique qui en découle, puis quelques propriétés qui lui sont liées. Enfin, nous aborderons les équations de Friedmann-Lemaître.

#### 1.1.1 La relativité générale

La gravitation est la seule force à longue portée non compensée, à priori, par une force inverse. Elle dicte donc en grande partie les propriétés de l'univers aux grandes échelles. La relativité générale est une théorie de la gravitation. De nombreux ouvrages de littérature traitent de ce sujet, nous ne rappellerons ici que quelques hypothèses et formules qui nous seront utiles dans la suite de cette thèse (voir Weinberg (1972); Hakim (1994)).

Dans la physique newtonienne, l'espace et le temps sont décrits par un espace mathématique absolu et immuable. Nous avons, d'une part, un espace euclidien à 3 dimensions et, d'autre part, le temps idéal et absolu. Grâce au théorème de Pythagore, on sait que la distance entre deux points voisins est égale à :

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (1.1)$$

Dans la relativité restreinte, le temps devient une grandeur relative, définissant donc maintenant un espace à 4 dimensions. L'intervalle entre deux événements invariants est alors obtenu en considérant une version pseudo-euclidienne du théorème de Pythagore. La distance entre deux points de l'espace devient maintenant la distance entre deux points de l'espace-temps :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (1.2)$$

Dans ce cadre, l'espace et le temps sont réunis dans un espace-temps appelé espace-temps de Minkowski. La trajectoire d'un photon est alors donnée par  $ds = 0$ .

Jusqu'à présent, nos référentiels sont supposés implicitement inertiels (en translations uniformes les uns par rapport aux autres). Que se passe-t-il dans le cas des référentiels accélérés ? Einstein a répondu en 1917 en énonçant la théorie de la relativité générale. Cette théorie se base sur l'équivalence entre masse inertielle et masse gravitationnelle. La gravitation devient maintenant une accélération et une propriété de l'espace-temps. Toute masse ou énergie induit maintenant une courbure locale de l'espace-temps. L'intervalle entre deux événements prend maintenant la forme :

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j, \quad (1.3)$$

où  $g_{ij}$  est le tenseur métrique, avec  $i, j$  variant de 0 à 3. Les indices répétés signifient la sommation sur ces indices.  $x^0 = ct$  est la coordonnée de temps et  $x^1, x^2, x^3$  sont les coordonnées d'espace.

Les équations d'Einstein permettent d'établir une relation entre l'énergie-matière et la métrique. La forme la plus générale des équations d'Einstein est donnée par la formule suivante :

$$kT_{ij} = G_{ij} - \Lambda g_{ij}, \quad (1.4)$$

où  $T_{ij}$  est le tenseur énergie-impulsion. Nous aborderons ses propriétés dans le paragraphe 1.1.5.  $G_{ij}$  est le tenseur d'Einstein et  $\Lambda$  est la constante cosmologique. Le tenseur d'Einstein est défini par rapport au tenseur de Ricci  $R_{ij}$ , sa trace  $R$  et au tenseur métrique :

$$G_{ij} = R_{ij} - \frac{1}{2} R g_{ij}. \quad (1.5)$$

Le tenseur de Ricci est lui-même exprimé en fonction des symboles de Christoffel. Il exprime la déformation de l'espace-temps créée par le champ de gravitation.

En supposant qu'à la limite classique on retrouve l'équation de Poisson  $\Delta\phi = 4\pi G\rho$ , on obtient  $k = \frac{8\pi G}{c^4}$ . La constante cosmologique fut initialement introduite par Einstein dans ces équations de façon à pouvoir conserver un univers statique, et donc contrer l'expansion de l'univers ; elle fut pendant un certain temps considérée comme nulle ; en fait les observations prouvent qu'elle ne l'est pas (voir la partie sur les paramètres cosmologiques). Dans l'équation 1.4, le terme  $\Lambda$  est du côté métrique de l'équation ; on l'appelle alors constante cosmologique. À l'opposé, si le terme en  $\Lambda$  est placé dans le membre de droite de l'équation, il devient alors un terme d'énergie. On appelle alors  $\Lambda$  l'énergie noire.

### 1.1.2 Le principe cosmologique

Dans la cosmologie moderne, le principe cosmologique énonce le fait que l'univers est homogène et isotrope aux grandes échelles. L'homogénéité est le fait d'être identique à chaque instant en tout point de l'espace ; l'isotropie signifie l'absence de direction privilégiée. Comme l'astronome William Keel l'explique : "Vu à une échelle suffisamment grande, l'univers est le même pour tous les observateurs." (Keel (2007)). Autrement dit, l'univers tel qu'on le voit est une part représentative de l'univers et les lois qui s'y appliquent sont applicables sur toutes les autres parties de l'univers.

Si cette hypothèse d'homogénéité et d'isotropie n'est manifestement pas vraie aux petites échelles (le soleil n'est pas un trou noir, la terre n'est pas Jupiter, ma maison n'est pas celle du voisin), elle est néanmoins applicable aux grandes échelles, c'est-à-dire à plus de 100Mpc. Si, historiquement, cette hypothèse émanait de considérations philosophiques, il existe maintenant plusieurs preuves en sa faveur. D'une part, au niveau du fond diffus cosmologique (FDC) : il est homogène avec des anisotropies d'amplitude relative de l'ordre de  $10^{-5}$ . D'autre part, au niveau des structures de l'univers : l'expérience SDSS (Sloan

Digital Sky Survey), par exemple, a créé des cartes 3D des galaxies de l'univers en fonction du décalage spectral. Ces cartes démontrent une grande isotropie statistique. Par ailleurs au niveau des amas de galaxies, nous verrons dans le chapitre 5 que les vitesses confirment aussi le principe cosmologique.

Les solutions générales dans le cadre d'un univers homogène et isotrope des équations d'Einstein ont été découvertes indépendamment par Alexandre Friedmann et Georges Lemaître en 1922 et 1927. Le principe cosmologique implique que la géométrie de l'espace-temps est décrite par un espace-temps de Friedmann-Lemaître.

### 1.1.3 La métrique de Robertson-Walker ou Friedmann-Lemaître

La forme la plus générale de la métrique de l'univers, qui respecte le principe cosmologique, est la métrique de Robertson-Walker. Cette métrique s'écrit en coordonnées sphériques :

$$ds^2 = (cdt)^2 - a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right]. \quad (1.6)$$

$t$  est le temps propre,  $a(t)$  est appelé paramètre d'échelle et est le terme rendant compte de l'expansion de l'espace dépendant du temps.  $K$  est appelé paramètre de courbure. Si  $K > 0$ , la courbure de l'espace est positive. L'univers est dit fermé et a un volume fini sans bord. Si  $K = 0$ , l'univers est dit euclidien. La géométrie de l'univers est euclidienne. Si  $K < 0$ , l'univers est dit ouvert. La courbure de l'univers est négative.

Les coordonnées comobiles sont celles qui suivent l'expansion de l'univers. Le paramètre d'échelle permet de lier la distance comobile  $\mathbf{x}$  et la distance physique  $\mathbf{r}$  par la relation suivante :

$$\mathbf{r} = a(t)\mathbf{x} \quad (1.7)$$

### 1.1.4 Quelques propriétés découlant de la métrique

La métrique permet de définir la géométrie de l'univers. Nous présentons ici certaines propriétés en découlant directement.

**Décalage spectral vers le rouge** Le décalage spectral ou "redshift", signifiant décalage vers le rouge, est noté  $z$ . Il est défini de la façon suivante :

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e}, \quad (1.8)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du rayonnement observé aujourd'hui, c'est-à-dire au temps  $t_0$ , et  $\lambda_e$  la longueur d'onde du rayonnement au moment  $t_e$  de son émission. Etant donné que pour un photon, l'on obtient alors, en intégrant la métrique de Robertson-Walker entre les parties spatiales et temporelles, que :

$$\frac{a(t_e)}{\lambda_e} = \frac{a(t_0)}{\lambda_0}. \quad (1.9)$$

On en déduit alors la relation pour le redshift :

$$1 + z = \frac{a_0}{a}, \quad (1.10)$$

avec  $a = a(t_e)$  et  $a_0 = a(t_0)$ .

**Loi de Hubble** En 1929, Hubble observa sur un ensemble de galaxies que leur redshift était proportionnel à leur distance. Par conséquent, plus les galaxies sont éloignées, plus leur vitesse est importante. Il en déduisit donc que l'univers était en expansion. Lemaître travailla également indépendamment sur cette même loi quelques années plus tard. De nos jours, on sait que cette expansion est même accélérée à cause de l'énergie noire.

On considère deux observateurs comobiles dont les trajectoires données sont  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$ . Leur distance de séparation est alors :

$$\mathbf{r}_{12} = a(t)(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2). \quad (1.11)$$

On en déduit que :

$$\dot{\mathbf{r}}_{12} = \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{r}_{12}. \quad (1.12)$$

On définit alors le paramètre de Hubble dépendant du temps et mesurant la vitesse d'expansion comme :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a}. \quad (1.13)$$

On peut alors réécrire l'équation 1.12 comme :

$$\dot{\mathbf{r}}_{12} = H \mathbf{r}_{12}. \quad (1.14)$$

Cette dernière équation est appelée "loi de Hubble" et énonce le fait que la vitesse de séparation de deux corps est d'autant plus grande que les corps sont éloignés.

**Vitesse de récession et vitesse propre** Grâce à l'équation 1.7 entre distance comobile et physique, nous pouvons déduire que :

$$\dot{\mathbf{r}} = H \mathbf{r} + a(t) \dot{\mathbf{x}} \equiv \mathbf{v}_{rec} + \mathbf{v}_{part}. \quad (1.15)$$

La vitesse de récession,  $\mathbf{v}_{rec}$  est la composante des vitesses due à l'expansion de l'univers. A l'heure actuelle, ce terme est quelque peu démodé, en raison du fait que cette "vitesse" n'est pas une vitesse en tant que telle, mais juste un effet dû à l'expansion. La vitesse particulière de l'objet,  $\mathbf{v}_{part}$ , parfois appelée vitesse propre, est quant à elle la véritable vitesse de l'objet dans le référentiel comobile choisi. A noter que, dans toute la suite de cette thèse, nous utiliserons comme référentiel comobile le référentiel du FDC.

### 1.1.5 Tenseur énergie-impulsion et équation de Friedmann

Une fois la métrique définie, il est maintenant nécessaire de lier la géométrie de l'univers à son contenu en énergie.

**Tenseur énergie-impulsion** Le principe cosmologique d'isotropie et d'homogénéité conduit à un certain nombre de symétries de l'espace-temps. Ces symétries contraignent la forme que peut prendre le tenseur énergie-impulsion. La forme la plus générale de ce tenseur compatible avec ces symétries est celle d'un fluide parfait :

$$T_{ij} = (p + \rho c^2) U_i U_j - p g_{ij}, \quad (1.16)$$

où  $p$  et  $\rho c^2$  sont respectivement la pression et la densité d'énergie du fluide qui ne dépendent que du temps.  $U_k$  est sa quadri-vitesse.

**Equations de Friedmann** En utilisant les équations d'Einstein et le tenseur énergie-impulsion défini précédemment dans l'équation 1.16, on trouve les équations de Friedmann :

$$\frac{H^2}{c^2} = \frac{k}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.17)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{k}{6}\left(\rho + 3\frac{p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.18)$$

Ces deux équations ne sont pas indépendantes, la seconde peut être dérivée de la première en introduisant l'équation de conservation de la matière :

$$\dot{\rho} + 3H\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0. \quad (1.19)$$

On définit, de plus, la densité critique comme étant égale à :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (1.20)$$

On peut remarquer que si la densité totale de l'univers est égale à la densité critique, l'univers est euclidien.

### 1.1.6 Equation d'état

Nous avons deux équations indépendantes 1.17 et 1.19 pour 3 inconnues, le facteur d'échelle, la densité d'énergie et la pression. Il nous manque donc une équation pour résoudre ce système. Il nous faut donc décrire la matière et le plus simple est alors de nous munir d'une équation d'état sous la forme suivante :

$$p = w\rho c^2. \quad (1.21)$$

La vitesse du son dans un tel fluide est égale à

$$v_s = \sqrt{\frac{p}{\rho}} = \sqrt{wc}. \quad (1.22)$$

Nous verrons que l'univers est passé par quatre phases, une phase d'inflation, une phase de domination par la matière avec  $w = 0$  et une phase de domination par le rayonnement avec  $w = 1/3$ . Nous sommes actuellement au moment charnière entre une phase de domination par la matière et une phase de domination par la constante cosmologique. En ce qui concerne cette dernière, qu'on appellera aussi énergie noire et qu'on notera  $\Lambda$ , on suppose généralement une densité d'énergie constante, donc  $p = -\rho$  et  $w = -1$ . Dans l'ensemble de ces cas,  $w$  est constant. De ce fait, on obtient, par la résolution de l'équation 1.19, que :

$$\rho \propto a^{-3(1+w)}. \quad (1.23)$$

Nous verrons, par la suite, qu'il est utile de réécrire les équations de Friedmann de manière adimensionnée en terme de quantités réduites. En fait, cela correspond à une paramétrisation de l'univers en fonction de son contenu. Ces quantités sont les densités suivantes :

$$\Omega_m = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (1.24)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H^2} \quad (1.25)$$

$$\Omega_K = -\frac{Kc^2}{a^2H^2}, \quad (1.26)$$

respectivement pour la matière, la constante cosmologique et la courbure.

La densité de matière est la somme de la densité de matière baryonique connue et de la densité de la matière noire froide dont la nature reste encore à découvrir. On peut alors réécrire la première équation de Friedmann 1.17 comme suit :

$$\Omega_K + \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1. \quad (1.27)$$

Pour la suite, il est nécessaire de définir la densité totale d'énergie comme étant égale à :

$$\Omega_T = \Omega_m + \Omega_\Lambda. \quad (1.28)$$

La mesure de ce paramètre de densité totale donne la courbure de l'univers. Pour  $\Omega_T > 1$  alors  $K > 0$ , si  $\Omega_T < 1$  alors  $K < 0$ , si  $\Omega_T = 1$  alors  $K = 0$ .

## 1.2 L'histoire de l'univers primordial

Dans cette section, nous aborderons l'histoire de l'univers depuis ses premiers instants avec la singularité du Big-Bang jusqu'au fond diffus cosmologique, moment du découplage de la matière et des photons. L'histoire récente de l'univers, c'est-à-dire du fond diffus cosmologique jusqu'à la formation des amas de galaxies, sera abordée dans le chapitre 2 traitant des amas de galaxies.

### 1.2.1 Différentes ères de domination

Comme nous l'avons vu précédemment, que ce soit pour la matière, le rayonnement ou la constante cosmologique, il est possible d'exprimer la densité en fonction du facteur d'échelle  $a$  (ou de  $H$ ). Ainsi, en ce qui concerne :

**La matière :** grâce à l'équation de conservation de la masse, nous savons que, pour la matière non-relativiste massive,  $\rho_m a^3 = \text{constante}$ , donc :

$$\rho_m \propto \frac{1}{a^3}. \quad (1.29)$$

**Le rayonnement :** c'est-à-dire les particules relativistes comme le photon, nous savons que  $\rho_r a^3 \propto \frac{1}{a}$ . La seconde partie de l'équation précédente est due au fait que l'énergie du photon évolue comme  $\frac{1}{a}$ . Il s'avère finalement que la densité de rayonnement évolue comme :

$$\rho_r \propto \frac{1}{a^4}. \quad (1.30)$$

**L'énergie noire ou la constante cosmologique :** d'après l'équation de Friedmann on a que :

$$\rho_\Lambda = \text{constante}. \quad (1.31)$$

**La courbure :** Grâce aux équations 1.17 et 1.18, il est possible de remarquer que la courbure correspondrait à un fluide d'équation d'état  $w = -1/3$ . Par conséquent, en utilisant l'équation 1.23, on obtient :

$$\rho_K \propto \frac{1}{a^2}. \quad (1.32)$$

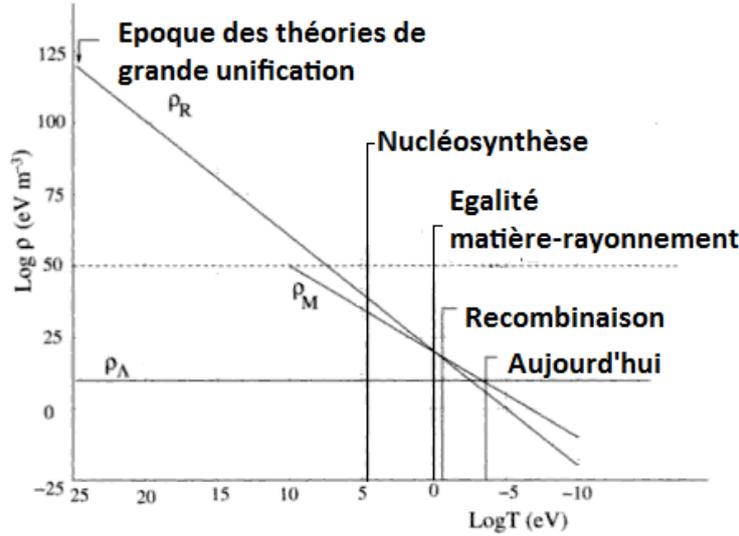


FIGURE 1.1 – La densité de matière, de rayonnement, et de constante cosmologique comme fonction de la température. L'échelle de température commence à  $\approx 10^{16}$  GeV, soit la température de la grande unification. L'échelle de la densité de matière débute à une température correspondant à la masse minimale de  $\approx 10$  GeV supposée pour les particules de matière noire froide. (Rich, 2001)

Ces différentes équations peuvent être retrouvées à partir de l'équation 1.23 en remplaçant  $w$  par 0 pour la matière,  $1/3$  pour le rayonnement,  $-1$  pour la constante cosmologique, et donc  $-1/3$  pour la courbure. Ainsi, grâce aux équations d'Einstein, il est possible de donner l'évolution de la densité d'énergie de l'univers en fonction du facteur d'échelle, du contenu de l'univers actuel et de la courbure.

$$\rho(a) = \frac{\rho_{m,0} a_0^3}{a^3} + \frac{\rho_{r,0} a_0^4}{a^4} + \rho_{\Lambda,0} - \frac{K}{a^2} \quad (1.33)$$

$$\rho(z) = \rho_{c,0} [\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{K,0}(1+z)^2]. \quad (1.34)$$

On peut également écrire ces équations en fonction de  $H^2$  et  $H_0^2$  :

$$H^2(z) = H_0^2 [\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{K,0}(1+z)^2]. \quad (1.35)$$

Le subscript 0 signifie que l'on se situe à  $t_0$ , c'est-à-dire de nos jours.

Les mesures précises des paramètres cosmologiques que sont les densités feront l'objet d'une autre section de ce chapitre. Néanmoins, leurs valeurs approximatives obtenues par les observations sont de :

$$\Omega_{m,0} \simeq 0.3 \quad (1.36)$$

$$\Omega_{\Lambda,0} \simeq 0.7 \quad (1.37)$$

$$\Omega_{r,0} \simeq 10^{-4} \quad (1.38)$$

$$\Omega_{K,0} \simeq 0 \quad (1.39)$$

Ces valeurs de paramètres et ces équations ont pour conséquence que l'univers est passé par plusieurs phases de domination (voir 1.1). La première était celle de la domination par le rayonnement ; puis, nous sommes passés par une phase de domination par la matière, et enfin une phase de domination par l'énergie noire. Le passage de la première ère à la

seconde s'est fait à  $z = z_{eq} = \Omega_{m,0}/\Omega_{r,0} - 1 \simeq 3 \cdot 10^3$ ; en fait, d'après les mesures obtenues par Planck, on a  $z_{eq} = 3386 \pm 69$ . De nos jours, nous sommes dans une phase charnière entre l'ère de domination de la matière et celle de la domination par l'énergie noire. Au delà de ces grandes ères, il est possible de séparer l'histoire de l'univers jusqu'aux âges sombres en plusieurs parties décrites dans l'histoire thermique de l'univers. A commencer par le tout premier événement : le Big-Bang.

### 1.2.2 Big-Bang et temps de Planck

Au sein de la communauté scientifique, l'hypothèse la plus communément acceptée est que l'histoire de l'univers commence par une singularité à  $t = 0$ . Cette singularité est nommée le Big-Bang. L'existence d'une telle singularité découle simplement de l'expansion de l'univers. Si l'univers est en expansion, c'est qu'il sera plus "grand" demain et qu'il a été plus petit hier, voir infiniment plus petit au début des temps. Ce modèle fut ironiquement désigné par ce terme en 1950 par Fred Hoyle, lui-même partisan des modèles stationnaires. L'existence d'une telle singularité et d'une expansion de l'univers fut intensivement discutée à cette époque. Albert Einstein lui-même avait rejeté cette idée et créé la constante cosmologique  $\Lambda$  pour contrebalancer l'expansion de l'univers. Il a reconnu son erreur quelques années plus tard en qualifiant ceci de "plus belle bêtise de sa vie". A l'heure actuelle, les mesures des paramètres cosmologiques vont toutes dans le sens d'un univers en expansion accélérée.

La physique au moment de la singularité reste encore à l'heure actuelle un mystère. En effet, à cette époque et à ces échelles quantiques, la théorie de la relativité ne s'applique plus. À cette âge, la gravitation, l'interaction forte, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique ne formeraient qu'une seule et même super-force. Il nous faudrait donc créer une théorie permettant de réconcilier la théorie de la relativité générale avec la physique quantique. S'il existe un certain nombre de théories possibles, aucune d'elles n'a, jusqu'à présent, été totalement convaincante. C'est pourquoi notre connaissance est pour l'instant limitée au domaine de validité de la relativité générale. Le temps correspondant au début de cette validité est le temps Planck qui correspond à  $10^{-43}$  s. Avant le temps Planck, on s'attend à ce que ce soient les phénomènes quantiques qui dominent.

La détermination du temps Planck se fait en partant du principe d'incertitude de Heisenberg :

$$\Delta E \Delta t \simeq \hbar. \quad (1.40)$$

En remplaçant cette équation dans le contexte du temps Planck, on obtient :

$$m_p c^2 t_p \simeq \hbar, \quad (1.41)$$

$m_p$  représentant la masse de Planck, égale à  $\sqrt{\hbar c/G}$ . Le temps Planck est alors égal à :

$$t_p \simeq \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} \approx 10^{-43} \text{ s}. \quad (1.42)$$

### 1.2.3 Histoire thermique de l'univers

Au delà de cette première phase mystérieuse, nous pouvons décrire l'évolution de l'univers en terme d'évolution de la température. L'histoire de l'univers correspond, en fait, à une suite d'équilibre thermique avec des transitions majeures. Dans cette partie, nous aborderons les grandes lignes de cette histoire thermique qui est illustrée dans le schéma (1.2).

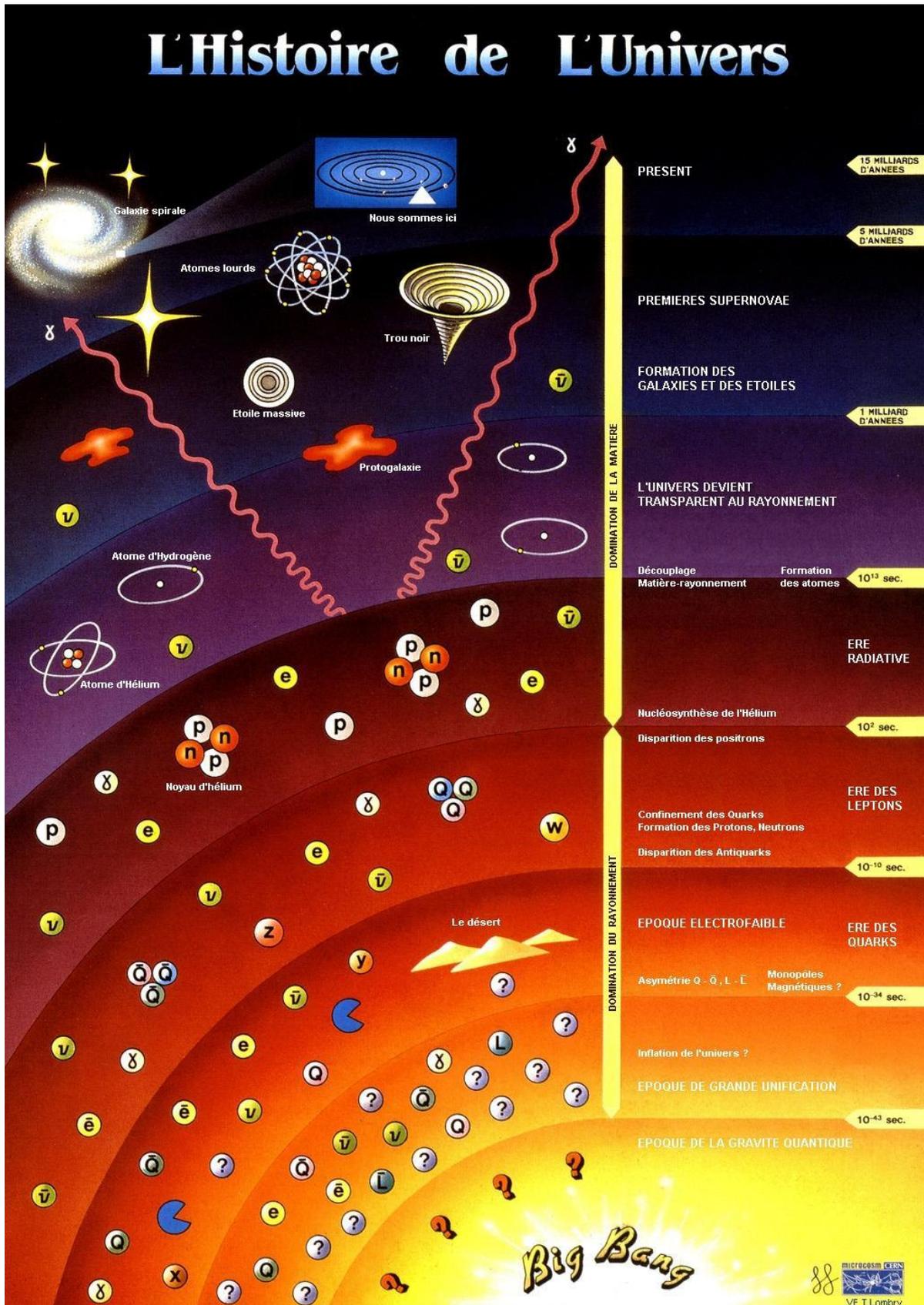


FIGURE 1.2 – Schéma de l'histoire thermique de l'univers (crédit CERN). Certaines époques ont été subdivisées dans le corps du texte.

**Les débuts de l'univers primordial, du temps Planck à la baryogenèse primordiale** Cette première phase de l'univers n'est encore qu'en grande partie théorique et garde encore beaucoup de zones d'ombre et de points de discussions.

**La grande unification de  $10^{-43} s$  à  $10^{-34} s$  :** Cette ère correspond à une température de l'univers entre  $10^{31}$  K et  $10^{28}$  K. En ces premiers instants, la gravitation vient juste de se séparer des trois forces fondamentales, laissant les trois autres forces dans une seule super-force. L'univers est alors géré, à priori, par une théorie dite de grande unification. Cette époque aurait été celle de l'inflation, dont nous aborderons le sujet dans la partie suivante.

**Ere électrofaible de  $10^{-34} s$  à  $10^{-10} s$  :** Cette ère correspond à une température de l'univers entre  $10^{28}$  K et  $10^{26}$  K. L'univers est maintenant suffisamment froid pour que l'interaction forte se sépare de la force électrofaible (interaction faible + interaction électromagnétique). Cette période de haute énergie voit la création d'un certain nombre de particules telles le W et le Z, mais aussi le boson de Higgs. À la fin de celle-ci, l'expansion et le refroidissement de l'univers se continuant, la création de W et de Z cesse. Ces particules se désintègreront ensuite rapidement. Cette partie est moins spéculative que les précédentes, ces particules étant observées en accélérateur.

**La baryogenèse :** Lors de ces deux périodes se produit le phénomène de baryogenèse. La baryogenèse correspond, en fait, à la victoire de la matière sur l'anti-matière. Pour un milliard de particules d'antimatière, il y a un milliard et une particules de matière. Cette très légère asymétrie explique qu'on n'observe plus aujourd'hui dans la nature que de la matière. En effet, la matière aujourd'hui observée est la matière résiduelle créée au moment de la baryogenèse, suite aux annihilations matière-antimatière. L'époque de la baryogenèse n'est pas encore bien connue, mais pourrait survenir dans l'une des parties précédentes. En effet, ces deux périodes répondent aux conditions de Sakharov (voir Sakharov (1967)), conditions nécessaires à la baryogenèse.

### L'univers primordial, de l'ère des quarks aux âges sombres

**L'ère des quarks de  $10^{-12} s$  à  $10^{-6} s$  :** Cette ère correspond à une température de l'univers entre  $10^{26}$  K et  $10^{13}$  K. L'univers est suffisamment froid pour que l'interaction faible se sépare de l'interaction électromagnétique. On pense que c'est pendant cette ère que se met en place le mécanisme de Higgs brisant la symétrie  $SU(2) \otimes U(1)$  et permettant aux particules d'acquérir une masse. L'univers est, à cette seconde, rempli d'un plasma quark-gluon, contenant des quarks, des leptons et leurs antiparticules. Si les 4 forces fondamentales ont acquis à cette époque leur formes finales, l'univers est encore trop chaud pour que les quarks s'allient pour former des hadrons.

**L'ère des hadrons de  $10^{-6} s$  à  $1 s$  :** Cette ère correspond à une température de l'univers entre  $10^{16}$  K et  $10^{13}$  K. A cette époque, l'univers s'est suffisamment refroidi pour permettre aux quarks de former des hadrons. Néanmoins, l'univers reste suffisamment chaud pour permettre la formation de paires de hadrons-antihadrons. La matière et l'antimatière sont alors, pour l'instant, en équilibre thermique. L'univers refroidissant, la production de paires matière-antimatière cesse, la plupart de ces paires sont alors détruites par annihilation, ne laissant qu'un petit excès de hadrons. C'est aussi à cette époque que

survient le découplage des neutrinos, ces derniers constituant un fond du ciel, au même titre que les photons au moment du découplage photon-matière.

**L'ère des leptons de 1 s à 100 s :** Cette ère correspond à une température de l'univers entre  $10^{13}$  K et  $10^{11}$  K. L'univers est maintenant suffisamment froid pour permettre aux leptons de se former. A cette époque, un nouvel équilibre thermique s'est formé. Les paires électrons-positrons peuvent s'annihiler en créant des paires neutrinos-antineutrinos, mais aussi des paires de photons, qui eux-mêmes peuvent s'annihiler formant des paires électrons/anti-électrons. L'univers se refroidissant encore, les paires électrons-positrons continuent à s'annihiler, cette fois intégralement en paires de photons. Cependant, l'univers est devenu trop froid pour permettre l'annihilation des photons, tout cela ne laissant à la fin de cette ère qu'un résidu de leptons. Ce mécanisme a donc pour conséquence une augmentation de l'énergie moyenne des photons, comparativement à celle des neutrinos.

**L'ère des photons de 100 s à 380 000 ans :** Cette ère est la domination des photons sur l'énergie de l'univers. Elle s'étend de l'ère des leptons à l'époque du découplage photon-matière aussi appelée recombinaison. A cette époque, les photons interagissent fréquemment avec des protons ou des électrons chargés puis, après la nucléosynthèse, avec les noyaux atomiques, les empêchant de se propager en ligne droite.

**La nucléosynthèse primordiale de 3 à 20 min :** Entre  $10^{11}$  K et  $10^9$  K survient la nucléosynthèse primordiale. C'est lors de cette période que se formèrent les premiers noyaux atomiques les plus légers, allant du deutérium au lithium 7. L'abondance du deutérium dans l'univers ne peut être expliquée que par le Big-Bang ; les températures dans les étoiles sont trop importantes pour expliquer sa formation par la nucléosynthèse stellaire. Le deutérium est, en effet, détruit rapidement par réaction nucléaire à haute température. Les hautes températures à cette époque ont permis sa création, puis le refroidissement rapide de l'univers a permis ensuite sa conservation. Les abondances en éléments légers à la fin de la nucléosynthèse dépendent du rapport entre le nombre de baryons et le nombre de photons et constituent, de fait, une preuve du Big-Bang. Ainsi mesurer l'abondance des éléments légers permet de contraindre la quantité de baryons de l'univers. La quantité de photons est, par ailleurs, contrainte par le fond diffus cosmologique. Les mesures actuelles de ce paramètre seront commentées dans la partie sur les paramètres cosmologiques (voir partie 1.4).

**La recombinaison ou découplage photon-matière vers 377 000 ans :** Avant cette période, la température de l'univers est très supérieure à celle de liaison de l'hydrogène. L'univers se présente donc sous forme d'un plasma ionisé avec lequel les photons interagissent continuellement par diffusion Compton. L'univers est opaque. À plus basse température, c'est-à-dire  $\sim 3\,000\text{K}$ , la matière devient neutre. La diffusion Compton cesse d'opérer. Le rayonnement et la matière se découplent, les photons sont libérés et peuvent maintenant se propager, l'univers devient lumineux. Cette première lumière est appelée fond diffus cosmologique, ses propriétés seront décrites précisément dans la partie suivante. On estime que le découplage a eu lieu à  $z_{dec} = 1088.16 \pm 0.79$ <sup>1</sup>. L'instant où les photons interagissent pour la dernière fois est une hypersurface du genre espace qu'on nomme surface de dernière diffusion. Cette surface n'est pas infiniment fine ; elle a une certaine épaisseur de l'ordre de  $z = 100$ .

1. <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/parameters.cfm>

**Les âges sombres entre 380 000 ans et 400 millions d'années :** Ces âges sombres sont ceux qui suivent directement l'époque de la recombinaison et précèdent l'allumage de la première génération d'étoiles. À cette époque, l'univers est baigné dans le rayonnement du fond diffus cosmologique qui est encore très chaud, de l'ordre de 3000K, émis principalement dans le visible et le proche infrarouge. Le fond du ciel est donc très lumineux, équivalent à celui du Soleil. C'est durant cette époque que le ciel devint "noir" pour la première fois, et de plus en plus froid, ce faisant le fond se décalera également vers l'infrarouge. On parle d'âge sombre car, à cette époque, il n'y a pas encore de source lumineuse particulière ; rien n'émet de la lumière. Cet âge prendra fin à la naissance des premières étoiles. Le moment de la fin de ces âges n'est pas encore bien connu du fait de la méconnaissance de la formation des premières étoiles. Néanmoins, on pense que  $z_{\text{réionisation}} \approx 10.6 \pm 1.1$  (voir note 1) .

### 1.2.4 L'inflation, un ajout nécessaire

**Les problèmes du modèle du Big-Bang** Le modèle du Big-Bang s'est avéré être un modèle relativement robuste d'évolution de l'univers. Outre son existence d'un point vue logique considérant l'expansion actuelle de l'univers, un certain nombre de ces prédictions se sont révélées exactes, telles que l'abondance en éléments légers dans l'univers ou la température actuelle du fond diffus cosmologique. Néanmoins, il comporte encore un certain nombre de zones d'ombre dans ses toutes premières parties, en raison du manque d'informations sur la physique à ces échelles de température. Cependant, avec l'avancée de la physique, il est possible d'imaginer que ces problèmes se régleront. La découverte, au CERN en 2012, d'un boson pouvant être un boson de Higgs, va d'ailleurs dans ce sens. Ceci mis à part, le modèle du Big-Bang présente une série de problèmes plus fondamentaux directement liés à sa formulation. Nous présentons deux des principaux problèmes du modèle ; celui de la formation des structures sera abordé dans le chapitre sur les amas et leur formation.

**Problème de la platitude** En utilisant les équations de Friedmann, on obtient que l'équation d'évolution de la courbure prend la forme suivante :

$$\frac{d\Omega_K}{d \ln a} = (3w + 1)(1 - \Omega_K)\Omega_K. \quad (1.43)$$

En négligeant la contribution récente de l'énergie noire, et en considérant  $w$  comme constant, on peut intégrer cette dernière équation et obtenir l'évolution précise  $\Omega_K$  en fonction de la densité de courbure actuelle et du redshift.

$$\Omega_K = \frac{\Omega_{K0}}{(1 - \Omega_{K0})(1 + z)^{1+3w} + \Omega_{K0}}. \quad (1.44)$$

On sait par l'observation que, de nos jours, la courbure est faible, c'est-à-dire  $|\Omega_{K0}| < 0.1$  ; alors, dans ce cas, il faut que la courbure au temps Planck soit inférieure à  $10^{-60}$ . Remarque : si  $w = -1/3$  on trouve qu' $\Omega_K$  est une constante. Donc, si l'univers est euclidien aujourd'hui, il faut qu'il ait été encore plus euclidien hier. Le modèle de base du Big-Bang ne donne pas de réponse à ce problème de platitude au début de l'univers.

**Problème de l'horizon** Un second problème est le problème dit de l'horizon. L'univers est homogène et isotrope, c'est un principe de base de la cosmologie moderne et les solutions de Friedmann et Lemaître se basent sur ce principe. Mais l'on est en droit de se demander pourquoi l'univers est si homogène et isotrope ? Par suite de quels phénomènes ?

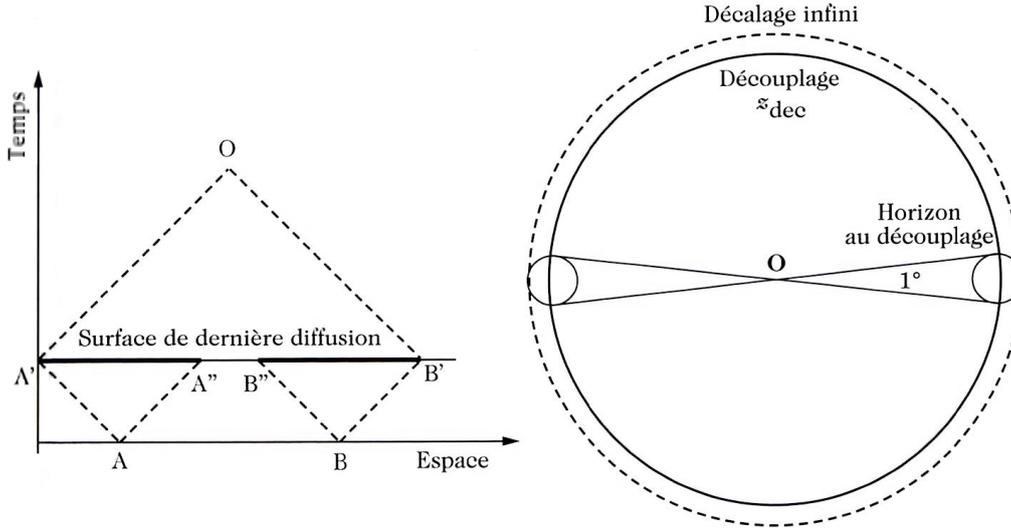


FIGURE 1.3 – Le cône de lumière passé issue de l’observateur O intersecte la surface de dernière diffusion en une surface de diamètre A’, B’. Ce diamètre détermine la taille de l’univers observable. D’un autre côté, la taille des zones causalement liées de diamètre A’A’’ et B’B’’. On observe que les zones causalement liées sont déconnectées. La figure de droite représente l’horizon au moment du découplage et présente la taille des zones causalement liées sur la surface de dernière diffusion, i.e.  $1^\circ$ , telle qu’observée aujourd’hui. (Peter & Uzan, 2005)

Si l’on se met au niveau des observations, un certain nombre d’entre elles vont dans le sens de l’isotropie et de l’homogénéité. Prenons l’exemple du fond diffus cosmologique, il est remarquablement isotrope à  $10^{-5}$  près. Ceci serait facilement explicable si les photons émis avaient été mis en contact causal. Or ce n’est pas le cas (voir figure 1.3). Les zones causalement connectées au moment du découplage sont nettement plus petites que la taille de l’univers observable! Il est possible de démontrer que la taille de la zone causale au moment du découplage, telle qu’observée aujourd’hui, est environ  $1^\circ$  sur le ciel, et qu’il y a environ  $10^9$  zones causalement indépendantes, et pourtant le FDC est homogène!

$$N \sim 8(1 + z_{dec})^{3/2} \sim 10^8 - 10^9 \quad (1.45)$$

$$\theta \sim 2 \frac{\eta_{dec}}{\eta_0 - \eta_{dec}} \sim 1^\circ, \quad (1.46)$$

avec  $\eta_0$  et  $\eta_{dec}$ , le nombre de baryons par photon respectivement de nos jours et au moment du découplage.

Alors, pourquoi tant d’homogénéité et d’isotropie? L’univers serait-il beaucoup plus vieux que ce que prédit le Big-Bang?

**La solution, l’inflation** L’inflation est une phase d’expansion accélérée qui aurait eu lieu juste avant l’ère de domination par le rayonnement. Les premiers modèles d’inflation apparaissent à la fin des années 1970 dans le but de résoudre le problème du modèle du Big-Bang (voir Brout et al. (1978); Starobinskiĭ (1979); Guth (1981)). Dans cette partie, nous verrons comment l’inflation résout les problèmes de platitude et d’horizon.

**Résolution du problème de la platitude** Le fait que l’inflation soit une phase d’expansion accélérée de l’univers suffit à lui seul à résoudre les problèmes du Big-Bang, à

condition toutefois que l'inflation dure suffisamment longtemps. On caractérisera la durée de l'inflation par un nombre  $N$  de "e-folds" (ils représentent l'unité de la base exponentielle) égale à :

$$N \equiv \ln\left(\frac{a_f}{a_i}\right), \quad (1.47)$$

avec  $a_i$  et  $a_f$  le facteur d'échelle au début et à la fin de l'inflation.

En ce qui concerne le problème de la platitude, supposons qu'avant l'inflation la densité de courbure soit grande, c'est-à-dire  $\Omega_K(t_i) \sim \mathcal{O}(1)$ , et qu'après l'inflation elle soit inférieure ou égale à  $10^{-60}$ , c'est à dire  $|\Omega_K(t_f)| \lesssim 10^{-60}$ . En reprenant l'équation 1.44, on peut constater que :

$$\left| \frac{\Omega_K(t_f)}{\Omega_K(t_i)} \right| = \left( \frac{a_f}{a_i} \right)^2 = e^{-2N}. \quad (1.48)$$

Alors, pour obtenir les bonnes valeurs finale et initiale de la densité de courbure, il suffit que l'expansion ait un nombre d'e-folds supérieur à 70.

**Résolution du problème de l'horizon** Pour le problème de l'horizon, pendant l'inflation, l'expansion est accélérée donc  $\ddot{a}(t) > 0$ , donc dans ce cas, le rayon de Hubble, c'est-à-dire les échelles observables, diminue avec le temps. En conséquence, deux points en contact causal avant l'inflation peuvent être séparés par une distance plus grande que le rayon de Hubble à la fin de l'inflation (voir figure 1.4). Pour régler le problème de l'horizon, il faut au moins que la taille de l'univers observable au facteur d'échelle  $a_0$  soit égale à la taille d'une région causalement liée au début de l'inflation, c'est-à-dire au facteur d'échelle  $a_i$ . Donc on note :

$$e^N \sim \frac{a_f D_H(t_0)}{a_0 D_H(t_f)}. \quad (1.49)$$

Après calcul, on obtient alors que  $N$  doit être supérieur à 57 e-folds.

Par conséquent, si l'inflation dure plus de 70 e-folds, ces deux problèmes sont résolus. Il existe plusieurs modèles d'inflation. De nombreux ouvrages traitent de ce sujet (Linde (1990); Mukhanov et al. (1992); Lyth & Riotto (1999); Lidsey et al. (1997)). L'un des modèles les plus connus est celui dit d'approximation du roulement lent. Néanmoins, ces modèles anciens supposaient que l'inflation parte d'un univers homogène et en état d'équilibre thermique. Ce problème est résolu grâce aux modèles d'inflation chaotique, où l'inflation peut débiter sans que l'univers soit dans ces états. Bien que l'inflation règle un certain nombre de problèmes du Big-Bang, son existence reste encore à démontrer par des moyens directs. Néanmoins l'une des prédictions de l'inflation est que l'indice spectral de fluctuations  $n_s$  soit inférieur à 1. Or Planck vient de prouver à plus de cinq sigmas que c'est effectivement le cas (voir 1.4). L'un des autres moyens pour prouver l'existence de l'inflation est la mesure des modes B de polarisation ; ces modes tensoriels ne peuvent, en effet, être générés qu'uniquement en présence de l'inflation. Leur mesure reste encore à l'heure actuelle un des défis de la cosmologie observationnelle. Les différentes expériences polarisées, Planck polarisé, ACTPol (Atacama Telescope) et SPTPol (South Pole Telescope) devraient permettre des avancées dans ce domaine, ainsi que, dans quelques années, le futur interféromètre bolométrique QUBIC, spécialement conçu pour la détection des modes B.

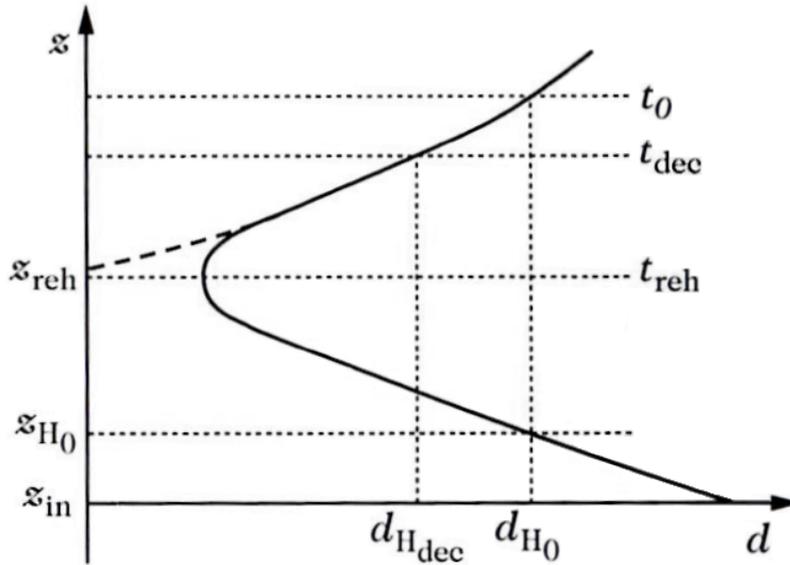


FIGURE 1.4 – Le trait plein représente l'évolution du rayon de Hubble en incluant une phase d'inflation. Le trait en pointillé représente l'évolution sans inflation. Les traits verticaux représentent différentes échelles comobiles qui sortent du rayon Hubble pendant l'inflation, puis rentrent dans le rayon de Hubble avec l'expansion de l'univers. Ainsi, toutes les échelles observables peuvent avoir été en contact causal avant l'inflation. Ce n'est pas le cas sans l'inflation. (Peter & Uzan, 2005)

### 1.3 Le fond diffus cosmologique FDC

#### 1.3.1 De sa prédiction à la mesure de sa température et de son spectre

L'existence et la température du fond diffus cosmologique furent prédites en 1948 respectivement par Gamow (voir Gamow (1948)) et Halpher et Herman (voir Alpher & Herman (1948)). Penzias et Wilson (Penzias & Wilson, 1965) découvrirent pour la première fois le fond diffus cosmologique en 1964. Dans les faits, ils percevaient dans leur antenne un bruit parasite identique dans toutes les directions. Après avoir accusé un certain nombre de phénomènes, y compris les pigeons, d'être responsables, c'est finalement Dicke et al. (voir Dicke et al. (1965)) qui identifia le bruit comme étant le fond diffus cosmologique à  $3.5 \pm 1$  K. Cette température peut être définie comme la température moyenne du ciel.

La première mesure du spectre de corps noir du FDC fut effectuée en 1997 par le satellite COBE à l'aide de l'instrument FIRAS (voir Smoot (1997)). Ce résultat était attendu dans la mesure où le rayonnement est thermalisé grâce à l'interaction avec les photons, ce qui amène le FDC à avoir un spectre de corps noir. La température mesurée était alors de  $2.725 \pm 0.001$  K.

En 2009, Fixsen (Fixsen, 2009) donne une mesure de la température du FDC, à partir d'une combinaison de méthodes et d'expériences présentes dans la littérature, à  $2.72548 \pm 0.00057$  K. Le spectre du FDC, que l'on identifie alors clairement comme étant celui d'un corps noir est donné dans la figure 1.5.

Les mesures du FDC peuvent être décomposées en harmoniques sphériques.

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=l}^{-l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (1.50)$$

où les  $a_{lm}$  sont les coefficients du développement. Ces harmoniques sphériques s'écrivent

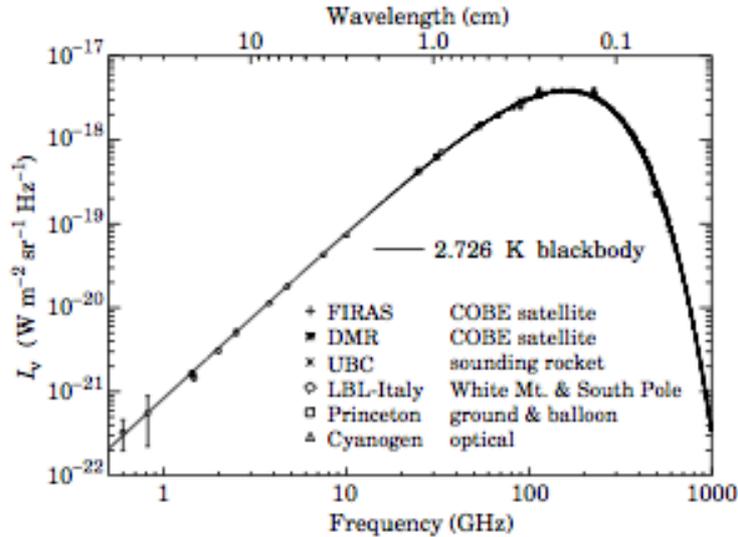


FIGURE 1.5 – Mesure du spectre du FDC. La courbe représente le spectre d'un corps noir à 2.73K (Fixsen, 2009).

dans la base des polynômes de Legendre  $P_l^m$  de la façon suivante :

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\varphi}. \quad (1.51)$$

La température moyenne donne le monopôle ; le dipôle et les anisotropies seront abordés dans les deux parties suivantes.

### 1.3.2 Le dipôle du FDC

Le mouvement de la terre pour une expérience terrestre, ou du satellite dans le référentiel propre comobile du FDC, induit un dipôle dans le fond diffus cosmologique ; une moitié du ciel est légèrement plus chaude que la seconde moitié. Ce dipôle est communément interprété comme d'origine cinétique et il est alors dû à un effet Doppler. Il aurait pu être d'origine cosmologique, mais il aurait été alors beaucoup plus faible.

Le satellite WMAP5 donne une mesure du dipôle cosmologique égal à  $(d, l, b) = (3.355 \pm 0.008 \text{ mK}, 263.99^\circ \pm 0.14^\circ, 48.26^\circ \pm 0.03^\circ)$  (Hinshaw et al. (2009)) en coordonnées galactiques (voir figure 1.6).

### 1.3.3 Les anisotropies du FDC

Une fois les soustractions du dipôle et du monopôle des cartes du FDC effectuées, il reste toujours des petites fluctuations du fond diffus cosmologique par rapport à zéro. Ces fluctuations nommées anisotropies du FDC ont une amplitude relative de  $\sim 10^{-5}$ , c'est-à-dire environ  $30 \mu\text{K}$ . Le spectre de puissance prédit des anisotropies du FDC est donné dans la figure 1.7. Il est composé de plusieurs parties. L'étude exacte de ces anisotropies a été intensivement décrite dans la littérature. Ce sujet n'étant pas directement lié au contenu de ma thèse, nous n'en donnerons ici qu'une brève description. L'ensemble de ces anisotropies est dû à des modes de perturbations de densité avant le découplage photon-matière.

La première partie, qui correspond aux grandes échelles angulaires, soit à bas  $l$  est nommée plateau de Sachs-Wolfe. Comme les modes de perturbations considérés ici ne sont pas entrés dans l'horizon avant le découplage, nous sommes en présence d'un plateau.

La seconde partie se situe aux échelles angulaires moyennes ( $\sim 2^\circ$ ). A ces échelles, les perturbations sont entrées dans l'horizon et ont donc pu d'abord croître, puis osciller une fois entrées dans l'horizon. L'horizon du son est la zone causale définie par la vitesse du son à l'époque considérée. Cette partie présente des pics et des creux. Les pics correspondent aux modes ayant oscillé un nombre entier de fois leur demi-période.

Aux petites échelles angulaires, soit à haut  $l$ , nous sommes ici en présence encore de quelques pics. Mais leurs amplitudes diminuent rapidement à cause d'un amortissement. Cet amortissement est dû au fait que les photons, à l'époque de la recombinaison, peuvent alors se déplacer librement sans être en permanence captés par les protons et les électrons. En se déplaçant, les photons passeront de zones froides à des zones chaudes entraînant avec eux des protons et des électrons. Tout cela aura pour conséquence la réduction de différences de température entre les zones, et donc un amortissement des anisotropies.

Le spectre des anisotropies du FDC est l'un des outils les plus importants de la cosmologie moderne et permet à lui seul d'accéder à un certain nombre de paramètres cosmologiques, comme nous le verrons dans la partie suivante.

## 1.4 Les mesures des paramètres cosmologiques

### 1.4.1 Différents paramètres cosmologiques

Dans les parties précédentes, nous avons vu que l'évolution de l'univers dépend d'un certain nombre de paramètres, appelés paramètres cosmologiques. L'ensemble du modèle cosmologique présenté précédemment est appelé modèle standard  $\Lambda$ CDM ; ce nom vient du fait que l'univers contiendrait de l'énergie noire et de la matière noire froide. On suppose un univers plat. Ce modèle dépend de six paramètres cosmologiques :

$\Omega_b h^2$  : La densité de baryons qu'on donnera maintenant sous la forme  $\Omega_b h^2$  avec  $h$  la constante de Hubble normalisée à 100 km/s/Mpc,

$\Omega_c h^2$  : La densité de matière noire froide contenue dans l'univers que l'on donnera comme la densité baryonique sous la forme  $\Omega_c h^2$ ,

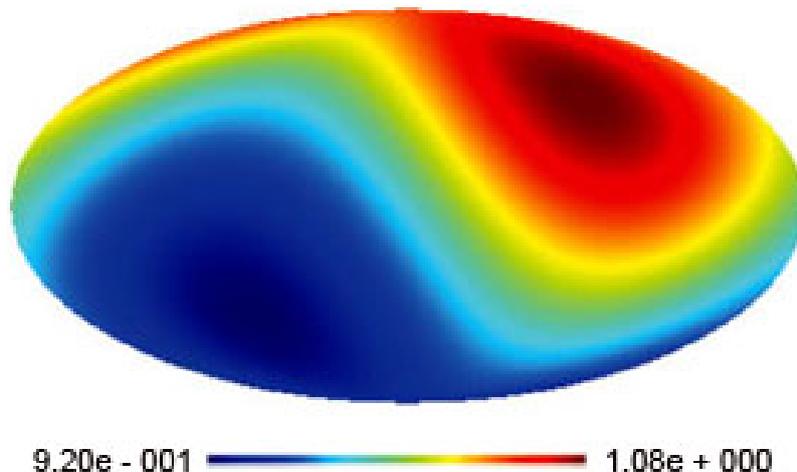


FIGURE 1.6 – Dipôle du FDC mesuré par WMAP

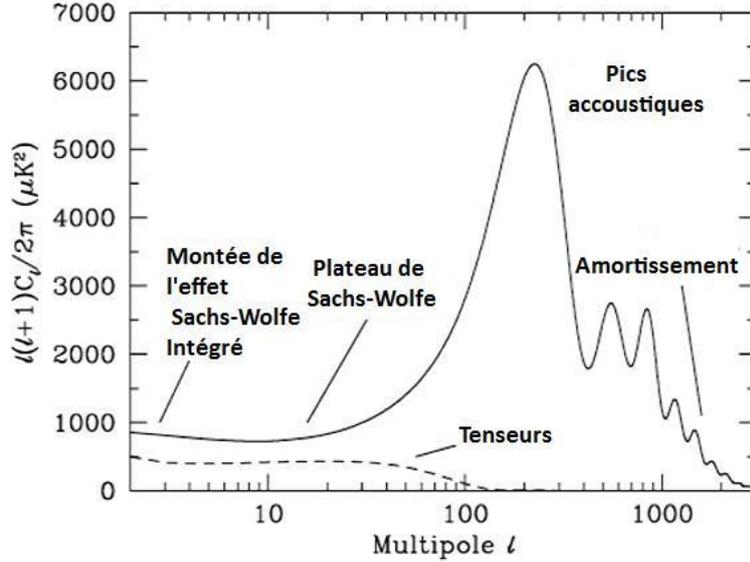


FIGURE 1.7 – Schéma du spectre de puissance des anisotropies du FDC

$\Omega_\Lambda$  : La densité d'énergie noire qu'on donnera en unité de la densité critique,

$\Delta_R^2$  : L'amplitude des perturbations scalaires primordiales donnée pour un mode  $k_0$  de  $0.002 \text{ Mpc}^{-1}$ ,

$n_s$  : L'indice spectral de la loi de puissance des perturbations de densité primordiale,

$\tau$  : La profondeur optique de la période de réionisation. La réionisation est la période succédant aux âges sombres. Les toutes premières étoiles étaient très énergétiques et ont eu pour effet de réioniser le milieu interstellaire. Les noyaux actifs galactiques sont également d'éventuels responsables de la réionisation.

Ces six paramètres sont la base nécessaire au modèle  $\Lambda$ CDM. De ces six paramètres peuvent être dérivés d'autres paramètres. Les principaux sont :

$t_0$  : L'âge de l'univers est à peu près égal à  $\sim 1/H_0$ , avec  $H_0$  la constante de Hubble égale à  $100h \text{ km/s/Mpc}$ .

$H_0$  : La constante de Hubble de nos jours définie comme précédemment à partir de  $h$  la constante de Hubble en unité  $1/100 \text{ km/s/Mpc}$ .

$\sigma_8$  : L'amplitude des densités de fluctuations à une échelle de  $8 h^{-1} \text{ Mpc}$ .

$z_{eq}$  : Le décalage vers le rouge au moment du passage d'un univers dominé par la matière à un univers dominé par le rayonnement.

$z_{reion}$  : Ce paramètre correspond au décalage vers le rouge au moment de la réionisation.

Dans la suite de cette partie, nous présenterons les dernières mesures de ces paramètres cosmologiques. Nous présenterons d'abord les mesures obtenues à partir du fond diffus cosmologique, des supernovae, des ondes acoustiques baryoniques, et enfin d'une étude combinée.

#### 1.4.2 Mesures des paramètres à partir du fond diffus cosmologique

L'outil le plus performant permettant la mesure des paramètres cosmologique est le spectre de puissance des anisotropies du FDC. Entre autres, la position du premier pic permet de mesurer une combinaison de plusieurs paramètres dont  $\Omega_T$  et  $h$ . L'amplitude

relative des pics acoustiques impairs par rapport aux pics acoustiques pairs permet de mesurer la densité baryonique physique  $\Omega_b h^2$ . La constante cosmologique  $\Omega_\Lambda$  quant à elle peut être mesurée à partir de la comparaison de la hauteur du pic acoustique par rapport au plateau de Sachs-Wolfe. Les petites échelles permettent de mesurer l'indice spectral  $n_s$ . Plus  $n_s$  est grand, plus la puissance des petites échelles sera importante. En fait, concrètement, on mesure le spectre des anisotropies, puis on essaye de trouver la combinaison de paramètres qui permet de recréer un spectre de puissance s'ajustant au mieux aux points de mesures. La figure 1.8 présente le spectre de puissance tel que mesuré par le satellite Planck (X. V. I. Planck Collaboration, 2013). Le meilleur ajustement du modèle sur le spectre de puissance est la courbe rouge. Cette mesure du spectre de puissance du fond diffus cosmologique est la plus précise jamais mesurée sur l'ensemble des multipôles.

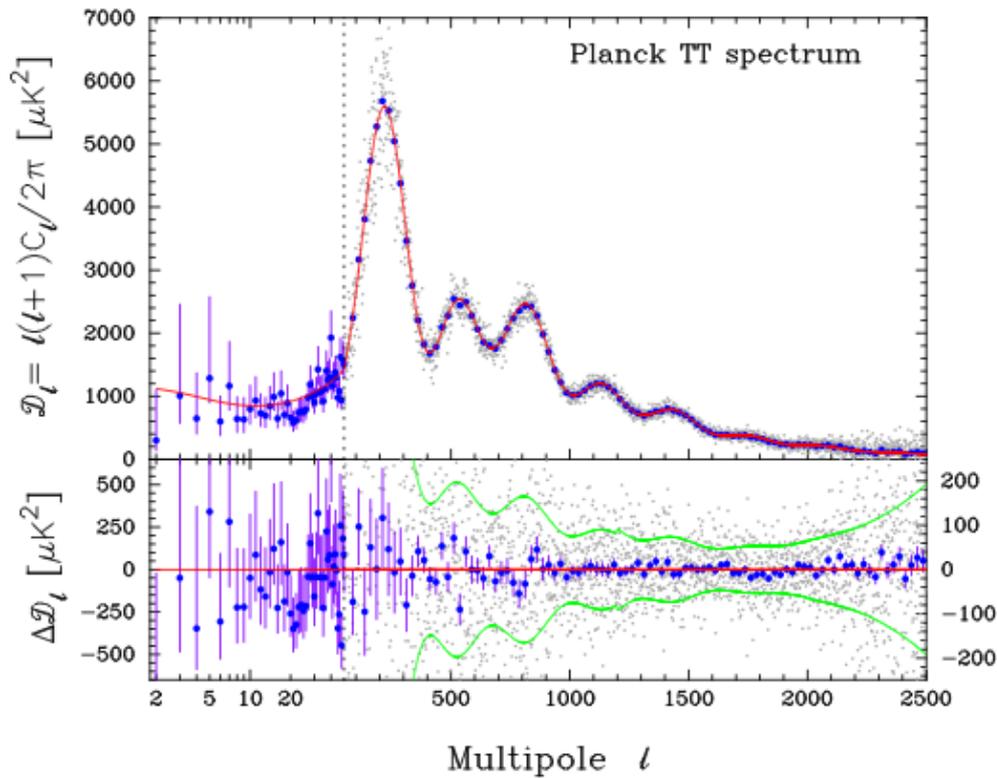


FIGURE 1.8 – Le spectre de puissance Planck avec les avant-plans et autres contaminants soustraits et fixés à leur valeur de meilleur ajustement (voir (X. V. I. Planck Collaboration, 2013)). Les points gris présentent le spectre de puissance obtenu multipôle par multipôle. Les points bleus sont la moyenne des précédents sur des bandes de largeurs  $\Delta l \approx 31$ , la barre d'erreur correspond à l'erreur  $1\sigma$  obtenue à partir de la diagonale de la matrice de covariance du moyennage par bande. La ligne rouge correspond au meilleur ajustement basé sur le modèle  $\Lambda$ CDM. Le panneau du bas présente le spectre de puissance résiduel par rapport au meilleur ajustement. La ligne verte correspond à la barre d'erreurs à  $1\sigma$ .

Les dernières mesures des paramètres cosmologiques à partir du fond diffus cosmologique ont été faites à partir des 9 années d'observation du satellite Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) et sont résumées dans l'article datant de décembre 2012 (Hinshaw et al., 2012) et par le satellite Planck dans un article datant de mars 2013

Paramètre	WMAP 9 meilleur ajustement	Planck 68% limite de confiance
<b>Mesures des paramètres <math>\Lambda</math>CDM</b>		
$\Omega_b h^2$	$0.02264 \pm 0.00050$	$0.02207 \pm 0.00033$
$\Omega_c h^2$	$0.1138 \pm 0.0045$	$0.1196 \pm 0.0031$
$\Omega_\Lambda$	$0.721 \pm 0.025$	$0.686 \pm 0.020$
$10^9 \Delta_R^2$	$2.41 \pm 0.10$	2.243
$n_s$	$0.972 \pm 0.013$	$0.9616 \pm 0.0094$
$\tau$	$0.089 \pm 0.014$	$0.097 \pm 0.038$
<b>Mesure des paramètres dérivés</b>		
$t_0$	$13.74 \pm 0.11$	$13.813 \pm 0.058$
$H_0$	$70.0 \pm 2.2$	$67.4 \pm 1.4$
$\sigma_8$	$0.821 \pm 0.023$	$0.834 \pm 0.027$
$\Omega_b$	$0.0463 \pm 0.0024$	$0.0490 \pm 0.00073$
$\Omega_c$	$0.233 \pm 0.023$	$0.27 \pm 0.0069$
$z_{eq}$	$3265 \pm 106$	$3386 \pm 69$
$z_{reion}$	$10.6 \pm 1.1$	$11.4^{+4.0}_{-2.8}$

TABLE 1.1 – Mesures des paramètres cosmologiques  $\Lambda$ CDM avec les données WMAP et les données Planck. (X. V. I. Planck Collaboration, 2013; Hinshaw et al., 2012)

(X. V. I. Planck Collaboration, 2013). Les dernières mesures sont données dans le tableau 1.1.

Le satellite WMAP est un satellite tout le ciel ; il donne donc de bons renseignements aux grandes échelles soit à bas  $l$ . Mais sa faible résolution le limite aux basses échelles soit à haut  $l$ . À l’opposé, les expériences au sol du télescope d’Atacama (ACT) et du télescope du Pôle Sud (SPT) ont une petite zone de couverture du ciel mais une bonne résolution aux petites échelles. Le satellite WMAP permet, lui, de couvrir l’ensemble du spectre de puissance. Toutes ces mesures restent en accord avec le modèle standard cosmologique  $\Lambda$ CDM.

### 1.4.3 Mesures des distances grâce aux supernovae

C’est en 1998 que fut découverte l’expansion accélérée de l’univers grâce aux supernovae de type Ia (voir Riess et al. (1998); Perlmutter et al. (1999)), cette expansion accélérée étant le fait de la présence d’énergie noire dans l’univers, qui s’oppose à la gravité. Elles seraient le résultat de la destruction thermonucléaire d’une étoile naine blanche accrétant de la matière de son compagnon et approchant la limite de masse de Chandrasekhar. Le fait que cette explosion se passe toujours avec à peu près la même quantité de masse en jeu, et donc de combustible nucléaire, amène que les SNe Ia explosent toutes avec approximativement la même luminosité partout dans l’univers, en faisant des chandelles standards. L’utilisation de ces SNe requiert de lier la luminosité à un certain nombre de paramètres. Ainsi, les SNe les plus brillantes ont des courbes de lumière plus lentes et plus larges, et sont en général plus bleues que celles qui sont moins brillantes et plus rapides. Au delà de ces paramètres de courbes de lumière et de couleur, un troisième paramètre pourrait entrer en jeu dans la luminosité des SNe Ia, remettant en partie en cause leur statut de chandelles standards. En effet, la galaxie-hôte au sein de laquelle a lieu la SN pourrait avoir un impact non négligeable. En particulier, les SNe Ia les plus brillantes pourraient avoir lieu dans les galaxies hôtes les plus massives (voir Kelly et al. (2010); Sullivan et al. (2010); Lampeitl et al. (2010)).

Néanmoins, malgré la remise en cause de leur statut de chandelles standards, l'application d'une relation entre la forme de la courbe de lumière des SNe Ia, leurs couleurs et les propriétés de la galaxie hôte permet de faire des mesures des paramètres cosmologiques. En effet, connaître la courbe de lumière des SNe Ia avec précision nous permet d'évaluer leurs distances qu'on peut relier à leur décalage vers le rouge, et donc de mesurer les paramètres cosmologiques. Le grand nombre de sources d'erreurs systématiques, dû en partie à une méconnaissance astrophysique d'un certain nombre de propriétés concernant les SNe Ia ne permet pas de faire des mesures grâce aux SNe seules. Il est possible d'utiliser les céphéides contenues dans des galaxies-hôtes ayant récemment connu une SNe Ia pour mesurer avec une plus grande précision la valeur de la constante de Hubble. Les céphéides sont des étoiles de luminosité variable sur une période bien définie. L'étude de ces céphéides combinées avec celle des SNe Ia a permis d'évaluer  $H_0$  et de l'évaluer à  $73.8 \pm 2.4 \text{ km.s}^{-1}$ . Cette mesure a été faite dans le cadre du programme SHOES (Supernovae et  $h_0$  pour l'Équation d'État) (voir Riess et al. (2011, 2009)). La combinaison de ces effets constitue l'échelle de distance cosmique.

Dans leur article de juin 2011, Sullivan et al. utilisent un échantillon de 472 SNe Ia pour étudier le contenu en énergie de l'univers. Pour pouvoir obtenir des résultats cosmologiques, ils utilisent des contraintes externes aux supernovae. Le premier type de contraintes est obtenu à partir du spectre de puissance des galaxies rouges lumineuses (LRGs) dans les données SDSS DR7; un second type provient des oscillations baryoniques acoustiques (BAO) (voir Reid et al. (2010)). D'autres contraintes sont ensuite obtenues à partir du fond diffus cosmologique et permettent d'inclure la puissance du FDC pour mesurer l'énergie noire (voir Y. Wang & Mukherjee (2007)). Le spectre de puissance du FDC est obtenu à partir des 7 premières années de WMAP (voir Larson et al. (2011)). La dernière contrainte extérieure est un à priori sur  $H_0$  dont la valeur est donnée précédemment. L'ensemble de ces contraintes et les données des 472 supernovae permettent de mesurer la densité de matière de l'univers  $\Omega_m$  et le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire  $w$  (voir 1.23) ainsi que la densité de courbure  $\Omega_K$ . Dans un univers plat, on obtient  $\Omega_m = 0.269 \pm 0.015$  et  $w = -1.061_{-0.068}^{+0.069}$ . Quand on enlève l'hypothèse d'un univers plat, on obtient  $\Omega_m = 0.271 \pm 0.015$ ,  $\Omega_K = -0.002 \pm 0.006$  et  $w = -1.069_{-0.092}^{+0.091}$ .

#### 1.4.4 Mesures des distances grâce aux Oscillations Acoustiques Baryoniques

Comme les SNe, les oscillations baryoniques acoustiques (OBA ou BAO pour l'acronyme anglais) permettent de mesurer la relation entre le décalage vers le rouge et les distances dans l'univers. Les BAO proviennent du fait que, dans l'univers avant le découplage, les baryons et les photons sont couplés par diffusion Thomson. Ce couplage provoque des oscillations baryoniques acoustiques, qui se propagent tout comme des ondulations à la surface d'un bassin. Au moment du découplage, photons et matière se séparent, les oscillations s'arrêtent alors, formant des surdensités baryoniques à des échelles caractéristiques. Pour mesurer les BAO, on mesure la fonction de corrélation ou le spectre de puissance entre un certain nombre de galaxies. Ceci faisant apparaître que les galaxies sont typiquement éloignées d'une certaine distance, distance caractéristique due aux BAO. Si, par ailleurs, on connaît le redshift de ces galaxies, il est à ce moment-là possible de lier la distance au décalage vers le rouge.

Ainsi, les oscillations acoustiques baryoniques permettent en fait de mesurer une certaine distance en fonction de l'horizon du son. Les premières mesures de BAO ont été faites au début-milieu des années 2000 avec les sondages de galaxies 2DF Redshift sondage (2dFGRS; Colless et al. (2003)) et le sondage du ciel sloan digital (SDSS; York et al.

(2000)), avec une première détection en 2005 (Eisenstein et al., 2005). Elles furent ensuite de nombreuses fois mesurées en utilisant des sondages de galaxies à différents redshift. Une des études les plus récentes datant de mars 2012 (Anderson et al. (2012)) utilisant 264283 galaxies massives à un redshift effectif de  $z = 0.57$  a permis de détecter les caractéristiques des BAO à  $5\sigma$ . Les résultats de cette étude donnent une distance caractéristique ( $D_V$ ) relative à l'horizon du son au redshift effectif  $z = 0.57$  de  $D_V/r_s = 13.67 \pm 0.22$ . Si on suppose le modèle standard  $\Lambda$ CDM, on obtient que  $r_s = 153.19$  Mpc, ce qui donne une distance  $D_V(z = 0.57) = 2094 \pm 34$  Mpc.

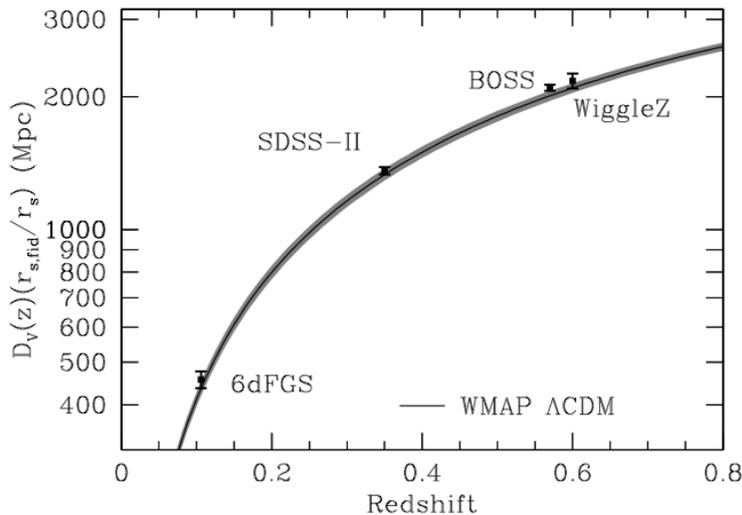


FIGURE 1.9 – Graphique de  $D_V$  en fonction du décalage vers le rouge provenant de différentes données spectroscopiques (Anderson et al., 2012). La région grise est la prédiction à  $1\sigma$  de WMAP7 sous l'hypothèse d'un univers plat avec une constante cosmologique (Komatsu et al. (2011)).

La figure 1.9 donne la mesure de  $D_V$  pour différents sondages de galaxies en fonction du redshift. On voit que tous les sondages sont en très bon accord les uns par rapport aux autres et sont surtout en accord avec les prédictions faites par le modèle plat  $\Lambda$ CDM avec les valeurs de WMAP 7. Il est à remarquer que contrairement aux SNe, les BAO sont très peu sensibles aux effets astrophysiques à petite échelle, à l'exception notable des vitesses particulières, et dépendent directement du modèle  $\Lambda$ CDM, ce qui en fait une des manières les plus robustes de contraindre les paramètres cosmologiques avec le FDC.

#### 1.4.5 Mesures des contraintes grâce aux amas de galaxies et à l'effet de lentille gravitationnelle

Les amas de galaxies sont des pics de haute masse dans le champ de densité et leur nombre permet de mesurer l'amplitude des fluctuations de matière, et donc de contraindre la cosmologie. Les paramètres liés aux amas sont donc logiquement  $\sigma_8$  et  $\Omega_m$ . Cette technique de contraintes est dite par comptage d'amas. Cette technique d'évaluation des paramètres cosmologiques par les amas est la plus utilisée parmi l'ensemble des possibilités (voir Allen et al. (2011) pour une revue récente de la cosmologie avec les amas de galaxies).

Les résultats en optique basés sur la densité d'amas riches, Fan et al. (1997) mesurent  $\sigma_8 = 0.83 \pm 0.15$  and  $\Omega_m = 0.3 \pm 0.1$ . Une étude plus récente de Tinker et al. (2012) combine la fonction de corrélation à deux points des galaxies et le ratio masse sur galaxies

dans les amas dans les données SDSS :  $\sigma_8 \Omega_m^{0.5} = 0.465 \pm 0.026$  avec  $\Omega_m = 0.29 \pm 0.03$  et  $\sigma_8 = 0.85 \pm 0.06$ .

Les données X ont, elles aussi, permis de mesurer des contraintes sur l'amplitude des fluctuations de matière. Vikhlinin et al. (2009) analyse les contraintes sur les paramètres cosmologiques en utilisant un catalogue de Chandra. L'ajustement des paramètres  $\Lambda$ CDM aux comptages d'amas donne  $\sigma_8 (\Omega_M/0.25)^{0.47} = 0.813 \pm 0.012$ .

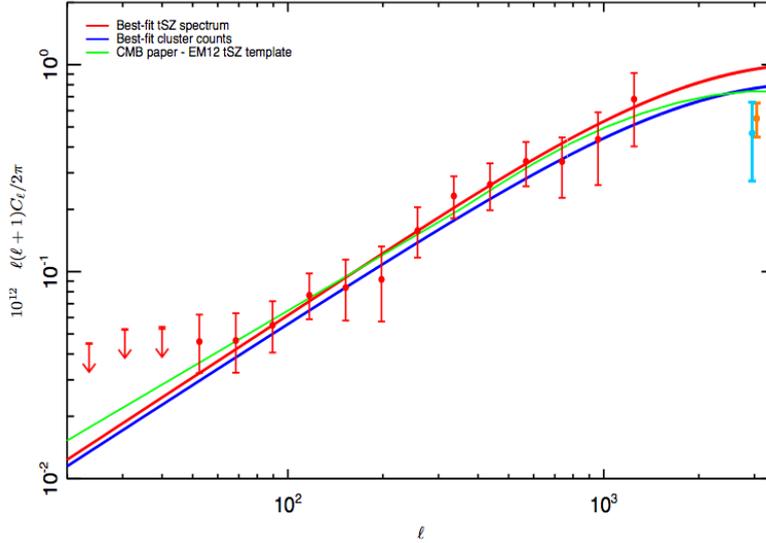


FIGURE 1.10 – Spectre de puissance angulaire du SZT obtenu à partir de la méthode du SZ diffus. Les points rouges correspondent au spectre de puissance tel que mesuré par le SZ diffus. La courbe rouge correspond au meilleur ajustement obtenu sur les points précédents. La courbe bleue correspond au spectre de puissance reconstruit à partir de la méthode par comptage d'amas. La courbe verte correspond au spectre TSZ obtenu lors du calcul du spectre du fond diffus cosmologique Planck collaboration (2013); X. V. I. Planck Collaboration (2013). (X. X. I. Planck Collaboration, 2013)

Les avancées les plus récentes ont utilisé des données issues de l'effet Sunyaev-Zeldovich. Cet effet, ainsi que l'ensemble des caractéristiques des amas de galaxies sont présentés dans le chapitre 2. Par exemple, Benson (2011) rapporte  $\sigma_8 (\Omega_M/0.25)^{0.30} = 0.785 \pm 0.037$  basé sur l'analyse de 18 amas SZ venant de l'expérience SPT. Plus récemment, le satellite Planck a, lui aussi, permis de mesurer ces amplitudes en utilisant des amas SZ (voir X. X. Planck Collaboration (2013)). Les amas SZ sont issus d'un catalogue comptant à la base 1227 détections, dont 861 amas confirmés (soit par des observations effectuées en X, soit parce qu'ils étaient déjà connus), les autres détections sont des candidats avec une probabilité plus ou moins grande d'être de vrais amas. De ce catalogue est issu un plus petit catalogue d'environ 200 amas, sélectionnés spécialement pour la cosmologie, détectés avec un signal sur bruit supérieur à 7, de façon à assurer la pureté et maximiser le nombre d'amas. En utilisant la méthode de comptage des amas les résultats sont les suivants :  $\sigma_8 (\Omega_M/0.27)^{0.3} = 0.78 \pm 0.01$  avec  $\Omega_m = 0.29 \pm 0.02$  et  $\sigma_8 = 0.77 \pm 0.02$ .

Par ailleurs, il est également possible de contraindre les paramètres cosmologiques en utilisant le SZ diffus. Dans l'article X. X. I. Planck Collaboration (2013), une carte Planck tout le ciel est reconstruite à partir des données de Planck HFI. Le signal SZ est ensuite caractérisé en calculant le spectre de puissance angulaire. Comme on le voit dans la figure 1.10, le spectre de la carte du SZ diffus est en accord avec les résultats obtenus à partir

du catalogue d'amas. En utilisant cette technique, on obtient que  $\sigma_8(\Omega_m/0.28)^{3.2/8.1} = 0.784 \pm 0.016(68\%C.L.)$ . La figure 1.11 présente les résultats obtenus avec le comptage d'amas, ainsi que ceux obtenus par l'effet SZ diffus et par le fond diffus cosmologique. Il est intéressant de remarquer que les résultats obtenus à partir des amas sont en désaccord avec ceux obtenus avec le FDC. Ce désaccord pourrait être dû soit à un biais important entre la masse des amas déterminée par les rayons X et la véritable masse des amas, soit par l'inclusion d'un processus supprimant la puissance à petite échelle comme la présence de neutrinos massifs. D'autres résultats peuvent également être obtenus en utilisant les fonctions de corrélation à n-points des amas détectés en SZ (voir Reichardt et al. (2012); Wilson et al. (2012)).

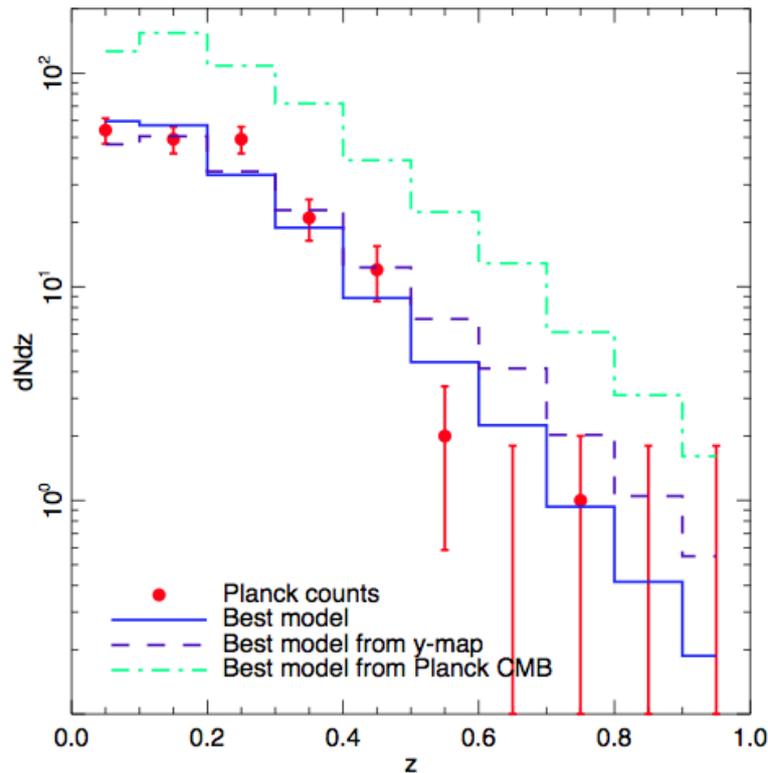


FIGURE 1.11 – Distribution du nombre d'amas en fonction du redshift pour les amas du catalogue SZ cosmologique de Planck. Les comptages d'amas observés correspondent aux points rouges, le meilleur ajustement sur ces points apparaît en bleu. Les comptages d'amas dérivés du spectre de puissance angulaire obtenus avec le SZ diffus apparaissent en tiret mauve. Celui issu du spectre de puissance du fond diffus cosmologique apparaît en tiret-point cyan. (X. X. Planck Collaboration, 2013)

Outre les amas de galaxies, la mesure des effets de lentille gravitationnelle permet également de contraindre l'amplitude des fluctuations de potentiel. Les effets de lentille gravitationnelle sont dus à la déformation du trajet des photons quand ils passent à proximité d'une masse dans l'univers. De nombreux articles traitent du sujet et permettent en particulier de contraindre la valeur de  $\Omega_m$  et  $\sigma_8$  en les combinant avec les résultats du FDC (Cacciato et al. (2013); Das et al. (2011); Huff et al. (2011); Jee et al. (2013); Lin et al. (2012); Mandelbaum et al. (2012); Oguri et al. (2012); Semboloni et al. (2011); Sherwin et al. (2011); van Engelen et al. (2012); Kilbinger et al. (2013)).

## 1.4.6 Résultats combinés

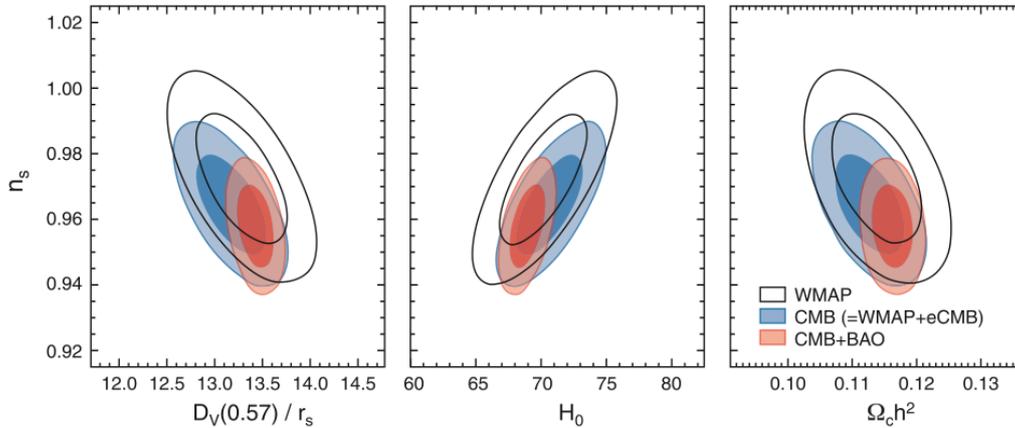


FIGURE 1.12 – Mesure de l’indice spectral  $n_s$  avec les données WMAP9 et celle du BAO. Le contour noir donne les contraintes obtenus par WMAP9 seules, le contour bleu celles obtenus avec les données WMAP et les expériences ACT et SPT, le contour rouge rajoute aux précédentes données un a priori provenant du BAO. Hinshaw et al. (2009)

**Combinaison FDC et BAO** La quantité  $D_V$  est surtout sensible à  $\Omega_m$ . Donc en le combinant avec les mesures faites par WMAP-9 ou Planck, on peut, en particulier, mieux contraindre  $H_0$  et  $\Omega_c h^2$ . Cette augmentation de la précision est de l’ordre de 1 à 1.5% par rapport aux données WMAP-9 seules. Par ailleurs, rajouter des à priori dans l’ajustement sur le FDC dû aux BAO permet de briser des dégénérescences entre l’index spectral des fluctuations primordiales d’un côté et, de l’autre côté,  $H_0$  et  $\Omega_c h^2$ . La figure 1.12 montre cette cassure de dégénérescence obtenue avec les 9 premières années de WMAP, les données des expériences SPT (Keisler et al., 2011; Reichardt et al., 2012) et ACT (Fowler et al., 2010; Das et al., 2011) et les données SDSS (Anderson et al. (2012)). En effet, en utilisant les données du FDC seules, une dégénérescence subsiste entre  $n_s$  et les autres facteurs. L’ajout des données du BAO permet d’obtenir une mesure à  $5\sigma$  par rapport à la valeur  $n_s = 1$  de  $n_s$ , i.e.  $n_s = 0.9579_{-0.0082}^{+0.0081}$ . Une autre dégénérescence brisée est celle entre  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$ . La figure 1.13 montre les contraintes obtenues sur  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  en utilisant les données Planck combinées aux données ACT/SPT (Das et al., 2013; Story et al., 2012) et aux données BAO obtenues à partir de 4 expériences BAO (Percival et al., 2010; Padmanabhan et al., 2012; Anderson et al., 2013; Beutler et al., 2011).

**Combinaison FDC et  $H_0$**  On peut également, en plus de la combinaison FDC+BAO, rajouter des à priori sur la valeur de  $H_0$ . Bien que sujettes à un certain nombre d’incertitudes astrophysiques, ces mesures ont l’intérêt de ne pas être dépendantes du modèle contrairement aux BAO et au FDC. En particulier, elles permettent d’étudier le redshift à l’égalité  $z_{eq}$ , qui dépend de  $\Omega_c h^2$  et de la distance du diamètre angulaire sur la surface de dernière diffusion  $d_A(z_*)$ , qui dépend de  $H_0$ . Les à priori aux ajustements du FDC obtenus par  $H_0$  et les BAO permettent de briser la dégénérescence entre  $H_0$  et  $\Omega_c h^2$  (voir figure 1.14). Néanmoins, on voit dans cette figure qu’un désaccord semble s’installer entre les mesures faites avec le FDC et un a-priori venant des BAO et celles faites avec un à priori sur  $H_0$ . Les mesures de  $H_0$  par le FDC seul donne  $H_0 = 68.76 \pm 0.94 \text{ km.s}^{-1}\text{Mpc}$ , tandis que les SNe donnent  $H_0 = 73.8 \pm 2.4 \text{ km.s}^{-1}\text{Mpc}$ . Les mesures restent cependant compatibles à  $2\sigma$ .

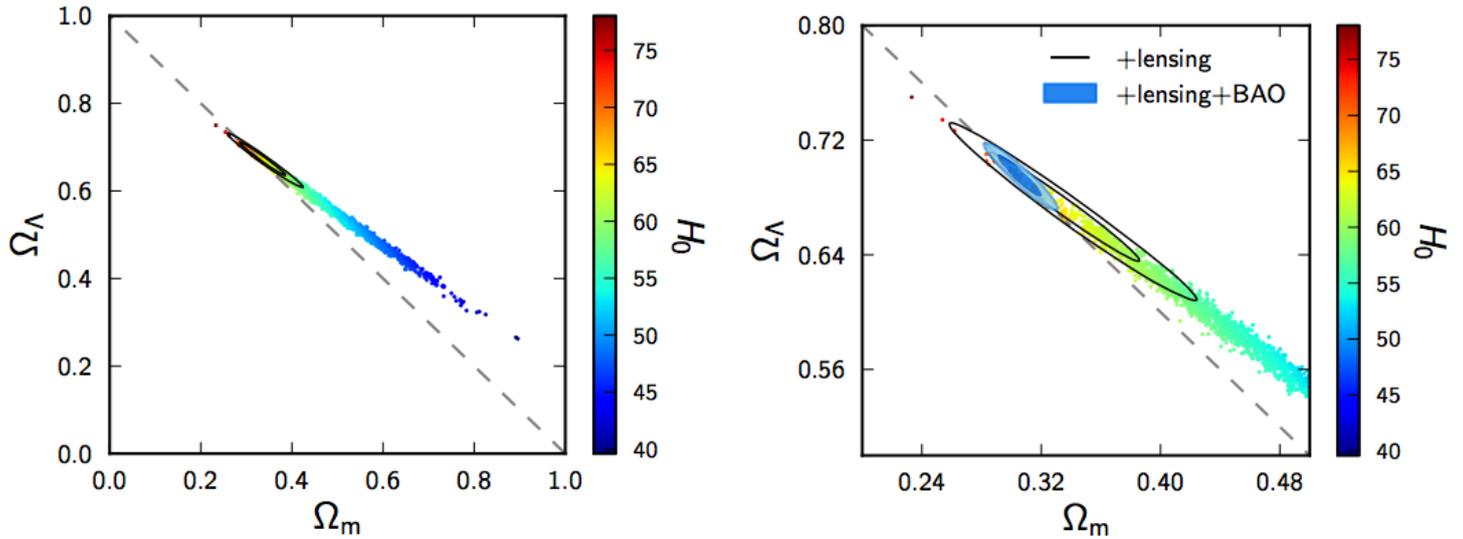


FIGURE 1.13 – Contour en couleur de  $H_0$  obtenu avec les données Planck combinées avec la polarisation WMAP et les données ACT et SPT. Cela brise en partie la dégénérescence obtenue entre  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  dans la température du spectre de puissance. Le contour est ensuite réduit par l’apport des effets de lentilles de Planck (contour noir) et par l’ajout des données BAO (contour plein bleu). X. V. I. Planck Collaboration (2013).

La combinaison du  $FDC + BAO + H_0$  permet théoriquement d’augmenter la précision sur les mesures d’en moyenne 25 %. Néanmoins, cette augmentation de précision cache en fait un réel désaccord entre les mesures, comme on peut le voir dans l’article de la collaboration Planck, où les deux mesures deviennent même incompatibles (X. V. I. Planck Collaboration, 2013). Dans la suite de cette étude, nous nous baserons sur les valeurs de paramètres cosmologiques obtenus avec WMAP-9.

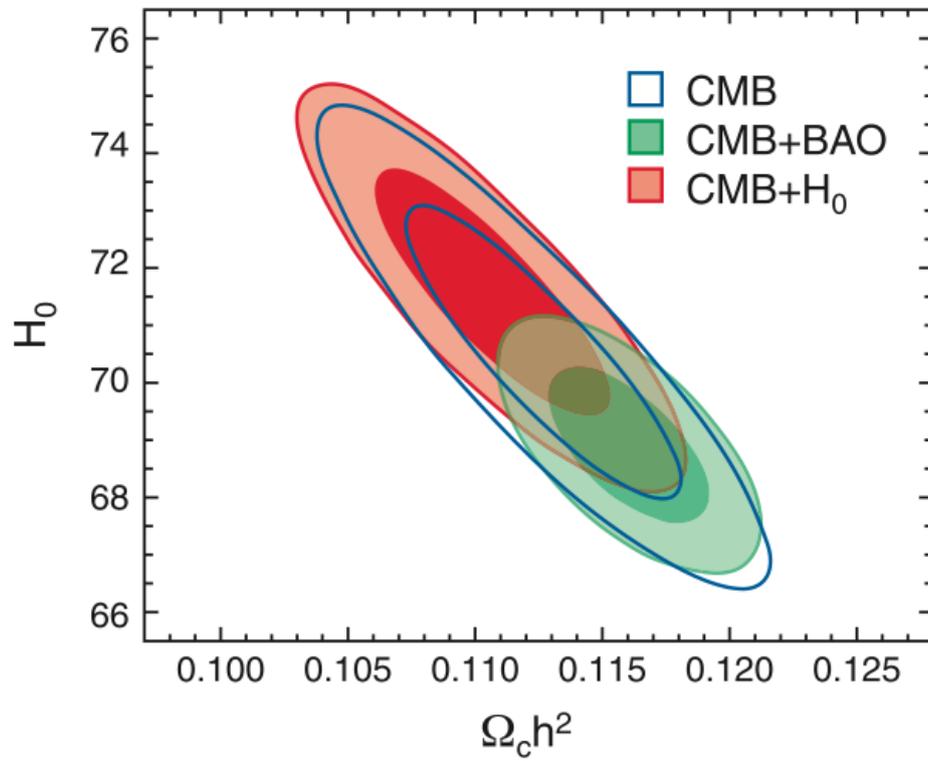


FIGURE 1.14 – Mesure de  $\Omega_c h^2$  et  $H_0$  provenant des données FDC seule (WMAP9 +ACT+SPT contour bleu), des données FDC avec des à priori BAO (contour vert), des données FDC avec des à priori  $H_0$  Hinshaw et al. (2009)



## Chapitre 2

# Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les plus grosses structures de l'univers. Ils sont donc des traceurs importants de la matière et de l'évolution des structures. Leur étude constitue une possibilité pour contraindre les paramètres cosmologiques, alternative et complémentaire de l'étude du fond diffus cosmologique. Dans cette partie, nous aborderons tout d'abord la formation des amas de galaxies, puis nous en donnerons une modélisation. Nous définirons ensuite les différents types de mouvements et de vitesses étudiés des amas de galaxies. Dans la quatrième partie, nous parlerons des effets Sunyaev Zel'dovitch.

### 2.1 Des fluctuations primordiales à la formation des structures

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes basés sur le principe cosmologique pour décrire notre univers comme homogène et isotrope. Si cette approximation est vraie aux échelles supérieures à 100 Mpc, elle est fautive aux petites échelles. A ces échelles, l'univers présente diverses structures, des étoiles jusqu'aux galaxies, amas de galaxies, voire même super-amas. Dans les années 1980, il a été postulé que la formation de ces structures serait due à l'effondrement gravitationnel des fluctuations de densité dans un fluide sans pression (voir Peebles (1982); Blumenthal et al. (1984); Davis et al. (1992)). Dans cette partie, nous verrons les différents mécanismes capables de mener à la formation des structures et, en particulier, ceux responsables de la formation des amas de galaxies. Nous n'aborderons ici que le point de vue théorique, les simulations à N corps n'étant pas l'objet de cette thèse.

#### 2.1.1 Les fluctuations de densité

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés uniquement à un univers homogène et isotrope décrit par la métrique de Friedmann-Lemaître. Dans cette partie, nous nous intéresserons aux univers proches de ceux de Friedmann-Lemaître, de façon à comprendre la formation des grandes structures par le mécanisme effondrement gravitationnelle dans un univers en expansion.

Nous développerons ici l'approche newtonienne de l'évolution des perturbations et non relativiste dans un fluide initialement homogène. Cette approche newtonienne est suffisante pour décrire l'évolution des perturbations pendant l'ère de la matière qui nous préoccupe ici. Néanmoins, elle est fautive pour décrire les structures à petites échelles, ainsi que pour les très grandes échelles, pour lesquelles il faudra absolument passer par une simulation numérique et des calculs non-linéaires.

**Cas d'un espace statique** On se place tout d'abord dans un cas statique ; l'expansion sera incluse ensuite. L'univers à cette époque correspond à un fluide globalement homogène, de densité  $\rho$  et de pression  $P$ , dont le champ de vitesse  $\vec{v}$  est soumis à un champ gravitationnel de potentiel  $\Phi$ . Ce fluide présente localement des petites inhomogénéités. On peut donc décomposer  $P$  et  $\rho$  en une composante moyenne et une de fluctuation :

$$P = \bar{P} + \delta P \quad (2.1)$$

$$\rho = \bar{\rho} + \delta\rho \quad (2.2)$$

$\rho$  dépend à la fois du temps  $t$  et de la position  $\vec{r}$ . Cependant, grâce à l'homogénéité de l'univers, on peut considérer que  $\bar{\rho}$  ne dépend que du temps. Par ailleurs, dans un certain nombre de cas, il sera plus aisé de travailler avec le contraste de densité qu'avec la densité elle-même. On définit le contraste de densité  $\delta(\vec{r}, t)$  comme étant égal à :

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{\rho(\vec{r}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)}. \quad (2.3)$$

Dans le cas d'un univers statique, l'hydrodynamique nous donne une équation de conservation et la fonction d'Euler :

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (2.4)$$

$$\partial_t \vec{v} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi. \quad (2.5)$$

Ces deux équations sont appelées équations de Navier-Stokes et régissent la matière de l'univers considérée comme un fluide parfait (voir Peebles (1980), Peebles (1993)).

**Cas d'un espace en expansion** Dans le cadre d'un univers en expansion, il est intéressant d'utiliser les coordonnées comobiles  $\vec{x}$  :

$$\vec{r}(t) = a(t) \vec{x}. \quad (2.6)$$

Le champ de vitesse est alors exprimé de la façon suivante :

$$\vec{v}(t) = \dot{\vec{r}} = H \vec{r} + \vec{u}, \quad (2.7)$$

où l'on a  $\vec{u} = a \dot{\vec{x}}$ , la vitesse particulière. Dans le but de simplification de l'écriture, nous allons noter  $\vec{x} = \mathbf{x}$ .

Les équations de Navier-Stokes se réécrivent maintenant comme :

$$\dot{\delta} + \frac{1}{a} \nabla_{\mathbf{x}} [(1 + \delta) \mathbf{u}] = 0, \quad (2.8)$$

$$\dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + H \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{a} (\mathbf{u} \cdot \nabla_{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{a} \nabla_{\mathbf{x}} \phi(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{a \rho} \nabla_{\mathbf{x}} P(\mathbf{x}, t). \quad (2.9)$$

Les deux équations précédentes peuvent se combiner pour donner une seule équation d'évolution pour  $\delta$  :

$$\ddot{\delta} + 2H \dot{\delta} = \frac{1}{\rho a^2} \Delta P + \frac{1}{a^2} \nabla \cdot [(1 + \delta) \nabla \phi] + \frac{1}{a^2} \partial_i \partial_j [(1 + \delta) u^i u^j]. \quad (2.10)$$

$\phi$  est le potentiel gravitationnel déterminé par l'équation de Poisson. Il est écrit de la façon suivante :

$$\Delta \phi = 4\pi G \bar{\rho} a^2(t) \delta. \quad (2.11)$$

On ne peut résoudre les équations de Navier-Stokes énoncées précédemment dans le cadre général. Cependant, il est possible de les résoudre dans le cadre d'une approximation linéaire. Cette approximation suppose que le fluide soit peu perturbé par rapport à la distribution homogène. Cela revient à ces deux conditions :

$$\delta \ll 1, \quad (2.12)$$

$$\left(\frac{ut}{d}\right)^2 \ll \delta, \quad (2.13)$$

où  $u$  est la vitesse caractéristique du fluide,  $d$  la longueur de cohérence des perturbations de densité et  $t$  le temps.

Cette approximation est valable au début du processus de formation des structures où les fluctuations sont encore faibles, et pour la matière sombre non relativiste. Elle reste encore valable de nos jours aux grandes échelles spatiales et pour la matière sombre et les baryons ; en effet les non-linéarités ne sont présentes qu'aux petites échelles. On peut maintenant linéariser les équations 2.10, 2.8, ce qui donne :

$$\dot{\delta} + \frac{1}{a}\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.14)$$

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} = \frac{\nabla^2 p}{\rho a^2} + 4\pi G\rho\delta. \quad (2.15)$$

Pour un univers dominé par la matière, on a un fluide sans pression ; on obtient alors :

$$\dot{\delta} + \frac{1}{a}\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.16)$$

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} = 4\pi G\rho\delta. \quad (2.17)$$

Cette dernière équation est une équation différentielle ne dépendant que du temps. Il est, de ce fait, possible de chercher une solution de cette forme :

$$\delta(\mathbf{x}, t) = D_+(t)\epsilon_+(\mathbf{x}) + D_-(t)\epsilon_-(\mathbf{x}), \quad (2.18)$$

où les fonctions  $\epsilon(\mathbf{x})$  correspondent au champ de densité initial. Les fonctions  $D$  sont alors les solutions de l'équation :

$$\ddot{D} + 2H(t)\dot{D} - \frac{3}{2}H^2(t)\Omega_m(t)D = 0. \quad (2.19)$$

Pour un univers plat sans constante cosmologique ( $\Omega_m = \Omega_{m0} = 1, a \propto t^{2/3}$ ), on obtient :

$$D_+(t) \propto t^{2/3} \propto a(t) \quad (2.20)$$

$$D_-(t) \propto t^{-1} \propto a^{-3/2}(t). \quad (2.21)$$

Dans le cas général, le mode décroissant va être rapidement dominé par le mode croissant, si bien qu'on peut le négliger. On peut alors écrire :

$$\delta(\mathbf{x}, t) = A(\mathbf{x})D_g(t). \quad (2.22)$$

$D_g$  est nommé facteur linéaire de croissance. Pour avoir la forme exacte de  $D_g$ , il faut utiliser une intégration numérique.

Grâce à l'équation 2.8, on voit qu'on peut déduire  $\vec{u}$  directement à partir du contraste de densité  $\delta$ . L'équation 2.22 donne alors :

$$\nabla \mathbf{u} = -a\dot{\delta} = -a\delta \frac{\dot{D}_g}{D_g}. \quad (2.23)$$

En ne tenant compte que de de la partie irrotationnelle de  $\mathbf{u}$ , la partie rotationnelle décroît alors comme  $a^{-1}$  ; on obtient :

$$\mathbf{u} = -\frac{fH\nabla\phi}{4\pi G\rho a}, \quad (2.24)$$

avec  $f = \frac{a}{\dot{a}} \frac{\dot{D}_g}{D_g} = \frac{1}{H} \frac{\dot{D}_g}{D_g}$ . Cette formule est à la base de la distribution des vitesses et sera utilisée par la suite pour obtenir la formule de la dispersion des vitesses (voir la partie 2.3.1 et formule 2.55).

### 2.1.2 Le spectre de puissance

Nous présentons ici les mécanismes capables d'engendrer des fluctuations primordiales. Néanmoins, ces fluctuations ne sont pas directement observables. Nous avons, en fait, différents observables à différentes époques de leur évolution ; en particulier, on peut étudier les grandes structures (amas, galaxies) et certaines propriétés de leur distribution spatiale. Dans ce cadre-là, il est possible d'étudier les fonctions de corrélation du contraste de densité, ce dernier formant un champ aléatoire :

$$\xi(r) = \langle \delta(\mathbf{x})\delta(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle. \quad (2.25)$$

La corrélation ne dépend que de  $r$ . En effet, de par, le principe cosmologique, l'univers est homogène et isotrope. Par conséquent, la seule chose qui intervient dans la corrélation est la distance entre deux points de calcul. Il est plus commode de travailler dans l'espace de Fourier :

$$\delta(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^{3/2}} \delta_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}. \quad (2.26)$$

On obtient alors :

$$\langle \delta_{\mathbf{k}}\delta_{\mathbf{k}'} \rangle = \delta_D(\mathbf{k} + \mathbf{k}') P_{\delta}(k), \quad (2.27)$$

où  $P_{\delta}(k)$  est le spectre de puissance de la matière. Bardeen et al. (1986) donnent une approximation du spectre de puissance pour la matière froide :

$$P(k) = k^n T^2(k) \quad (2.28)$$

$$T(k) = \frac{\ln(1 + 2,34q)}{2,34q} [1 + 3,89q + (16,1q)^2 + (5,46q)^3 + (6,71q)^4]^{-\frac{1}{4}} \quad (2.29)$$

$$q = \frac{k}{\Gamma h}. \quad (2.30)$$

Par la suite, des calculs plus précis ont été effectués en utilisant CAMB ou CLASS et sont disponibles dans Hu & Eisenstein (1998). Néanmoins, ces données ne sont pas directement observables. En effet, seule une partie de l'univers est observable ; il faut donc considérer l'observation dans une certaine sphère. De plus, on observe uniquement les structures brillantes, ce qui crée un biais d'observation (Bardeen et al. (1986); Bernardeau et al. (2002); Sylos Labini et al. (1998)).

### 2.1.3 La formation des amas de galaxies

Au-delà de l'évolution linéaire de ces premières fluctuations primordiales, il est nécessaire d'expliquer la formation des grandes structures. Cette formation se fait par effondrement gravitationnel de ces fluctuations. Le modèle le plus simple d'effondrement non-linéaire des structures est le modèle dit d'effondrement sphérique. Il n'est pas nécessaire de connaître le profil de densité exact des perturbations. Toutes les perturbations

symétriques sphériques vont évoluer de la même façon qu'une sphère uniforme contenant la même quantité de masse. Le problème n'est directement solvable que dans un univers plat, sans constante cosmologique ; néanmoins, on pourra écrire le problème dans le cadre général et le résoudre numériquement (Lokas & Hoffman, 2001; Percival, 2005; Horellou & Berge, 2005; L. Wang & Steinhardt, 1998), ce que l'on ne fera pas ici.

Soit une surdensité sphérique de rayon  $R$  et de masse  $M$ . On cherche à étudier l'évolution de son rayon en fonction du temps  $t$ , mais également du contraste de densité  $\delta$  au sein de cette sphère. On considère la sphère ici comme un système fermé dont le rayon  $r$  évolue mais dont la masse  $M$  reste constante. Le rayon  $r$  suit l'équation suivante :

$$\ddot{r} = -\frac{GM}{r^2}, \quad (2.31)$$

qu'on peut intégrer pour obtenir :

$$\dot{r}^2 = \frac{GM}{r} + C. \quad (2.32)$$

Il est possible de résoudre cette dernière, pour obtenir une solution paramétrique de l'évolution de  $r$  :

$$r = A(1 - \cos \theta), \quad (2.33)$$

$$t = B(\theta - \sin \theta), \quad (2.34)$$

où  $\theta \in [0, 2\pi]$ . L'équation 2.31 implique que  $A^3 = GMB^2$ . La sphère commence à s'effondrer au temps  $t_c = t(2\pi) = 2\pi B$ . Au début de l'effondrement  $\theta \ll 1$ ; on peut donc linéariser les équations paramétriques à l'ordre 5 pour obtenir finalement :

$$r(t) \simeq \frac{A}{2} \left(\frac{6t}{B}\right)^{2/3} \left[1 - \frac{1}{20} \left(\frac{6t}{B}\right)^{2/3}\right]. \quad (2.35)$$

La densité moyenne dans une sphère est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_{int} = \frac{3M}{4\pi r^3}, \quad (2.36)$$

tandis que celle de l'espace temps dans un univers Einstein-de Sitter est de :

$$\sigma_{ext} = (6\pi Gt^2)^{-1}. \quad (2.37)$$

Ces deux quantités nous donnent le contraste de densité  $\delta$  :

$$\delta = \frac{\sigma_{int}}{\sigma_{ext}} - 1 \simeq \frac{3}{20} \left(\frac{6t}{B}\right)^{2/3}. \quad (2.38)$$

Ce modèle permet de mettre en évidence trois phases d'effondrement gravitationnel, pour l'évolution non-linéaire suivant une évolution linéaire dans un univers plat avec  $\Omega_m = 1$  :

**1. Le découplage de l'expansion :** La sphère se découple de l'expansion extérieure ; étant un système gravitationnellement lié, elle atteint son maximum à  $\theta = \pi$ . Le contraste de densité atteint alors la valeur de  $\delta = [A(6t/B)^{2/3}/2]/r^3 \sim 5.55$ , tandis que l'extrapolation linéaire de  $\delta \propto t^{2/3}$  nous donne une valeur de  $\delta_{lin} = (3/20)(6\pi)^{2/3} \simeq 1.06$ .

- 2. L'effondrement gravitationnel :** Une fois atteint ce maximum, la sphère commence à s'effondrer. Si rien ne venait contrebalancer ce phénomène, la sphère s'effondrerait en une singularité à  $\theta = 2\pi$  et  $\delta$  tendrait vers l'infini. Le contraste extrapolé nous donne alors  $\delta_{lin} \simeq 1.69$ .
- 3. La virialisation :** La surdensité ne s'effondrera jamais totalement. Des forces dissipatives vont intervenir et convertir l'énergie cinétique d'effondrement de la structure en mouvement thermique aléatoire ; ce phénomène est dit de relaxation violente. Mais quel sera à ce moment-là la densité du système ? D'après le théorème de Viriel, la surdensité entre en équilibre quand l'énergie potentielle  $V$  est égale à moins deux fois l'énergie cinétique  $K$ , ou deux fois l'énergie totale  $E$ . Or, on sait que  $V = -\frac{GM}{r_v}$  et que  $E = -\frac{GM}{r_d}$ ,  $r_d$  étant le rayon de découplage, c'est-à-dire le rayon de la sphère au moment du découplage de l'expansion. Ainsi, on peut en déduire que  $r_v = \frac{r_d}{2}$  et  $\theta = \frac{3\pi}{2}$ . La virialisation intervient alors quand le système s'est effondré de deux fois son rayon. On obtient alors :  $\delta = (9\pi + 6)^2/8 \simeq 147$ , avec  $\delta_{lin} \simeq 1.58$ . On peut mener une analyse plus fine et, dans ce cas, on considérera que l'effondrement s'arrête à  $t(\theta = 2\pi)$ , ce qui conduit à un contraste de densité critique  $\Delta_c \simeq 178$ . Des modèles de développement sphérique plus détaillés sont disponibles dans le Peebles (1993); Peacock (1999).

## 2.2 Qu'est-ce qu'un amas de galaxies ?

Les amas de galaxies sont les plus gros objets gravitationnellement liés connus. Si leurs premières observations datent du XVIII<sup>ème</sup> avec Charles Messier et Wilhem Hershel, qui parlaient à l'époque de nébuleuse, ce n'est en fait qu'au XX<sup>ème</sup> qu'ont réellement commencé les observations de ces objets. En effet, ce n'est qu'à cette époque, grâce à la découverte du décalage vers le rouge par Edwin Hubble, qu'on commence à identifier les galaxies comme des éléments extérieurs à notre Voie Lactée. Une approche épistémologique de l'histoire de l'observation des amas de galaxies du XVIII<sup>ème</sup> jusqu'au XX<sup>ème</sup> siècle a été écrite par Biviano (voir Biviano (2000)).

Dans cette partie, nous aborderons tout d'abord, au travers des observations, un certain nombre de caractéristiques des amas de galaxies. Puis, nous aborderons le profil des amas de galaxies, et enfin les lois d'échelles qui lient les différentes caractéristiques d'un amas.

### 2.2.1 Caractéristiques physiques

C'est dans le visible et dans les années 1930 que commencent les premières études ponctuelles d'amas de galaxies. Les amas de galaxies apparaissent alors comme des surdensités de galaxies, dont on confirmera ensuite l'existence en trouvant plusieurs galaxies au même décalage vers le rouge. A cette époque, les amas permettent la mise en évidence de la présence d'une masse manquante en leur sein, masse manquante qu'on appellera plus tard la matière noire. En 1933, Zwicky prouva que la masse de l'amas Coma, mesurée à l'aide de la dispersion de vitesse des galaxies qu'il contient, est plus importante que la masse totale des galaxies contenues. Ce fait est synthétisé dans le rapport masse sur luminosité :  $M/L \approx 300h$ . Les études actuelles de ce rapport pour Coma donne des résultats similaires de l'ordre d'environ  $351h$ .

Ces premières études optiques ont permis d'établir les premiers catalogues d'amas de galaxies. Le premier a été établi en 1958 par Georges Abell (Abell (1958)) et contenait 2712 amas ; il fut ensuite corrigé et enrichi en 1989 par 1361 autres amas venant de l'Hémisphère

Sud. Ces premières études, ainsi que celles qui suivront, en particulier en X, ont permis de mettre à jour un certain nombre de caractéristiques des amas de galaxies :

**Leur taille et leur forme :** Le rayon viriel typique des amas est de quelques Mpc. Leurs formes s'échelonnent entre deux cas extrêmes, les amas dits de morphologie régulière et ceux dits de morphologie irrégulière. Dans le premier cas, les amas sont sphériques, les galaxies sont surtout concentrées au centre de l'amas, et l'on en observe peu à la périphérie. Il y a peu de galaxies spirales dans les amas de ce type, comparé aux galaxies elliptiques et lenticulaires. Dans le deuxième cas, les amas sont de forme très irrégulière, la concentration au centre des amas est moins importante et on compte plus de galaxies spirales (Sarazin, 1986). Ce dernier type correspond à des systèmes moins évolués.

**Leur masse :** La masse des amas de galaxies est d'environ  $10^{14}$  masse solaire, bien que certains mastodontes comme Coma puissent dépasser les  $10^{15} M_{\odot}$ . La masse des amas fait soit référence à la masse virielle des amas correspondant à la masse contenue dans le rayon viriel de l'amas, soit à une masse correspondant au rayon dans lequel la densité contenue dans l'amas atteint une certaine densité de contraste ; cette dernière masse sera notée  $M_{\delta}$ . Ainsi,  $M_{500}$  est la masse de l'amas contenue dans le rayon  $R_{500}$ ,  $R_{500}$  étant un rayon dans lequel la densité de masse moyenne atteint 500 fois la densité critique  $\rho_c$ ,  $\rho_c(z) = 3h(z)^2 H_0 / 8\pi G$ .

**Leur température :** Les premières études X avec le satellite Uhuru dans les années 1970 ont démontré la présence d'une grande quantité de gaz chaud émettant dans les X grâce au phénomène de "Bremsstrahlung thermique". **Ce phénomène appelé aussi rayonnement de freinage est créé par le ralentissement des électrons du gaz en présence d'ions.** Ces gaz chauds ont une température moyenne très élevée d'environ  $10^6 - 10^7$  K.

Au-delà de ces caractéristiques globales, il est possible d'écrire un certain nombre de lois d'échelle les reliant entre elles. Ces lois d'échelle permettent de déduire des caractéristiques supplémentaires des observables et de comprendre une partie de la physique des amas.

### 2.2.2 Lois d'échelle

Toutes les caractéristiques d'un amas de galaxies sont liées entre elles par un certain nombre de lois. Ces lois, nommées lois d'échelle, sont liées à la physique interne des amas. Dans cette sous-partie, nous aborderons trois d'entre elles, dont nous nous servirons plus tard pour compléter certains catalogues (voir 3.4). Il en existe d'autres qui ne seront pas abordées ici ; de nombreux articles de la littérature traitent de ces différentes lois et **une revue récente leur est consacrée (Giodini et al. (2013)).**

**Ces relations sont le résultat de la physique de la formation et de l'évolution des amas.** Si la gravité est le phénomène prédominant, on sera en présence d'un système dit auto-similaire (voir Kaiser (1986)). Un système auto-similaire est un système où chacune de ses portions est une image réduite de l'ensemble (Mandelbrot (1967)). Les systèmes fractals sont un exemple parfait de ce type de phénomène. Dans le cas des amas de galaxies, cette similarité sera en fait statistique. Un système physique est considéré comme similaire à lui-même si des mesures statistiques sont les mêmes, à une échelle donnée et pour le tout. A partir de ce constat, on peut, en supposant que l'amas est en équilibre hydrostatique, prédire des relations relativement simples entre les différentes caractéristiques de l'amas et sa masse totale. Donc les lois d'échelle sont non seulement utiles dans le cadre d'étude cosmologique, comme c'est le cas pour cette thèse, mais également pour étudier la physique interne des amas. En effet, toutes différences entre les lois d'échelles obtenues par les

simulations ou par l'observation et ces lois théoriques signifieront la mise en jeu dans l'évolution des amas de phénomènes non-gravitationnels. Les lois que nous aborderons dans cette partie sont les lois M-T, L-T, L-M. Ces trois lois forment un triangle causal entre ces trois caractéristiques.

**La loi M-T** Les amas de galaxies sont caractérisés par leur masse. Néanmoins, la mesure de la masse des amas de galaxies est loin d'être triviale. La relation M-T est donc une des plus importantes lois d'échelle ; cette loi fait le lien entre les propriétés du gaz contenu dans les amas et la masse. La température moyenne est censée être liée à la masse, via le théorème de Viriel. Le modèle d'auto-similarité, en supposant l'amas en équilibre hydrostatique, donne alors la relation M-T suivante :

$$h(z)M_\delta = A(\delta)T^{3/2}, \quad (2.39)$$

avec  $M_\delta$  défini comme dans la partie précédente,  $h(z)$  la constante de Hubble normalisée à sa valeur locale,  $A(\delta)$ . Une compilation des contraintes observationnelles obtenues pour cette relation est disponible dans Bohringer et al. (2012). Un consensus général veut que la relation M-T soit auto-similaire pour les amas massifs (Finoguenov et al., 2001; Arnaud et al., 2005; Vikhlinin et al., 2009) et que la pente soit légèrement plus prononcée pour les amas moins massifs (par exemple Arnaud et al. (2005), Sun et al. (2009), Eckmiller et al. (2011)).

Dans cette thèse, nous utiliserons la loi d'échelle définie par Arnaud et al. (2005) à partir de 10 amas relaxés venant des données XMM-Newton :

$$h(z)M_\delta = A_\delta \left[ \frac{kT}{5 \text{ keV}} \right]^\alpha, \quad (2.40)$$

avec  $A_\delta(10^{14}M_\odot) = 3.84 \pm 0.14$ , pour  $\delta = 500$  et  $\alpha = 1.71 \pm 0.09$ . Nous ne citons ici que la  $M_{500}$  que nous utiliserons principalement par la suite. Cette relation est relativement proche de celle d'auto-similarité et a une dispersion relativement plus faible que celle des autres relations (Mantz et al. (2010)). Cette dispersion pourrait être la résultante de la présence de sous-structure dans les amas, comme le montre certaines simulations (O'Hara et al. (2006); Yang et al. (2009) ). Ces sous-structures peuvent être associées majoritairement à des systèmes en train de fusionner, où la mesure de la masse serait biaisée à cause de la non-validité de l'équilibre hydrostatique et de la symétrie sphérique. Néanmoins, cette loi est obtenue pour un petit nombre d'amas dans le cas de Arnaud et al. (2005) donc elle n'est peut-être pas représentative de l'ensemble des amas que je vais utiliser dans cette thèse, qui ont des caractéristiques et surtout des décalages vers le rouge très variées (voir 3.4).

**La loi L-T** Au-delà de la masse, la luminosité est une des observables X les plus attractives de par sa relative facilité de mesure. La corrélation entre ces deux propriétés est connue depuis longtemps, les premiers articles datant de la fin des années 1970 (Mitchell et al., 1977; Mushotzky et al., 1978; P. Henry & Tucker, 1979). Pour un amas totalement virialisé formé après effondrement gravitationnel, I.e. dans le cadre d'auto-similarité, la luminosité L est déterminée seulement par la masse et la distribution de gaz du milieu intra-amas. La température X est, elle, déterminée par la profondeur du puits de potentiel dans lequel se situe le milieu intra-amas. Néanmoins, plusieurs observations indépendantes tendent à prouver que cette loi n'évolue pas comme celle prédite dans le cadre de l'auto-similarité et n'est donc pas dû qu'au seul phénomène gravitationnel. Déjà au début des

observations X, faites avec ASCA, EXOSAT ou ROSAT, cette relation apparaît plus pen-  
tue que la prédiction (Murshotzky, 1984; Edge & Stewart, 1991; Markevitch, 1998). Dans  
cette thèse, nous nous baserons sur la relation L-T obtenue par Pratt et al. (2009) :

$$h(z)^{-1}L = 6.07 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1} \left[ \frac{T}{5 \text{ keV}} \right]^{2.70}. \quad (2.41)$$

Cette loi a été déterminée à partir de 31 amas de galaxies proches issus du catalogue  
REXCESS (Representative XMM-Newton Cluster Structure Survey). Dans cette loi, des  
corrections ont été prises en compte pour corriger la physique interne des amas et il  
existe un accord avec les simulations. Cependant, les calculs sur les régions internes de  
l'amas montrent encore une différence entre les données et les simulations, c'est pourquoi  
ces régions internes ont été exclues de la mesure. Une des causes possibles de désaccord  
serait la dépendance en masse de la fraction de gaz contenue dans l'amas. Une possible  
explication serait une variation de l'efficacité à convertir les baryons au sein des étoiles,  
entraînant un changement de la fraction de masse de gaz sur la masse totale. Pour qu'une  
telle hypothèse soit vérifiée, il faudrait étudier de plus gros catalogues avec une luminosité  
plus précise et comprendre la physique interne des amas. De plus, ces catalogues devraient  
remonter plus loin en  $z$  pour être sûr que cette loi soit bien effective, même dans une  
histoire plus ancienne.

**La loi L-M** Pour fermer la boucle, il nous faut la loi L-M. Cette loi ne sera pas direc-  
ttement utilisée dans cette thèse. Dans l'étude Pratt et al. (2009), cette loi est déterminée  
en utilisant une masse, elle-même déterminée par une autre loi d'échelle, et non pas direc-  
ttement. Néanmoins la loi obtenue est la suivante :

$$h(z)^{-7/3}L = 1.81 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1} \left[ \frac{M_{500}}{2 * 10^{14} M_{\odot}} \right]^{1.81}. \quad (2.42)$$

Cette loi présente les mêmes problèmes que la précédente.

L'étude de ces lois est non-seulement utile, car elles permettent de lier la masse des  
amas à ces différentes caractéristiques physiques observables, mais également car elles  
permettent d'étudier la physique de la formation et de l'évolution des amas. Si les lois  
théoriques sont prédites à partir d'un modèle auto-similaire ne prenant en compte que la  
gravité, de nombreuses autres facteurs influent en réalité sur ces lois. Nous n'aborderons  
pas dans cette thèse ces phénomènes internes, tels que la présence d'un noyau actif, de  
formation d'étoiles, ou de vent solaire. Néanmoins, il est nécessaire de garder en tête que  
cette physique est encore peu connue et va bénéficier dans les années à venir d'expérience  
telles que eROSITA et Athena+ en X et Euclid en optique.

### 2.2.3 Le profil des amas

Le premier profil de densité est donné au début des années 1970 par King (King,  
1972). Par la suite, Jones & Forman (1984) donneront un profil d'amas plus précis, qu'on  
nommera  $\beta$ -profil et qui sera longtemps accepté par la communauté scientifique comme  
profil standard des amas de galaxies :

$$\rho_{\text{gaz}}(r) = \rho_{\text{gaz}}(0) \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta}, \langle \beta \rangle = 0.65. \quad (2.43)$$

Ce profil s'est révélé être peu précis au regard des mesures récentes effectuées en X (Nagai  
et al., 2007).

Pour l'étude des effets SZT et SZC, qui sont le sujet de cette thèse, il est nécessaire de connaître le profil de pression et le profil de densité électronique des amas de galaxies. Ces deux profils étant liés par la relation  $p(x) = n_e(x)T_e(x)$ , avec  $T_e(x)$  le profil de température. Dans cette thèse, nous utiliserons différents profils dits de Navarro-Frenk-White généralisé (Nagai et al., 2007). Le profil de pression "universel" prend alors la forme suivante :

$$p(x) = \frac{P_0}{(c_{500}x)^\gamma [1 + (c_{500}x)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}, p(x) = \frac{p(r)}{p_{500}}, x = \frac{r}{R_{500}}. \quad (2.44)$$

Nous prendrons comme valeurs de paramètres celles issues de Arnaud et al. (2010), qui sont parmi les plus récentes et précises actuellement disponibles :

$$[p_0, c_{500}, \gamma, \alpha, \beta] = [8.403h_{70}^{-3/2}, 1.177, 0.3081, 1.0510, 5.4905]. \quad (2.45)$$

Ce profil de pression "universelle" doit ensuite être adapté à chaque amas ; le profil physique d'un amas est le suivant :

$$P(r) = 1.65 \times 10^{-3} h(z)^{8/3} \left[ \frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^{2/3 + \alpha_p + \alpha'_p(x)} p(x) h_{70}^2 \text{ keV cm}^{-3} \quad (2.46)$$

$$\alpha_p = 0.12, \alpha'_p(x) = 0.10 - (\alpha_p + 0.10) \frac{(x/0.5)^3}{1. + (x/0.5)^3}. \quad (2.47)$$

Ce profil sera nommé profil non-standard. Le terme non-standard fait référence au fait que la loi d'échelle M-Yx utilisée dans ces calculs n'est pas celle de l'auto-similarité, mais celle dérivée à partir d'observations XMM-REXCESS (Arnaud et al. (2007, 2010)). Le profil dit standard correspond à celui présenté dans les appendices de ce même article et utilise lui la loi prédit par le modèle d'auto-similarité ; par rapport au précédent, il ne dépend donc pas du paramètre  $\alpha'_p$ . On déduit ensuite le profil de densité électronique à partir du profil de pression, en introduisant la température.

Dans ma thèse, les amas seront supposés par défaut isothermes. Dans ce cas, le profil de densité électronique s'obtient directement à partir du profil de pression précédent. Néanmoins, je me servirai également de profils d'amas non-isothermes. Dans le cas d'un profil non-isotherme, en plus du profil de pression, il faut également définir le profil de température, pour pouvoir obtenir le profil de densité électronique. Dans Arnaud et al. (2010), les profils de température sont obtenus par étude des spectres en X (voir Pratt et al. (2007)). Le profil de densité, obtenu à partir du profil de pression précédent et des profils de température, prend alors cette forme communiquée par M. Arnaud :

$$\frac{n_e(r)}{\langle n_e \rangle_{500}} = A \left( \frac{x}{x_c} \right)^{-\alpha} \left( 1 + \left( \frac{x}{x_c} \right)^2 \right)^{-b}. \quad (2.48)$$

Ce type de profil s'appelle un profil AB. Les coefficients sont égaux à :

$$A = 9.36 \quad (2.49)$$

$$\alpha = 0.55 \quad (2.50)$$

$$x_c = \frac{r_c}{r_{500}} = 0.24 \quad (2.51)$$

$$x = \frac{r}{r_{500}} \quad (2.52)$$

$$b = \frac{3\beta - \alpha}{2}. \quad (2.53)$$

$$\beta = 0.72 \quad (2.54)$$

Dans le reste de ma thèse, ce que nous appellerons profil de densité électronique correspond en fait à l'intégrale sur la ligne de visé du profile de densité électronique.

Tout comme les lois d'échelle, le profil des amas de galaxies souffre d'une méconnaissance de la physique interne des amas de galaxies. Un des problèmes majeurs reste cependant le fait que les catalogues utilisés en X (pour Arnaud et al. (2010) le catalogue REXCESS) soient limités en décalage vers le rouge ; ils ne sont donc représentatif qu'à une échelle locale. Son utilisation, pour des catalogues tels que le MCXC (voir 3.4), est donc une extrapolation. Il est alors possible que le profil réel des amas que je vais étudier dans cette thèse diffère de celui présenter ici. Nous étudierons les effets d'une erreur sur le profil sur la mesure des vitesses des amas de galaxies dans le chapitre 5.

## 2.3 Amas et mouvement

La motivation principale de cette thèse est d'étudier les mouvements des amas de galaxies et, en particulier, leurs vitesses propres. Les vitesses des amas de galaxies ont un grand intérêt pour la physique, outre le fait que connaître les différents déplacements des amas de galaxies nous permettrait de mieux comprendre leur évolution et leur formation. La vitesse des amas de galaxies par le biais de leur dispersion est intimement liée à la cosmologie de l'univers et à son contenu en matière. Étudier les vitesses des amas de galaxies, c'est donc potentiellement contraindre les paramètres d'une manière indépendante des méthodes fournies par le FDC. Dans cette partie, nous verrons d'abord les valeurs attendues et le lien entre les paramètres cosmologiques et les vitesses propres des amas de galaxies. Ensuite, nous parlerons de mouvements possibles des amas de galaxies, c'est-à-dire du dipôle d'amas de galaxies et des paires de halos de galaxies.

### 2.3.1 La vitesse propre des amas de galaxies

La vitesse propre des amas de galaxies est la vitesse qu'ont les amas de galaxies dans le référentiel du fond diffus cosmologique. Cette vitesse n'est donc pas un effet direct de l'expansion, contrairement à la vitesse de récession. Pour plus de fluidité, nous désignerons simplement les vitesses propres des amas de galaxies sous le terme de vitesses. Ces vitesses sont liées au modèle cosmologique étudié ; en particulier, la variance de la distribution des vitesses propres constitue une contrainte possible sur les paramètres cosmologiques.

À partir de l'équation 2.24, on peut remonter à la dispersion des vitesses  $\sigma_v$ . Il est d'abord relativement aisé de prouver que les trois composantes spatiales de la vitesse sont indépendantes, c'est-à-dire le tenseur  $\langle v_i(\mathbf{x})v_j(\mathbf{x}) \rangle$  est diagonal pour  $i = 1, 2, 3$ . Il en résulte qu'étudier une des composantes de la vitesse est totalement équivalent à étudier une des autres composantes. Si l'on suppose maintenant que, dans l'approximation linéaire, les vitesses suivent une distribution gaussienne, on obtient alors :

$$\sigma_v = \frac{1}{3} D_g(z) a(z) H(z) f(z) \left[ \int_0^\infty P(k) W^2(kR) \frac{dk}{2\pi^2} \right]^{1/2}, \quad (2.55)$$

avec  $a(z)$  le facteur d'échelle toujours égal à  $\frac{1}{1+z}$  et  $f = \frac{d \ln D_g}{d \ln a}$ .  $f(z)$  pouvant être calculé à partir de son expression intégrale fournie par Lahav et al. (1991).  $P(k)$  est, comme précédemment, le spectre de puissance des fluctuations de densité.  $W(kR)$  est une fonction fenêtre qui sert à lisser le spectre à l'échelle  $R$ .  $R$  est le rayon de l'amas défini par la masse  $M$  de l'amas considéré au travers de la relation  $(4/3)\pi R^3 \rho_0 = M$ .

La figure 2.1 nous donne l'évolution de la variance de la distribution des vitesses en fonction du modèle cosmologique et de la masse. On voit que, pour un modèle  $\Lambda$ CDM

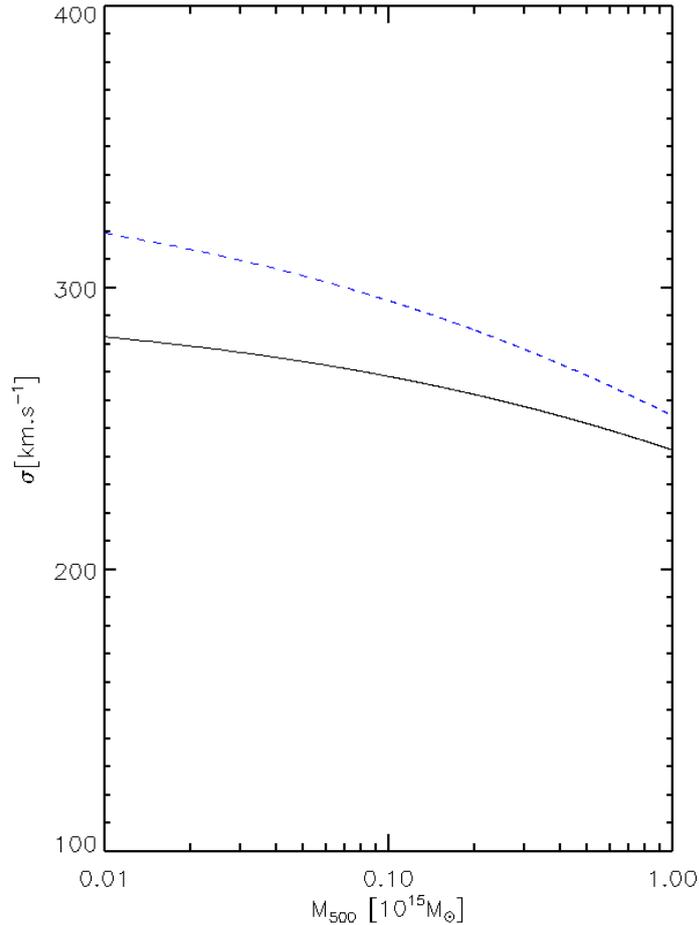


FIGURE 2.1 – Évolution de la variance de la distribution des vitesses particulières des amas de galaxies en fonction de la masse et du modèle cosmologique. La ligne pleine noire correspond à un univers avec ( $\Omega_{\lambda} = 0.7, \Omega_m = 0.3$ ). La ligne pointillée bleue correspond à ( $\Omega_{\lambda} = 0.5, \Omega_m = 0.5$ ).

standard, la dispersion des vitesses est en moyenne de  $280 \text{ km.s}^{-1}$ . On s'attend donc à trouver typiquement des vitesses d'amas de galaxies de l'ordre de quelques centaines de  $\text{km.s}^{-1}$ , bien que, dans le cas de ce qu'on appelle les "bullet clusters" (littéralement amas boulets de canon), ces vitesses puissent atteindre  $\approx 1000 \text{ km.s}^{-1}$ . Les amas boulets sont des amas qui sont accélérés suite à la collision avec des amas plus massifs.

La figure 2.1 nous permet également de comprendre comment il est théoriquement possible de contraindre les paramètres cosmologiques grâce à la déviation standard de la distribution des vitesses d'amas de galaxies. En effet, à chaque jeu de paramètres vont correspondre une valeur et une évolution de la déviation standard en fonction de la masse des amas. Par conséquent, si la précision de la mesure est suffisamment bonne, de l'ordre d'une centaine de  $\text{km.s}^{-1}$ , on devrait pouvoir réussir à différencier les différents modèles. Dans ce cas, il serait même éventuellement possible de concurrencer, ou du moins de compléter, les méthodes plus classiques de détermination des paramètres (voir Bhattacharya & Kosowsky (2007)), en particulier en ce qui concerne  $\sigma_8$ . Par ailleurs, une simple mesure de la déviation standard permettrait d'attester de la validité du modèle standard. Néanmoins, à l'heure actuelle, comme nous le verrons dans le chapitre 5, la précision des

mesures n'est pas suffisante pour permettre cela. L'effet SZC n'est pas, pour l'instant, pas compétitif avec le fond diffus cosmologique, mais gageons qu'il deviendra, dans l'avenir, un outil très performant. Il faudra sûrement pour cela attendre la prochaine génération d'instruments.

Par ailleurs, la vitesse moyenne des amas de galaxies a, elle-aussi, une importance cosmologique. En effet, l'univers étant homogène et isotrope, on s'attend à ce que la moyenne des vitesses des amas de galaxies soit nulle. La mesure de la vitesse moyenne des amas de galaxies constitue donc une vérification du principe cosmologique. La distribution des vitesses des amas de galaxies suit donc une gaussienne ayant une moyenne nulle et une dispersion d'environ  $280 \text{ km.s}^{-1}$ .

Les vitesses propres des amas sont donc liées au modèle cosmologique. Bien que leur amplitude soit faible leur étude constitue une nouvelle piste de contraintes cosmologiques. Au-delà de la vitesse propre à chaque amas, il est possible d'imaginer un certain nombre de mouvements d'ensemble. En particulier, on peut citer le dipôle d'amas de galaxies qui fut le sujet de nombreux articles scientifiques durant ces dix dernières années.

A noter que, dans cette thèse, nous supposons, par convention, que la vitesse est positive quand l'amas s'éloigne de l'observateur et négative dans le cas contraire. La convention utilisée ici est celle de l'astrophysique en général. De plus, par la suite, le terme vitesse fera référence uniquement à la vitesse propre des amas.

### 2.3.2 Le dipôle des amas

Le dipôle des amas de galaxies est un mouvement d'ensemble de tous les amas de l'univers. Ainsi, tous les amas se déplaceraient alors suivant une direction donnée avec une vitesse déterminée par leur position sur le ciel. La figure 2.2 montre la vitesse de l'ensemble des amas du catalogue MCXC pour un dipôle d'amplitude  $1000 \text{ km.s}^{-1}$  et de direction ( $l=127^\circ, b=34^\circ$ ) (pour la description du catalogue, voir partie 3.4.1). Ce mouvement d'ensemble peut affecter tous les amas de l'univers, ou seulement ceux dans une sphère comobile donnée.

En effet, si la matière peut avoir des mouvements corrélés à petite échelle (c'est le cas, par exemple, des paires de halos de galaxies qui peuvent s'attirer par gravité, comme nous le verrons dans la partie suivante), l'amplitude de ces mouvements corrélés est censée décroître rapidement avec la distance, comme le montre la figure 2.3.

Ce mouvement d'ensemble cohérent qu'aurait l'ensemble des amas de galaxies de l'univers est nommé dipôle des amas ou "bulk flow" en Anglais. Son amplitude se situerait entre  $50\text{-}100 \text{ km.s}^{-1}$  pour quelques centaines de Mpc d'après le modèle standard de la cosmologie. Ce dipôle est à ne pas confondre avec le dipôle du fond diffus cosmologique que nous avons vu dans le chapitre 1. La détection de ce mouvement d'ensemble a fait l'objet d'intenses débats et de nombreux articles depuis plus de trois décennies (Aaronson et al. (1982); Dekel et al. (1993); Dressler et al. (1987); Hudson et al. (1999); Lauer & Postman (1994); Riess (2000); Tonry & Davis (1981); Willick (1999)).

Le principe cosmologique d'homogénéité et d'isotropie suppose que l'univers ne possède pas de direction privilégiée, ce qui va à l'encontre de l'existence d'un dipôle d'amas de galaxies. Néanmoins, durant les années 1990, plusieurs groupes de recherche ont clamé la détection d'un dipôle avec une amplitude de  $350\text{-}700 \text{ km.s}^{-1}$  dans des sphères locales de rayon  $60 - 150 h^{-1} \text{ Mpc}$  avec des directions différentes, comme on peut le voir dans la figure 2.4 (voir Lauer & Postman (1994); Willick (1999); Hudson et al. (1999)).

Cependant, au début des années 2000, d'autres articles ont paru, reportant la non-détection de dipôle dans une sphère de  $150h^{-1} \text{ Mpc}$  en apparence contradiction avec les études précédentes (Riess, 2000; Courteau et al., 2000), mais en accord avec le modèle

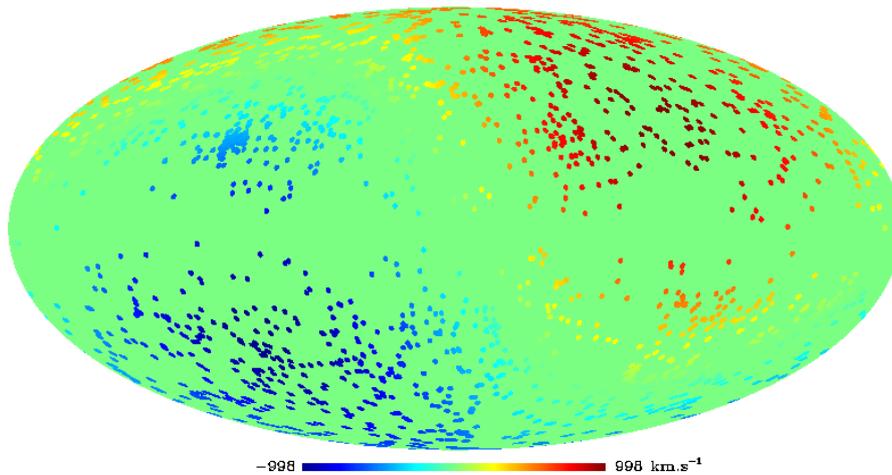


FIGURE 2.2 – Simulation des vitesses particulières des amas du catalogue MCXC en présence d'un dipôle d'amplitude  $1000\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  et de direction  $(l=127^\circ, b=34^\circ)$ . Chaque vitesse est visualisée à la position de l'amas correspondant dans un disque de rayon  $1^\circ$ .

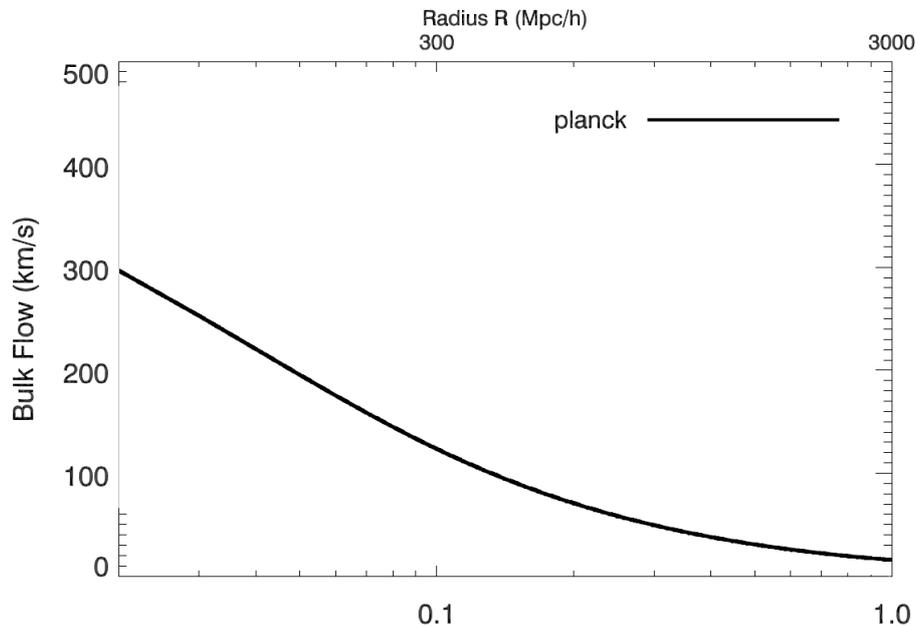


FIGURE 2.3 – Estimation de l'amplitude théorique du dipôle des vitesses d'amas de galaxies dans le modèle cosmologique  $\Lambda\text{CDM}$ . Cette estimation a été faite en prenant en compte la fonction de sélection des amas de galaxies du satellite Planck, c'est-à-dire le fait que Planck ne voit qu'une fraction de l'ensemble des amas de galaxies dans l'univers. L'estimation est lissée dans des sphères comobiles centrées sur l'observateur dans un rayon  $R$  d'après Mak et al. (2011). L'axe des abscisses est donné en redshift.

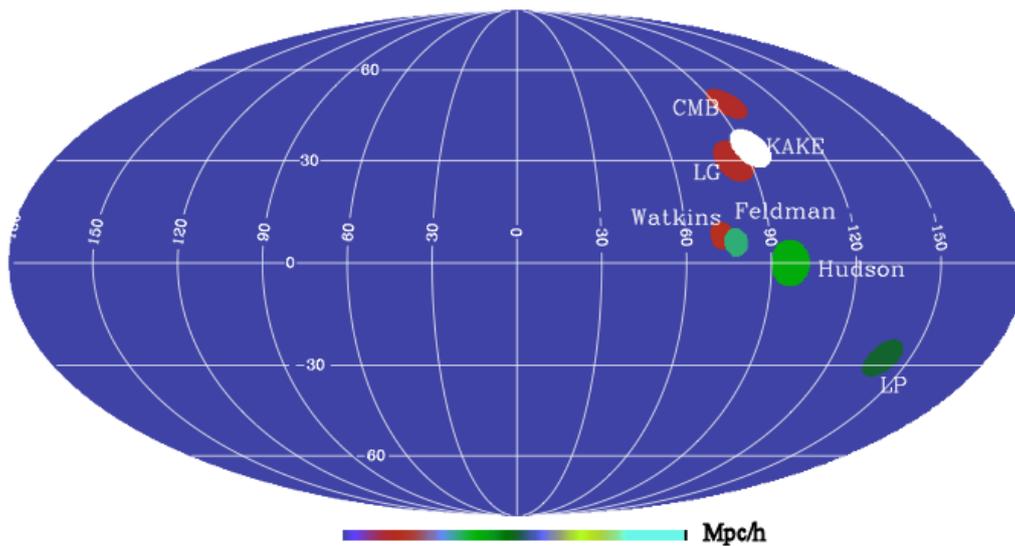


FIGURE 2.4 – La direction en coordonnées galactiques de différents dipôles d’amas de galaxies, ces différentes valeurs étant celles mesurées par différents groupes de recherche. Chaque dipôle mesuré est représenté par un cercle de couleur à la position maximale ou bien à la direction du dipôle en question. (a) Le dipôle du fond diffus cosmologique (Jarosik et al. (2011)); (b) Le dipôle du groupe local, le groupe local étant le groupe de galaxies dont fait partie la Voie Lactée (Kogut et al. (1993)). Les autres dipôles sont ceux mesurés par (c) Kashlinsky et al. (2008); (d) Watkins et al. (2009); (e) Lauer & Postman (1994); (f) Hudson et al. (2004); (f) Feldman et al. (2010). La taille des régions colorées est proportionnelle à l’amplitude de la mesure du dipôle des amas de galaxies. Le code couleur représente la valeur de la barre d’erreurs du dipôle en unité Mpc/h.

$\Lambda$ CDM. Encore plus récemment, deux séries d'articles apparemment contradictoires ont soit clamé la présence d'un dipôle à grande échelle d'amplitude allant de  $400 \text{ km.s}^{-1}$  (Hudson et al., 2004; Watkins et al., 2009; Feldman et al., 2010) à  $1000 \text{ km.s}^{-1}$  (Kashlinsky et al., 2010; Abate & Feldman, 2012), soit au contraire de petite amplitude (Nusser & Davis, 2011; Ma & Scott, 2013). Ces deux séries d'études sont non seulement en contradiction l'une avec l'autre, mais également, en ce qui concerne la première, en contradiction avec le modèle  $\Lambda$ CDM.

C'est dans ce contexte d'intenses discussions que s'inscrit la présente thèse puisqu'une des motivations de ma recherche est de trouver ce dipôle s'il existe, de déterminer son amplitude et de mettre ainsi un terme à ces discussions en utilisant les données du satellite Planck.

### 2.3.3 Les paires de halos de galaxies

Au-delà de ces grands mouvements d'ensemble, les galaxies ont tendance à être attirées les unes par les autres grâce à la gravité. Il est donc possible de faire sortir le signal cinétique en prenant en compte la géométrie, la disposition des différentes galaxies les unes par rapport aux autres. Le moment statistique moyen de paires de galaxies permet de prendre en compte cet état de fait. Le moment s'écrit :

$$p_{paire}(r) = \langle (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j) \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij} \rangle, \quad (2.56)$$

où les amas ou halos de galaxies  $i$  ont un moment  $\mathbf{p}_i$  comobile centré sur l'observateur dans un rayon  $R$  d'après Mak et al. (2011) et ayant une position comobile  $\mathbf{r}_i$ , le vecteur comobile de séparation entre paires de halos de galaxies, c'est-à-dire  $\mathbf{r}_{ij} \equiv \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ , le chapeau sur le  $r$  signifie que le vecteur est un vecteur unité. On rappelle que le moment est égal à la vitesse particulière des amas ou halos multipliée par leur masse. La moyenne est enfin faite sur l'ensemble des paires contenues dans un bin de séparation comobile  $r \equiv |\mathbf{r}_{ij}|$ . Cet estimateur a la particularité d'être positif si les amas vont l'un vers l'autre et négatif dans le cas contraire.

Dans le cas des observations, il est plus facile d'accéder au moment projeté sur la ligne de visée. On utilise alors  $\langle \mathbf{p}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{p}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j \rangle = p_{paire}(r) \hat{\mathbf{r}}_{ij} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}_i + \hat{\mathbf{r}}_j}{2}$ . Pour estimer le moment des paires, il faut utiliser une méthode des moindres carrés qui minimise la quantité  $\chi^2(r) = \sum_{A,B} [(\mathbf{p}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{p}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j) - c_{ij} \tilde{p}_{paire}]^2$  avec  $c_{ij} = \hat{\mathbf{r}}_{ij} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}_i + \hat{\mathbf{r}}_j}{2}$ . La condition minimisant  $\partial \chi^2 / \partial \tilde{p}_{paire}$  donne comme estimateur (voir Ferreira et al. (1999)) :

$$\tilde{p}_{paire} = \frac{\sum_{i < j} (\mathbf{p}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{p}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j) * c_{ij}}{\sum_{i < j} c_{ij}^2} \quad (2.57)$$

$$c_{ij} = \hat{\mathbf{r}}_{ij} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}_i + \hat{\mathbf{r}}_j}{2} = \frac{(r_i - r_j)(1 + \cos \theta)}{2\sqrt{r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos \theta}}, \quad (2.58)$$

où  $\theta$  est l'angle séparant les deux amas sur le ciel et  $r_i \equiv |\mathbf{r}_i|$  est la distance comobile de l'amas  $i$ . Il est à noter que l'on trouve souvent dans la littérature, en lieu et place du moment moyen de paire, la vitesse moyenne des paires. Le second n'est, en fait, que le premier multiplié par la masse moyenne des amas sur le bin.

Théoriquement, ce moment statistique est censé pouvoir faire sortir le signal cinétique grâce à la géométrie (nous étudierons plus à fond ce fait dans la partie 4.5 et dans le chapitre 6). Néanmoins, il nous reste à savoir comment calculer le moment  $\mathbf{p}_i$  de chaque amas. Dans cette thèse nous utiliserons l'effet Sunyaev-Zel'dovitch que nous présenterons dans la partie suivante pour l'obtenir.

L'intérêt cosmologique d'une telle étude réside, d'une part, dans l'étude de la masse manquante des baryons (Bregman (2007)). En effet, le moment moyen des paires peut être interprété comme une mesure de la masse des baryons à l'échelle des amas. D'autre part, le moment moyen des paires peut permettre de poser des contraintes sur l'énergie noire et sur les modèles de gravitation modifiée au travers de son lien avec l'évolution des structures (voir Bhattacharya & Kosowsky (2007, 2008); Kosowsky & Bhattacharya (2009)) et de celui aux paramètres cosmologiques, en particulier  $\sigma_8$ . Cependant, on est encore très limité par le manque de simulations réalistes pour les gaz contenus dans les halos de petite masse.

## 2.4 Les effets Sunyaev-Zel'dovitch

Les effets Sunyaev-Zel'dovitch ont été théorisés dès le milieu des années 1960, et plus particulièrement au début des années 1970 (Weymann (1966); Sunyaev & Zeldovich (1970, 1972)). Les effets Sunyaev-Zel'dovitch (effets SZ) consistent en une diffusion inverse Compton des photons du fond diffus cosmologique sur les électrons contenus dans les amas de galaxies. Ces effets sont au nombre de trois : le thermique, le cinétique, le polarisé. Dans la littérature, la dénomination effet SZ fait soit référence à l'effet SZ thermique seul, soit référence aux deux premiers, soit à l'ensemble des trois. Dans cette partie, nous présenterons ces trois effets et différentes mesures récentes qui ont été faites. Les calculs théoriques en lien avec cette partie sont disponibles dans les annexes.

### 2.4.1 L'effet SZ thermique

L'effet Sunyaev-Zel'dovitch Thermique (SZT) est le plus connu des effets SZ, car c'est également le plus important en terme d'amplitude, et donc le plus facile à détecter. Comme nous l'avons vu précédemment, les amas de galaxies contiennent à la fois des étoiles, mais également une grande quantité de gaz, appelé gaz intra-amas. Ce gaz est très chaud  $\approx 10^7$  K, en comparaison de la température du FDC à 2.725 K. Si des photons du FDC rencontrent un amas avant de nous parvenir, certains d'entre eux peuvent être diffusés sur les électrons contenus dans le gaz, faisant ainsi une diffusion inverse de Compton. Le gaz étant très chaud, le rayonnement va globalement gagner en énergie. Par conséquent, comme le nombre de photons est conservé, on va observer une déplétion au niveau des photons de basse énergie et plus de photons de haute énergie (voir 2.5). Ce type d'effet SZ est appelé SZ thermique, car la température élevée des électrons est due à leur agitation thermique.

**Cas non-relativiste** Le calcul de l'effet SZ thermique peut être fait dans un cas relativiste ou non-relativiste. L'effet SZ thermique non-relativiste est une approximation viable pour les amas de température inférieure à 10 keV. Dans cette thèse, nous utiliserons les deux formes de l'effet SZT. L'effet SZT non-relativiste se dérive à l'aide de l'équation de Kompaneets. L'équation de Kompaneets décrit la variation du nombre d'occupation des photons  $N$  au cours d'un processus de diffusion. La dérivation de l'effet SZT à partir de ces équations de Kompaneets est disponible en annexe. On obtient comme décalage spectral pour un amas en terme d'intensité :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_0} = y \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right], \quad (2.59)$$

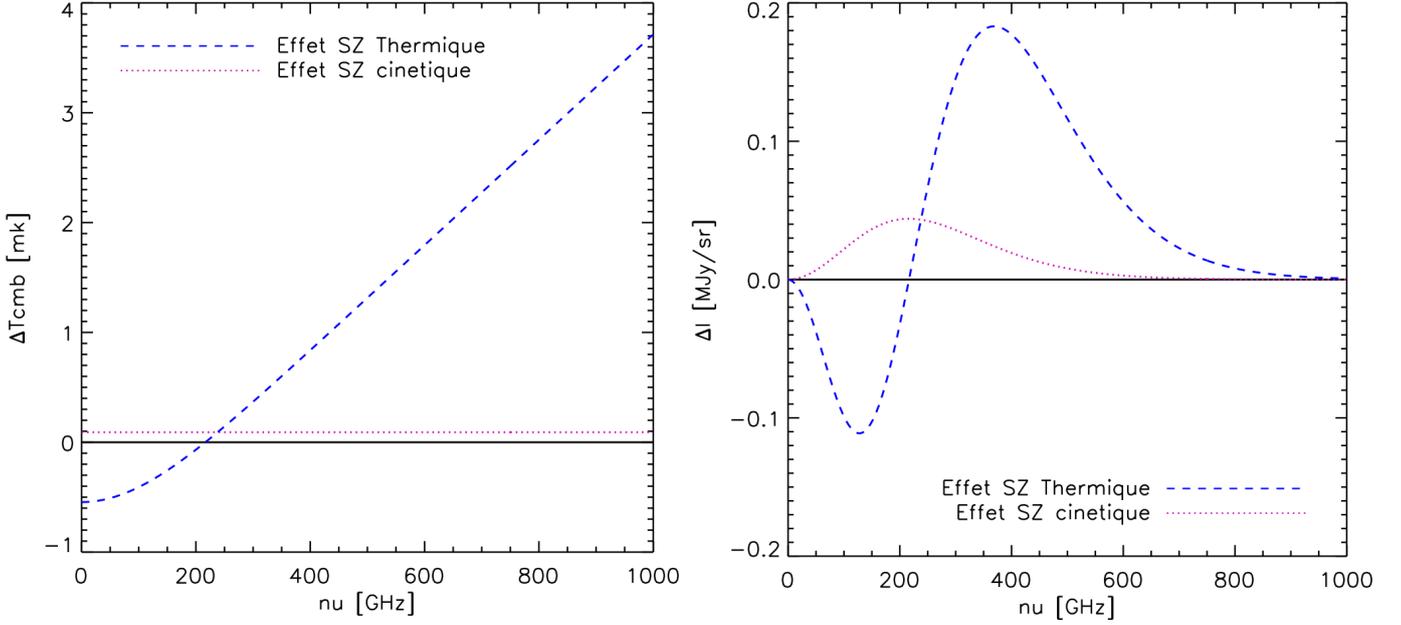


FIGURE 2.5 – Effet SZ thermique et cinétique à gauche en unité mk, à droite en unité MJy/sr avec une vitesse radiale de  $1000\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette vitesse est sciemment importante pour pouvoir permettre une comparaison plus facile avec l'effet SZT.

soit en terme de température :

$$\frac{\Delta T_{FDC}}{T_{FDC}} = y \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right], \quad (2.60)$$

où

$$I_\nu = I_0 \frac{x^3}{e^x - 1} \quad (2.61)$$

est la loi d'émission de corps noir du FDC avec :

$$I_0 = \frac{2(kT_{FDC})^3}{(hc)^2}. \quad (2.62)$$

$I_0$  et  $I_\nu$  sont donnés en  $\text{MJy}\cdot\text{sr}^{-1}$ .  $x$  est, quant à elle, la fréquence réduite sans unité :

$$x = \frac{h\nu}{kT_{FDC}}. \quad (2.63)$$

$y$  est le paramètre de Compton et est égal à l'intégrale sur la ligne de visée ( $ldv$ ) de la pression thermique, c'est-à-dire :

$$y = \int_{ldv} \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl. \quad (2.64)$$

On définit également le paramètre  $Y$  qui est égal au paramètre de Compton intégré sur l'angle solide  $\Omega$  de l'amas :

$$Y = \int_{\Omega_{amas}} y d\Omega \quad (2.65)$$

Plusieurs caractéristiques de l'effet SZT non-relativiste découlent de ces équations :

- La signature spectrale de l'effet SZT est très caractéristique, comme nous le voyons dans la figure 2.5, avec une distorsion spectrale négative pour une fréquence inférieure à 217 GHz, nulle à 217 GHz et positive à plus de 217 GHz. Cette signature très différente de la signature de celle du FDC fait de l'effet SZT une technique de détection à l'aveugle des amas de galaxies qui s'avère très performante.
- Le décalage spectral des amas de galaxies n'intervient pas directement dans la déformation spectrale due à l'effet SZT. L'effet SZT est donc un bon détecteur des amas à haut décalage spectral. Seule la taille angulaire de l'amas de galaxies est impactée par le redshift.
- la forme de l'effet SZT non-relativiste ne dépend pas de la température de l'amas ; les positions du minimum, du maximum et du zéro sont indépendantes de celle-ci.
- L'effet SZT est le plus puissant des effets SZ ; son amplitude est de l'ordre de l'amplitude des anisotropies du fond diffus cosmologique, c'est-à-dire  $\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ .

**Cas relativiste** Au-delà du cas non-relativiste, il est possible de généraliser les équations de Kompaneets pour étudier l'effet SZT dans le cas relativiste. Cela a été fait pour la première fois à la fin des années 1990 par Itoh et al. (1998); Challinor & Lasenby (1998). Les calculs sont aussi disponibles dans les annexes. Au vu de la longueur des équations, nous ne les donnerons pas ici. Néanmoins, la figure 2.6 montre les corrections à la distorsion spectrale en prenant en compte les effets relativistes. Contrairement à ce qui précède les positions du minimum, du maximum et du zéro varient avec la température. La correction relativiste est plus importante aux hautes fréquences qu'aux basses fréquences.

La correction relativiste dépendant de la température, il est théoriquement possible de déduire de l'effet SZT relativiste la température des amas de galaxies. Cela nous donnerait une température SZ de l'amas qu'on pourrait comparer à la température X. Un des axes de recherche de la présente thèse est d'ailleurs d'étudier les effets SZ relativistes dans Planck (voir 7).

### 2.4.2 L'effet SZ cinétique

L'effet SZ thermique est dû au mouvement thermique aléatoire des électrons du gaz intra-amas. A contrario, l'effet SZ cinétique est dû au mouvement d'ensemble des électrons du gaz par rapport au fond diffus cosmologique. Ce mouvement d'ensemble induit un effet Doppler supplémentaire à l'effet SZ thermique précédent. Le fond diffus cosmologique paraîtra localement, de ce fait, plus rouge ou plus bleu au niveau de l'amas, selon le sens de déplacement de celui-ci. L'effet SZ cinétique dépend donc de la vitesse particulière de l'amas. Tout comme précédemment, les calculs permettant d'obtenir la déformation spectrale de l'effet SZ cinétique à partir des équations de Kompaneets sont disponibles dans les annexes. La distorsion spectrale due à l'effet SZ cinétique est la suivante :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_0} = -\beta_r \tau \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad (2.66)$$

soit, en terme de température :

$$\frac{\Delta T_{FDC}}{T_{FDC}} = -\beta_r \tau, \quad (2.67)$$

avec

$$\beta_r = \frac{v_r}{c}. \quad (2.68)$$

$v_r$  désigne la projection de la vitesse de l'amas sur la ligne de visée, qu'on appelle alors vitesse radiale de l'amas. On rappelle que  $v_r$  est, par convention, positive si l'amas s'éloigne

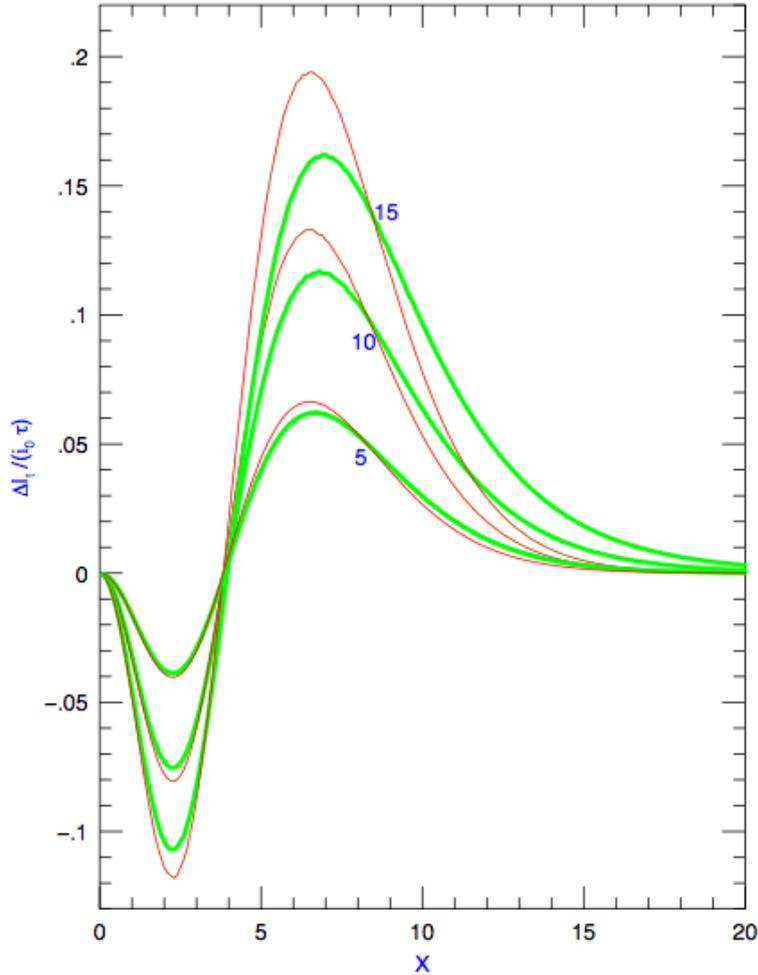


FIGURE 2.6 – Distorsion spectrale de  $\Delta I_\nu/I_0$ . Les lignes pleines vertes et rouges représentent la distorsion spectrale relativiste et non-relativiste respectivement avec des températures de  $kT_e = 5, 10, 15$  keV (voir Rephaeli (2003)).

de l'observateur, et vice-versa.  $\tau$  est la profondeur optique de l'amas sur la ligne de visée, c'est-à-dire :

$$\tau = \int_{ldv} n_e \sigma_T dl, \quad (2.69)$$

où  $n_e$  correspond à la densité électronique de l'amas et  $\sigma_T$  à la section efficace de diffusion de Thomson. Le ratio de la distorsion spectrale due à l'effet SZC et de l'effet SZT à 100 GHz donne le résultat suivant :

$$\frac{\Delta T_{SZC}}{\Delta T_{SZT}} = 0.66 \beta_r \left( \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right)^{-1} \quad (2.70)$$

$$= 0.11 (v_r/1000 \text{ km.s}^{-1}) (k_B T_e/10 \text{ keV})^{-1} \quad (2.71)$$

Pour un amas typique avec une vitesse radiale de  $300 \text{ km.s}^{-1}$  et une température  $T_e$  de 5 keV, on obtient un ratio environ égal à 0.07. L'effet SZC est, en moyenne, un ordre de grandeur inférieur à l'effet SZT.

Tout comme pour l'effet SZ thermique, il est possible de donner un certain nombre de caractéristiques de l'effet SZ cinétique :

- L'effet SZ cinétique dépend directement de la vitesse radiale de l'amas de galaxies ; le mesurer, c'est donc mesurer la vitesse des amas. C'est le seul outil qui permette de le faire directement.
- Contrairement à l'effet SZ thermique, cet effet ne possède pas de signature spectrale particulière par rapport à celle du fond diffus cosmologique. En effet, il a un spectre de corps noir, tout comme le fond diffus cosmologique. Pour extraire l'effet SZ cinétique, il faut donc, d'une part, le différencier du fond diffus cosmologique en utilisant l'information spatiale que l'on a de l'amas (position sur le ciel et profil), et, d'autre part, le séparer de l'effet SZ thermique qui a la même répartition spatiale, cette fois en utilisant l'information spectrale, c'est-à-dire la forme particulière de l'effet SZT. Il est ainsi difficile de l'extraire, étant en terme d'amplitude d'un ordre de grandeur inférieur aux anisotropies du fond diffus cosmologique et à l'effet SZT. Nous exposerons les méthodes de séparation dans le chapitre 4.
- L'effet SZ cinétique possède comme le SZT un cas relativiste. Néanmoins, au vu de la faible amplitude de ces corrections, nous ne les prendrons pas en compte dans cette thèse (Nozawa et al., 1998).

### 2.4.3 L'effet SZ polarisé

Le dernier effet SZ, par ordre d'amplitude, est l'effet SZ polarisé. Il existe, en fait, plusieurs effets SZ polarisés. Une partie de ces effets est due au mouvement transverse propre de l'amas, une autre provient de la lumière polarisée du fond diffus cosmologique. Si l'effet SZ cinétique est un effet dipolaire, les effets SZ polarisés sont des effets quadrupolaires. Pour étudier les effets SZ polarisés, il nous faut définir les coefficients de Stokes :

**I** : intensité totale du rayonnement ;

**Q** : différence d'intensité observée entre deux polariseurs perpendiculaires ;

**U** : même différence d'intensité, mais pour des polariseurs tournés à  $45^\circ$  ;

**V** : polarisation circulaire.

Ces effets sont en amplitude plus de un à deux ordres de grandeur en dessous de l'effet SZ cinétique. Ils ont été théorisés pour la première fois dans l'article Sunyaev & Zeldovich (1980). Une description détaillée de ceux-ci est disponible dans Audit & Simmons (1999); Sazonov & Sunyaev (1999). Le plus important des effets SZP en terme d'amplitude est le suivant. Le mouvement transverse des amas peut induire une composante quadrupolaire dans la distribution spatiale du rayonnement qui va alors apparaître comme polarisé rectilignement. Dans ce cas, le coefficient V de Stokes est nul. Si l'un des polariseurs perpendiculaires est orienté de telle sorte qu'il soit selon la vitesse transverse de l'amas, alors le coefficient U est nul également et l'on obtient donc :

$$P_\nu = \frac{|Q(\nu)|}{I(\nu)} = 0.1 \frac{e^x(e^x + 1)}{2(e^x - 1)^2} x^2 \beta_t^2 \tau, \quad (2.72)$$

où  $\beta_t = \frac{v_t}{c}$  est la composante transverse de la vitesse particulière. Cet effet est plus important aux hautes fréquences ; cependant, l'effet observé par rapport à  $I_0$ , et non  $I_\nu$ , comme dans la formule précédente, présente un pic vers 300 GHz.

Bien que très faible en amplitude, les effets SZ polarisés présentent plusieurs intérêts. En effet, l'effet SZC permet de calculer la vitesse radiale de l'amas de galaxies ; l'effet SZT permet, pour sa part, d'accéder à la vitesse transverse. Il est donc théoriquement possible de reconstruire ainsi le vecteur vitesse des amas de galaxies et de construire ainsi le champ des vitesses des amas de galaxies. Par ailleurs, au delà de cet effet SZP, d'autres effets

SZ polarisés permettent également d'accéder au quadrupôle du FDC tel que perçu par les amas de galaxies, quadrupôle qui, si l'amas est suffisamment éloigné de nous, serait à priori différent de celui que nous observons. Les expériences Planck polarisé, ACTPol et SZTPol devraient pouvoir permettre de faire des premières avancées dans ce domaine et d'obtenir si ce n'est des mesures, au moins des limites supérieures sur ces effets.

## 2.5 Bref historique des mesures de l'effet SZ

Il existe trois types d'instruments principaux sensibles aux effets SZ. La revue de Birkinshaw (1999) les étudie et en donne les avantages respectifs. Ces trois techniques sont :

**Des mesures avec des satellites radios :** Ce sont des satellites comme Planck et WMAP.

Ils observent en général dans plusieurs longueurs d'onde et sont des satellites tout le ciel. Ils ont comme inconvénient d'être limité en terme de résolution.

**Des expériences bolométriques au sol :** Elles peuvent, elles aussi, observer dans plusieurs longueurs d'onde. Elles ont, en général, de plus petits champs avec une meilleure résolution comparée au satellite. Mais elles souffrent de la contamination par l'atmosphère.

**Des interféromètres au sol :** Leur architecture impose une longueur d'onde d'observation fixe. Ils ont, eux aussi, un plus petit champ et de meilleures résolutions. Ils ont comme avantage d'être peu sensibles aux émissions atmosphériques.

C'est grâce à ces trois types qu'a pu être écrite l'histoire des mesures SZ.

Les premières mesures de l'effet SZ datent du milieu des années 1970 (par exemple Pariisky (1973); Gull & Northover (1976)). Néanmoins les mesures significatives les plus anciennes de l'effet SZT datent de 1983 et ont été effectuées par des chercheurs du groupe de radioastronomie de Cambridge et de l'Owens Valley Radio Observatory (OVRO). Suite à ces premières séries, d'autres ont suivi : DIABOLO, BIMA, SuZie, CBI et Ryle. Ces premiers instruments ont eu pour but de détecter le signal SZ d'amas déjà connu en X. Des premières cartes d'effet SZ ont ainsi pu être obtenues, celles-ci ne regroupant à l'époque qu'une dizaine d'amas. Ces expériences ont également permis d'obtenir les premiers spectres précurseurs à la séparation du SZ thermique et du SZ cinétique. Une revue complète de ces premiers résultats est disponible (voir Carlstrom et al. (2001)).

Une seconde génération d'instruments actuellement en service a réalisé des sondages plus profonds sur une petite fraction du ciel :

**Des interféromètres au sol :** AMI, SZA AMIBA,

**Des expériences bolométriques au sol :** ACBAR, Bolocam, APEX.

Cette seconde génération d'instruments a permis, non seulement d'étendre encore nos connaissances sur le SZT, mais a surtout permis de faire des suivis d'amas connus en X. Par ailleurs, ils n'ont pas permis de faire des détections à l'aveugle avérées d'amas de galaxies. On parle de détection à l'aveugle quand les amas sont détectés par l'effet SZT sans avoir, au préalable, été détectés en X. En plus de ces expériences au sol, le satellite WMAP, s'il est de résolution trop faible pour pouvoir permettre la détection en aveugle, a lui aussi permis l'étude d'amas connus en X par l'effet SZT.

La troisième génération d'instruments capables de détecter le SZ se retrouve dans les expériences au sol ACT et SPT et le satellite Planck. Ces dernières expériences ont permis de faire de nombreuses et premières découvertes à l'aveugle, créant même ainsi des catalogues d'amas issus de la détection en SZ (voir 3.4.3), mais également de donner des

contraintes sur les paramètres cosmologiques, comme nous l'avons vu dans la partie 1.4.5. Outre ces contraintes cosmologiques, cette dernière génération a permis également d'étudier un grand nombre de phénomènes liés à la physique des amas, que ce soit au niveau de la formation des structures qu'au niveau de la physique interne du gaz intra-amas, des facteurs d'échelle et du lien avec les mesures X. Nous décrivons dans la partie suivante le satellite Planck et ses particularités de conception qui en font un outil particulièrement adapté à la détection de l'effet SZT, mais aussi à l'étude de l'effet SZC.

L'étude de l'effet SZC, plus faible que l'effet SZT, n'a réellement commencé que relativement récemment. Les premiers essais de mesure des vitesses d'amas de galaxies ont été faits à la fin des années 1990 par Holzzapfel et al. (1997) sur l'instrument SuZIE. A l'époque, ils ont mesuré la vitesse de deux amas issues du catalogue Abell :

$$v(\textit{Abell}1689) = 170_{-570}^{+760} \text{ km.s}^{-1} \quad (2.73)$$

$$v(\textit{Abell}2163) = 490_{-730}^{+910} \text{ km.s}^{-1}. \quad (2.74)$$

La barre d'erreurs sur ces vitesses est encore trop grande pour parler à vrai dire de mesure. Néanmoins, ce fut un premier pas. Par la suite, il a été clamé à plusieurs reprises une première détection de l'effet SZC. En particulier, on peut citer le groupe de Kashlinsky et al. (2010) qui, en étudiant le dipôle d'amas de galaxies, a fait une mesure de ce dernier à plusieurs sigmas. Néanmoins, cette étude est remise en cause, en particulier parce qu'elle va à l'encontre du principe cosmologique. Très récemment, le groupe ACT a étudié les paires de halos de galaxies (Hand et al. (2012)), technique qui peut potentiellement permettre la première mesure de l'effet SZC. Une partie de la présente thèse consiste d'ailleurs à reproduire l'étude, mais en utilisant les données Planck. Ce groupe a utilisé les cartes du ciel à haute résolution mesurées par le télescope ACT. Pour étudier le moment moyen des paires, ils utilisent un catalogue issu de l'expérience BOSS/SDSS. Ce catalogue compte environ 27000 amas, une fois pris en compte le recouvrement avec la zone d'observation de ACT. On rappelle que ACT est une expérience au sol et couvre une zone de 3° de largeur sur 110° de longueur. À partir de ces données est calculé le moment cinétique des paires pour des bins de distance allant de 0 à 150 Mpc. Les mesures obtenues sont présentées dans la figure 2.7. Par ailleurs, les points de mesure semblent être significativement en dessous de zéro avec un  $\Delta\chi^2 = 23$  pour 15 degrés de liberté. Ce résultat constituerait une des premières mesures de l'effet SZ cinétique. Néanmoins, plusieurs points peuvent être discutés, en particulier le mode de calcul du modèle d'ajustement. En effet, si cet ajustement provient de simulations, son niveau est mis artificiellement pour correspondre au point, remettant de fait en cause le calcul du  $\chi^2$ . Cependant, la différence entre les points de mesure et le test aléatoire semble être significative (voir figure 2.7). Nous reprendrons l'ensemble de cette étude dans le chapitre 6. Nous verrons que nos résultats sont en accord avec ceux obtenus dans cet article.

Le tableau 2.1 donne des références et la traduction des acronymes pour toutes ces expériences.

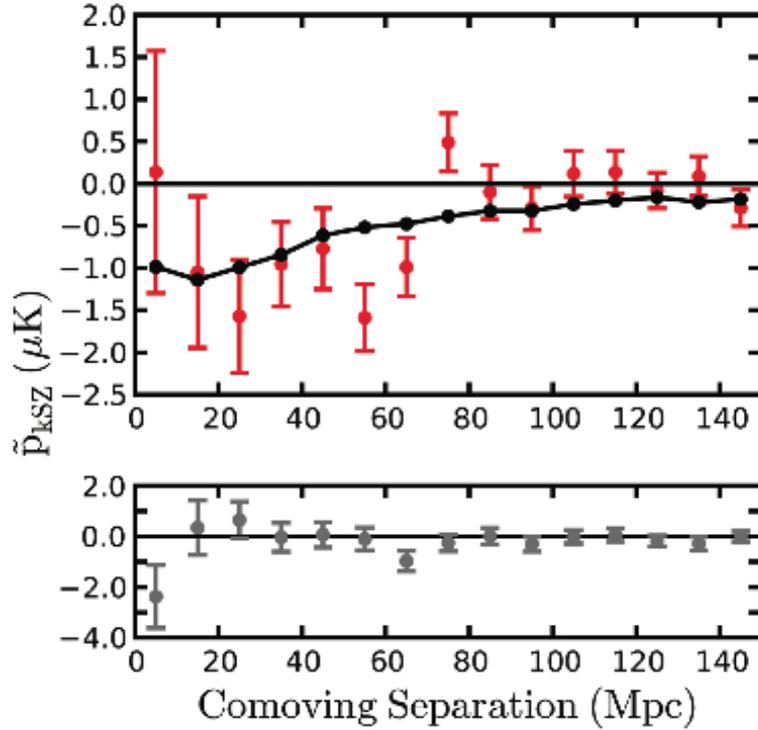


FIGURE 2.7 – En haut, le moment moyen des paires obtenu par Hand et al. sur les 5000 halos les plus lumineux issus du catalogue BOSS DR9 avec des erreurs "bootstrap". La ligne solide est dérivée des simulations numériques SZC avec une coupe en masse des halos à  $M_{200} = 4.1 \times 10^{13} M_{\odot}$ . En bas, le moment moyen calculé sur des positions aléatoires ; le signal est compatible avec zéro.

Instruments	Nom Complet	Article de référence
OVRO	Owens Valley Radio Observatory	Richards et al. (2011)
Diabolo		Desert et al. (1998)
SuZie	Sunyaev-Zeldovich Infrared Experiment	Holzzapfel et al. (1997)
CBI	Cosmic Background Imager	Pearson et al. (2003)
Ryle		Saunders (1997)
AMI	Arcminute MicroKelvin Imager	Kneissl et al. (2001)
SZA	Sunyaev-Zel'dovich Array	Holder et al. (2000)
AMIBA	Array for Microwave Background Anisotropy	Lo et al. (2000)
ACBAR	Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver	Runyan et al. (2003)
Bolocam	Bolometric Camera	Glenn et al. (1998)
APEX	Atacama Pathfinder Experiment	Gusten et al. (2006)
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe	Bennett et al. (2003)
ACT	Atacama Cosmology Telescope	Kosowsky (2003)
SPT	South Pole Telescope	Carlstrom et al. (2011)
Planck	Planck satellite	Tauber et al. (2010)

TABLE 2.1 – Ce tableau donne les acronymes et la référence principale d'expériences sensibles aux effets SZ.

# Chapitre 3

## Les données

Dans ce chapitre, nous présenterons les différentes données utilisées dans cette thèse dans le but d'étudier les vitesses des amas de galaxies et les effets SZ. Nous allons d'abord aborder le satellite Planck, puis nous verrons les caractéristiques des cartes Planck. Ensuite, nous poursuivrons en présentant les simulations principales étudiées dans cette thèse. Enfin, la dernière partie traitera des différents catalogues d'amas de galaxies utilisés dans les parties d'analyse.

### 3.1 Le satellite Planck

#### 3.1.1 Le satellite : ses dates

Le satellite Planck est la troisième génération d'expériences d'observation du fond diffus cosmologique, après COBE (Cosmic Background Explorer) et WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) et la première de conception européenne. Les deux principaux contributeurs sont la France et l'Italie. Le projet s'appelait à l'origine COBRAS/SAMBA (Cosmic Background Radiation Anisotropies Satellite/Satellite Measurement of Background Anisotropies) du nom des projets italien et français. C'est en 1996, après l'acceptation du projet par l'ESA, que le projet prendra finalement le nom du physicien allemand Max Planck. De son histoire et de ces deux projets fusionnés sont issus les deux instruments du satellite Planck : le High Frequency Instrument (HFI), dont la responsabilité est française, et le Low Frequency Instrument (LFI), dont la responsabilité est italienne. Les premiers tests de l'instrument HFI datent de 1996. Le projet final est majoritairement européen, mais la NASA y a également contribué en fournissant notamment les détecteurs de HFI.

Le satellite Planck en lui-même est composé d'un télescope, d'un module de service et de deux instruments scientifiques LFI et HFI (voir schéma 3.1). Une des parties principales du satellite est le système de refroidissement. Le satellite Planck est le point le plus froid jamais lancé dans l'espace à 0.1K. En effet, les instruments ont besoin de ces basses températures pour fonctionner. Plus précisément, le système de refroidissement est composé d'un côté d'un système de refroidissement passif dû à l'architecture du satellite même (système d'ailette), et d'un autre côté d'une succession de trois machines cryogéniques refroidissant respectivement à 20, 4 et 0.1 K conçues aux Etats-Unis, en Angleterre et en France. Le refroidissement à 0.1 K provient de la dilution de  $^3\text{H}_e$  dans  $^4\text{H}_e$ . Le système optique est composé d'un télescope dont le diamètre du miroir primaire est d'environ 1.5 m. Dans le plan focal du télescope, sont placés les cornets des deux instruments. Le satellite contient également un grand nombre de circuits électroniques, chargé, entre autres, d'alimenter

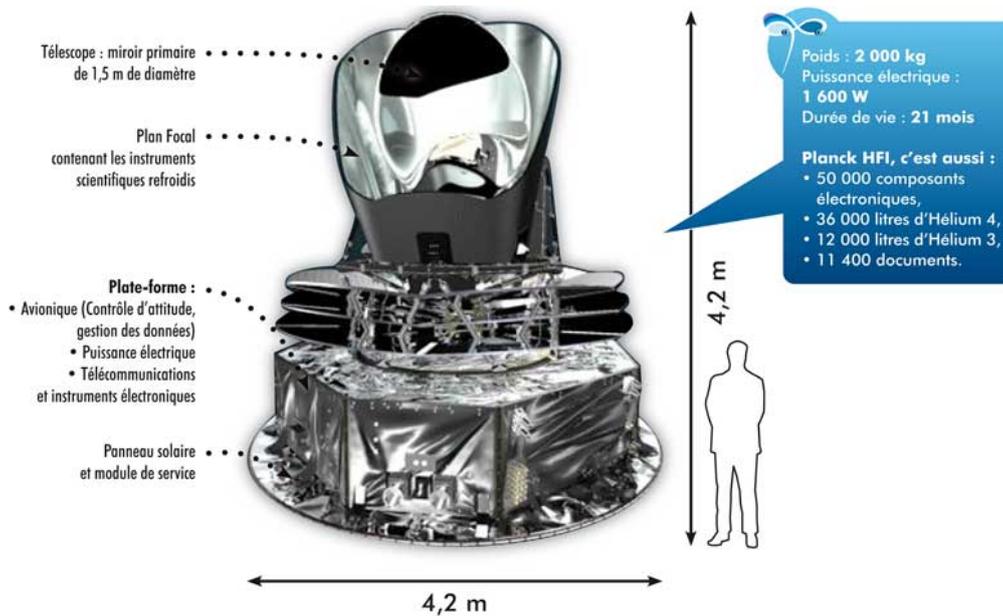


FIGURE 3.1 – Schéma descriptif du satellite Planck (crédit ESA).

les instruments en électricité et de communiquer avec la Terre, en émettant le moins de chaleur possible. Par ailleurs, le satellite contient également un système de contrôle de sa trajectoire. Nous décrirons dans les parties suivantes les deux instruments HFI et LFI.

La phase de test de montage du projet et de test des instruments prendra finalement plus de vingt ans, puisque c'est le 14 mai 2009 qu'eut lieu le lancement du satellite Planck. Le lancement s'est déroulé à la base de Kourou dans un lanceur Ariane 5, partagé avec la mission Herschel. A la suite du lancement, le satellite a pris la direction du point de Lagrange L2 du système Terre/Soleil. Le 3 juillet 2009, il l'a finalement atteint. Le point L2 étant un point d'équilibre gravitationnel instable, le satellite décrit en fait des trajectoires stables autour du point L2 appelées trajectoires de Lissajous (voir schéma 3.3). Une fois

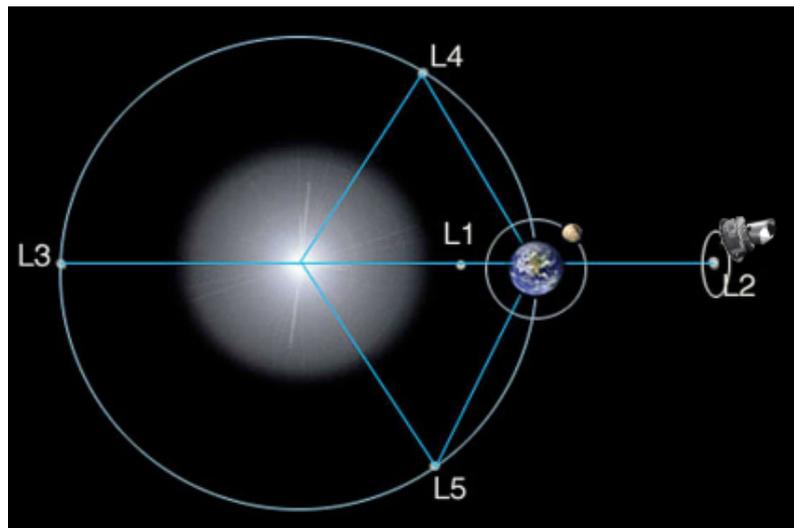


FIGURE 3.2 – Position des cinq points de Lagrange du système Terre-Soleil et orbite de Lissajous suivie par le satellite autour du point de Lagrange L2 (crédit ESA).

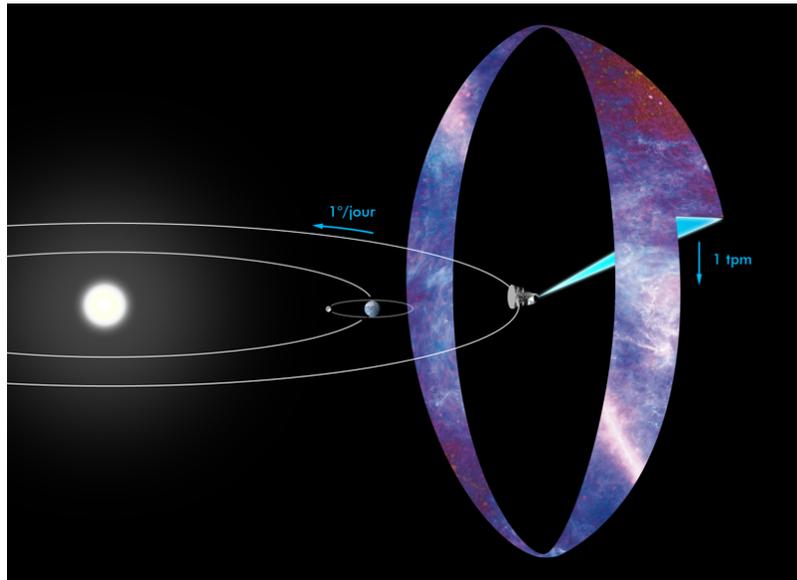


FIGURE 3.3 – Schéma de la stratégie de balayage de Planck : le satellite décrit des cercles à la vitesse de 1 tour par minute (1tpm). Par ailleurs, le satellite effectue un déplacement autour du Soleil de 1 degré par jour (crédit ESA/Medialab).

la mise en place sur ces orbites, le satellite peut commencer à observer l'ensemble du ciel. Le satellite décrit chaque minute un grand cercle sur le ciel. Toutes les heures, le satellite est légèrement décalé pour cartographier une nouvelle bande du ciel, comme on peut le voir sur la figure. Une couverture complète du ciel prend ainsi environ 6 mois.

La mission nominale de Planck prévoyait l'obtention de deux ciels pour une mission nominale de 15 mois. En novembre 2010, la mission fut prolongée par l'ESA. Finalement, l'instrument HFI cessa de fonctionner en janvier 2012, étant arrivé au bout du fluide cryonégique nécessaire à son bon fonctionnement. L'instrument LFI ne demandant pas autant de refroidissement est encore en activité. Le satellite Planck a quitté le point L2 en août 2013. L'ensemble de la mission HFI a permis d'obtenir plus de quatre ciels complets, soit plus du double de ce qui était attendu par la mission nominale !

### 3.1.2 LFI

L'instrument LFI géré en Italie se sert de radiomètres pour observer dans trois longueurs d'onde différentes. Sa température de fonctionnement est de l'ordre de 4K, ce qui explique sa plus grande durée de vie par rapport à l'instrument HFI. Le récapitulatif des différentes longueurs d'onde d'observation, de la sensibilité et du lobe de Planck est donné dans le tableau 3.1. Il observe dans trois longueurs d'onde différentes à 30, 44, 70 GHz. La figure montre les cartes Planck aux 3 fréquences LFI, ainsi qu'aux 6 fréquences HFI.

### 3.1.3 HFI

L'instrument HFI a été, quant à lui, conçu en grande partie en France et ses instances dirigeantes sont également françaises. Il est composé de 52 bolomètres : 20 en toile d'araignée et 32 sensibles également à la polarisation. Ces bolomètres sont refroidis à 0.1K. L'instrument HFI observe dans six longueurs d'onde différentes allant de 100 à 857 GHz. Seules les quatre premières seront sensibles à la polarisation. Nous utiliserons particulièrement les longueurs d'onde de HFI pendant notre analyse. En effet, elles ont été choisies

pour se prêter particulièrement bien à l'étude des effets SZ. Les bandes à 143, 217 et 353 GHz correspondent respectivement au minimum, au zéro et au maximum du signal SZT. HFI a donc été conçu aussi dans l'idée d'étudier les amas de galaxies.

Si les longueurs d'onde de Planck ont été choisies dans cette optique, il est cependant bon de remarquer que le lobe de Planck d'environ 5 arcmin (voir tableau 3.1) sur le ciel pour HFI est relativement gros par rapport à la taille des amas. Seuls les amas ayant une relativement grande taille angulaire peuvent donc être résolus. Ainsi, Planck pâtit un peu de son manque de résolution par rapport aux expériences aux sols que sont ACT et SPT. Cependant, le fait qu'il observe l'ensemble de la voûte céleste, et non une fraction, lui permet de l'emporter sur les autres expériences en terme de statistique et aussi en terme du nombre de longueurs d'onde. La sensibilité moyenne en paramètre de Compton  $y$  dans un pixel FWHM est donnée dans le tableau 3.1. Cette sensibilité ne prend en compte que le bruit. Si l'on ramène les valeurs au niveau du pixel des cartes Planck, c'est-à-dire d'un pixel de 1.7 arcmin de côté on obtient des valeurs oscillant entre  $4 \times 10^{-4}$  pour les longueurs d'onde LFI et  $5 \times 10^{-5}$  pour les trois meilleures longueurs d'onde HFI (100, 143, 353 GHz). Quand on combine l'ensemble des longueurs HFI et qu'on prend en compte le FDC, on obtient une sensibilité SZT moyenne pour un pixel Planck de  $5 \times 10^{-5}$  pour un amas ponctuel.

Par ailleurs, il est important de remarquer que les différentes longueurs d'onde données sont les fréquences centrales de bandes d'observation larges. Ces bandes de fréquences appelées bandes optiques sont d'une largeur d'environ 30% (voir 3.1). Nous verrons dans la partie d'analyse l'importance de la prise en compte de telles bandes dans l'étude des effets SZ.

## 3.2 Les cartes Planck

Les deux instruments permettent donc d'obtenir des cartes du ciel à 9 fréquences différentes. Le tableau 3.4 représente l'ensemble des cartes brutes de Planck dans ses 9 longueurs d'onde. Ces cartes sont composées d'un certain nombre de plans et d'avant-plans qui seront présentés ici. Par ailleurs, il est possible de combiner ces différentes cartes pour en créer d'autres ne contenant qu'un ou plusieurs de ces avant-plans. Ces techniques dites de séparation de composantes ne seront pas exposées ici, car elles ne font pas l'objet de cette thèse. Néanmoins nous en présenterons une, la 2D-ILC, car nous nous servirons d'un de ses produits.

Lors de cette thèse, nous avons été amenés à utiliser différentes versions des cartes Planck. Dans le chapitre 5, de façon à rester homogène avec l'article X. I. I. I. Planck

Instrument	LFI			HFI					
Fréquence centrale de Planck [GHz]	30	44	70	100	143	217	353	545	857
Résolution angulaire [FWHM, arcmin]	32.63	27.96	13.04	9.88	7.18	4.87	4.65	4.72	4.39
$\Delta T/T$ [ $\mu\text{K}/\text{K}$ ] moyen par pixel (FWHM)	2.0	2.7	4.7	2.5	2.2	4.8	14.7	147	67000
Sensibilité [ $\mu\text{K}$ ] par pixel (FWHM)	5.5	7.4	12.8	6.8	6.5	14.1	48.4		
Sensibilité SZT par pixel (FWHM) [ $\times 10^{-6}$ ]	1.0	1.4	2.7	1.7	2.1	$6.7 \times 10^2$	6.6	$2.6 \times 10$	$6.0 \times 10^3$

TABLE 3.1 – Différentes caractéristiques du satellite Planck. Le pixel correspond ici à un carré dont le côté a la taille de la résolution angulaire à la longueur d'onde choisie, soit un pixel FWHM. La sensibilité SZT est ici une sensibilité moyenne sur le pixel FWHM au paramètre de Compton  $y$  (Planck HFI Core Team (2011); Planck LFI Core Team (2011)).

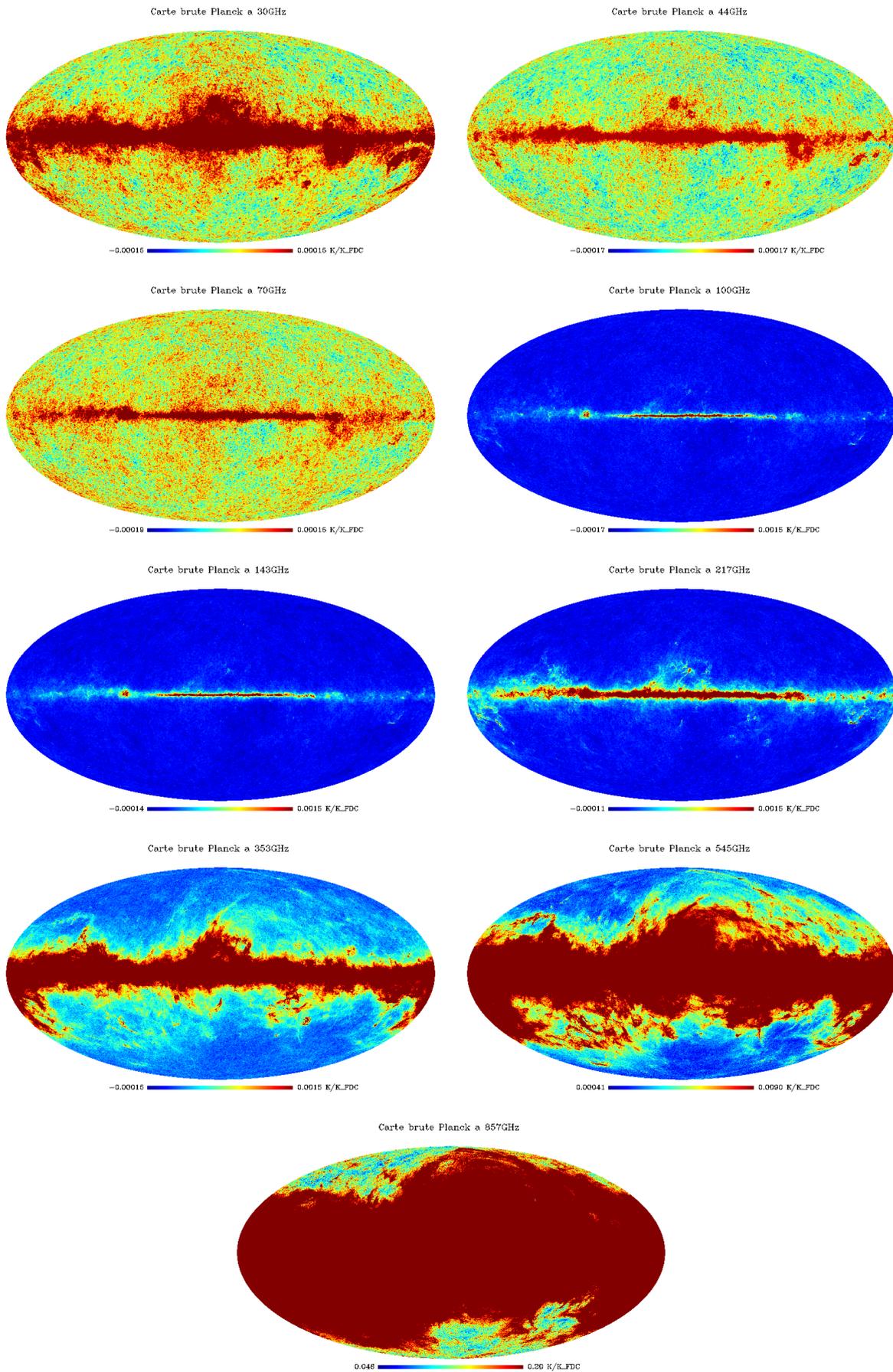


FIGURE 3.4 – Cartes brutes de Planck DX7, de 30 GHz (en haut à gauche) à 857 GHz (en bas à droite) converties en unité  $K/K_{FDC}$ .

## Le Fond Diffus Cosmologique

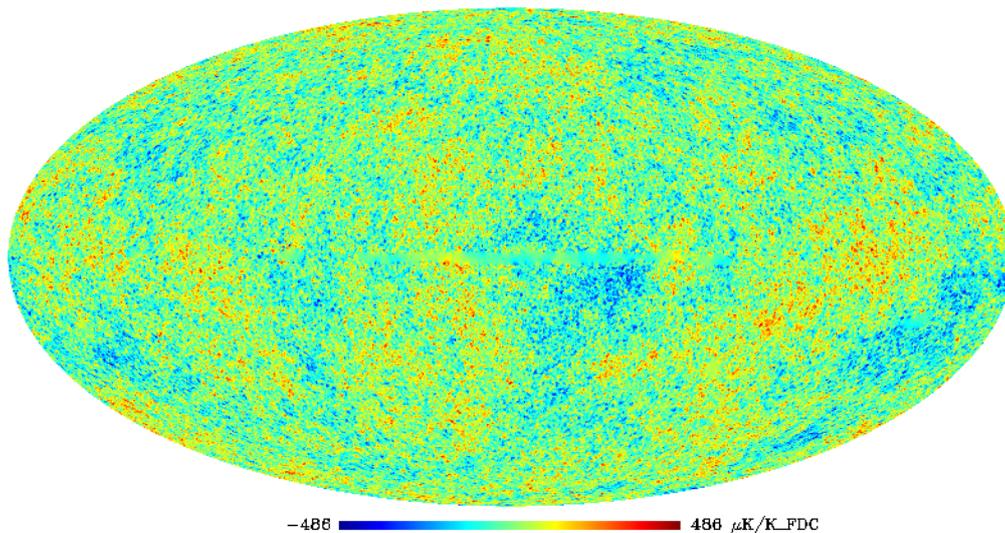


FIGURE 3.5 – Fond diffus cosmologique observé par le satellite Planck et extrait grâce à la technique de séparation de composantes SMICA (d’après les archives Planck) en unité  $\mu\text{K}/K_{FDC}$ .

Collaboration (2013) dans lequel est publié la majorité des résultats de ce chapitre, nous avons utilisé les cartes Planck DX7. Les deux derniers chapitres d’analyse utilisent, eux, les cartes Planck DX9 publiées en mars 2013. Néanmoins, on estime que l’impact sur la mesure des vitesses du passage d’une version à l’autre ne dépasse pas les 5%.

### 3.2.1 Les différentes composantes des cartes

Les cartes de Planck sont composées de différents plans. Dans cette partie, nous décrivons les principaux. La figure 3.6 montre la simulation des différents avant-plans en  $\mu\text{K}/\text{K}$  à 100 GHz.

**Le fond diffus cosmologique** C’est le premier plan en terme de puissance et il constitue un fond du ciel. Comme nous l’avons dit précisément dans la partie 1.3, les anisotropies ont une différentielle de corps noir à 2.725 K. Ces anisotropies sont identiques à toutes les longueurs d’onde et ont une amplitude moyenne de  $10^{-5}$ . Nous verrons que le FDC constitue le principal bruit dans la mesure du SZ cinétique. Dans la figure 3.5, nous pouvons voir le fond diffus cosmologique extrait des cartes Planck nominales.

**Le fond diffus infrarouge** Un autre fond peut intervenir dans les cartes Planck, c’est le fond diffus infrarouge. Il a pour origine l’ensemble des photons émis par la poussière contenue dans les galaxies, amas de galaxies de l’univers. Les sources ponctuelles lumineuses infrarouges participent donc également à ce fond. Nous ne simulerons pas par la suite cette composante astrophysique en raison de la difficulté et du fait qu’elle n’était pas au début de ma thèse incluse dans le PSM.

**La galaxie** La galaxie est une des composantes les plus importantes des cartes Planck. Elle domine les cartes Planck aux plus grandes longueurs d’ondes, comme nous pouvons

le voir dans la figure 3.4. Dans le terme galaxie interviennent non seulement tous les effets dus à la poussière contenue dans la Voie Lactée, mais également ceux dus aux gaz d'électrons. On peut citer parmi eux, en particulier, du rayonnement synchrotron et du rayonnement de freinage. Au-delà de cette poussière contenue dans notre propre voie lactée ou dans les galaxies, on suspecte de plus en plus la présence de poussières au sein même des amas de galaxies. Nous étudierons certaines de ces conséquences dans le chapitre (7). Pour éviter toutes contaminations possibles par la galaxie de nos mesures, nous appliquerons un masque sur les zones les plus contaminées (voir les différentes parties d'analyse pour la description du masque utilisé).

**Les sources ponctuelles** Les sources ponctuelles sont des sources non résolues et brillantes. Elles comptent dans leur rang des étoiles et des galaxies proches. Elles émettent soit en radio soit aux longueurs d'onde IR. Ces sources peuvent également être présentes au sein même des amas. Il existe des catalogues de sources ponctuelles, ce qui nous a permis, comme dans le cas de la poussière, de masquer les zones contaminées.

**Le bruit instrumental** Le bruit instrumental est la deuxième source d'erreurs après le fond diffus cosmologique dans la mesure des vitesses des amas de galaxies. Le bruit instrumental est conditionné par la stratégie de balayage du satellite Planck, ainsi que par la sensibilité du satellite. Les zones les plus observées sont alors moins bruitées que les zones les moins observées.

**Les effets SZ cinétique et thermique** Ce sont les dernières composantes des cartes SZ. L'effet SZ thermique change à chaque longueur d'onde suivant la forme donnée dans la figure de la partie 2.4.1. L'effet SZ cinétique est, lui, constant à toutes les longueurs d'onde en unité  $\mu\text{K}/K_{FDC}$ . Cette variation caractéristique nous permettra dans la partie suivante de séparer l'effet SZ cinétique, de l'effet SZ thermique. L'effet SZ thermique est du même ordre d'amplitude que les anisotropies du fond diffus cosmologique. L'effet SZ cinétique est, lui, d'un ordre de grandeur inférieur. L'effet SZT est donc une des principales sources d'erreurs de la mesure de l'effet SZC.

### 3.2.2 La carte NILC

Ces différentes composantes se somment pour constituer les cartes brutes de Planck. Mais il est possible de faire un prétraitement de ces cartes pour n'extraire qu'une partie de ces composantes. Ce genre de technique est dit de séparation de composante. Une de ces techniques est celle appelée Combinaison Linéaire Interne. La méthode de combinaison linéaire permet d'obtenir une carte de variance minimale de l'émission du fond diffus cosmologique. La carte du fond diffus cosmologique est alors obtenue en faisant la combinaison linéaire des observations avec, comme contrainte, la conservation de l'émission du fond diffus cosmologique. Autrement dit pour une carte étalonnée  $x_i$  du fond diffus cosmologique, par exemple les cartes brutes de Planck, le fond diffus cosmologique est alors obtenu comme la somme  $\sum_i w_i x_i$  avec  $\sum_i w_i = 1$ . La seconde condition assure que le signal du fond diffus cosmologique est bien conservé. L'effet SZ cinétique est, lui aussi, conservé par cette méthode dans la mesure où il a le même spectre de corps noir.

Dans cette thèse, nous aurons en sortie de cette combinaison linéaire une carte du FDC+SZC obtenue à partir des 6 cartes HFI. Cette carte de variance minimale n'est pas forcément celle de contamination minimale par rapport à une autre composante. Dans le cadre de cette thèse, la carte FDC+SZC mesurée précédemment va être ainsi filtrée en

se servant de la localisation spatiale prédite du SZT. Si ces deux actions vont réduire la contamination par les avant-plans indépendants comme l'émission de la poussière galactique ou le bruit instrumental, elles ne vont pas réduire celle venant du SZT qui va se sommer de façon cohérente et peut contaminer de façon significative le signal.

Il est possible d'étendre la méthode de combinaison linéaire de façon à supprimer le SZT spécifiquement, supposé ici non-relativiste. L'ensemble de la méthode NILC est décrit dans l'article suivant Remazeilles et al. (2011) et validé sur des simulations réalistes. L'idée utilisée est semblable à celle utilisée par le filtre adapté multifréquentiel que nous présenterons dans le chapitre suivant (4.4).

Cette méthode suppose que la loi d'émission des composantes d'intérêts soit bien connue. Cette connaissance est nécessaire, d'une part, pour assurer la conservation du signal d'intérêt (ici le SZC) et, d'autre part, pour supprimer la contamination (ici le SZT). Pour la carte FDC+SZC, il dépend de la calibration absolue de toutes les longueurs d'ondes de HFI. Pour le SZT, cela dépend également de la connaissance de la bande spectrale de Planck, mais également de la validité de l'approximation non-relativiste. Nous verrons dans les chapitres suivants (voir chapitres 5,7), l'effet de ces deux phénomènes. Pour Planck, l'erreur de calibration est d'environ 0.1% ce qui correspond à une erreur sur la carte finale de moins de 1 %. Par ailleurs une erreur de quelques pour-cents sur le spectre SZT donnera le même pourcentage d'erreurs pour la carte finale. La présentation complète de cette technique est disponible dans Remazeilles et al. (2011).

### 3.3 Les simulations

A l'occasion de cette thèse, nous avons été amenés à utiliser et à créer un certain nombre de simulations du ciel. Dans cette partie, nous présenterons ici le Planck Sky Model, simulation de base utilisée dans cette thèse. Par ailleurs, certaines parties d'analyse ont requis la création de simulations spécifiques. Le contenu exact de ces simulations sera exposé en début de chaque partie d'analyse le nécessitant.

#### 3.3.1 Le Planck Sky Model

La base de nos simulations est la simulation dite du Planck Sky Model (PSM). Le Planck Sky Model est un modèle paramétrique pour générer des cartes simulées tout le ciel avec une résolution de quelques arcminutes à des longueurs d'ondes allant du submillimétrique au centimétrique. Les cartes peuvent être en intensité comme en polarisation. La modélisation du FDC peut être faite avec différentes options. Parmi ces options, il est possible d'intégrer dans le modèle l'émission de la galaxie, des sources ponctuelles, les effets SZ thermique et cinétique. Chaque composante est simulée en utilisant des données extrapolées à partir des données disponibles au moment du lancement du satellite Planck, complétées par les modèles les plus récents des émissions. Le PSM permet également la production de réalisations aléatoires du ciel, de façon à coller aux données observationnelles et à leur incertitude. L'ensemble des détails du PSM est disponible dans l'article Delabrouille et al. (2013).

En sortie du PSM, on obtient des cartes complètes du ciel contenant les composantes souhaitées dans les longueurs d'ondes souhaitées, lissées avec le lobe de Planck et éventuellement bruitées avec le bruit instrumental. Par ailleurs, on obtient des cartes de chaque composante incluse, mais également des catalogues des amas et des sources ponctuelles

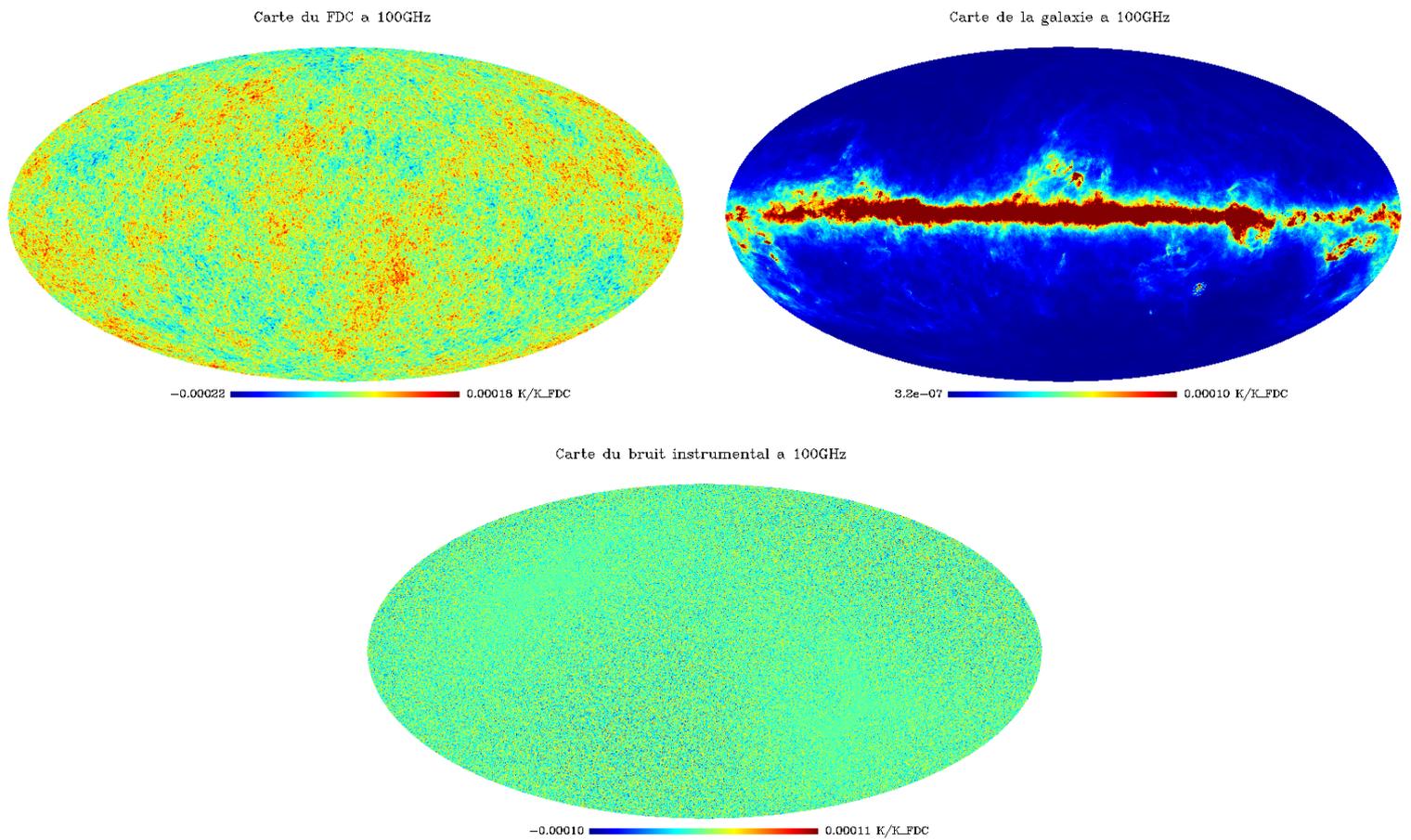


FIGURE 3.6 – Cartes des composantes de Planck simulées à 100 GHz. En haut à gauche, le FDC reconstruit à partir de son spectre de puissance. En haut à droite, la galaxie telle que simulée par le Planck Sky Model. En bas, carte du bruit instrumental récréée à partir des "hitmaps" et des cartes du bruit issues du PSM.

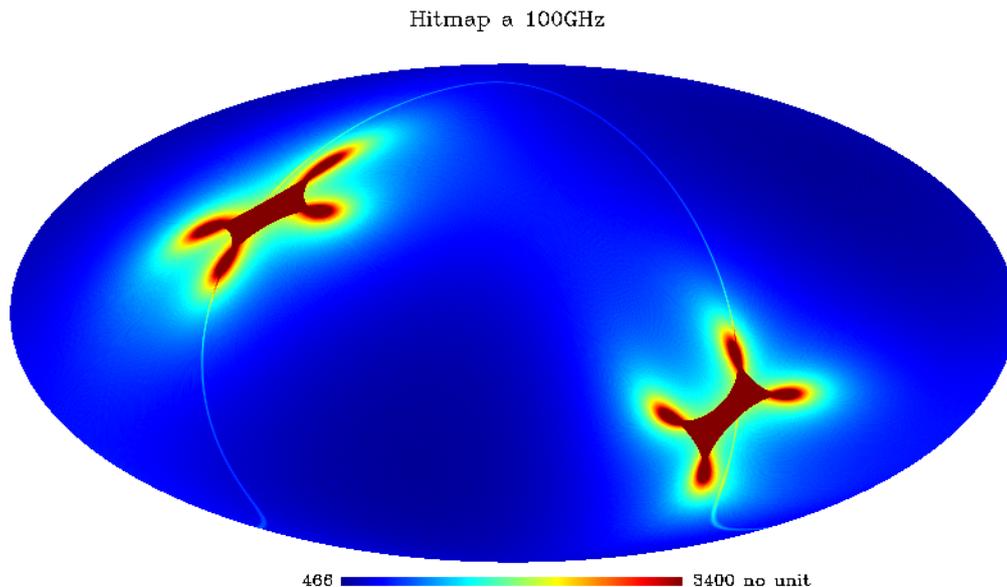


FIGURE 3.7 – "Hitmap" à 100 GHz. Cette carte quantifie la méthode d'observation de Planck. Les zones les plus rouges correspondent à celles les plus observées.

inclus dans la simulation. Dans cette thèse, nous utiliserons soit des composantes, soit le catalogue issu du PSM, nous préciserons en début de chaque partie d'analyse les spécifications de la simulation utilisée.

Les simulations du PSM sont des simulations réalistes du ciel, telles qu'observées par le satellite Planck. Ces simulations nous serviront à tester les outils d'analyse que nous utiliserons ensuite sur les données.

### 3.3.2 Elaboration des simulations

Au-delà du PSM, dans la grande majorité des parties d'analyse, nous avons été amenés à générer des simulations indépendantes.

**Création des composantes** La première correspond au calcul des différentes composantes souhaitées dans la simulation. Ces composantes sont alors soit issues du PSM, comme les sources ponctuelles et la galaxie, soit générées de façon indépendante comme le bruit, le FDC, le SZT et le SZC :

**Le fond diffus cosmologique :** Il est généré en utilisant les cl issus du spectre du FDC calculés avec les données WMAP. Cette production introduit une dimension aléatoire. Un même spectre de puissance peut générer plusieurs cartes du FDC. Nous utiliserons ce fait pour générer des tests monte-carlo sur différentes réalisations.

**Le bruit instrumental :** Il est généré à partir des cartes "hitmap" qui sont des cartes quantifiant les zones d'observation de Planck (voir figure 3.7), ainsi que des cartes de bruit générées précédemment par le PSM. A partir de ces deux éléments sont générées les cartes du bruit. Comme précédemment, cette production introduit une dimension aléatoire qui servira à générer différentes réalisations.

**Les effets SZT et SZC :** Ces effets sont générés à partir soit des catalogues du PSM soit des catalogues que nous présenterons dans la partie suivante. Il est alors possible

de modifier l'ensemble des caractéristiques du catalogue, que ce soient la taille, la masse, la position ou la vitesse, le profil des amas, de façon à obtenir la carte des effets SZT et SZC souhaités. Nous présenterons, dans chacune des parties d'analyse, le type de simulations SZC et SZT utilisées.

**Élaboration des cartes** Une fois les différentes composantes souhaitées calculées et mises à la bonne unité (la plupart du temps en  $\mu\text{K}/\text{K}_{FDC}$ ), on les somme à l'exception du bruit instrumental. Une fois la carte somme obtenue, il faut la lisser en utilisant les lobes de Planck de façon à obtenir une carte imitant les observations de Planck. La dernière étape consiste alors à rajouter le bruit instrumental de Planck.

### 3.4 Les catalogues

Pour pouvoir extraire l'effet SZ cinétique des cartes Planck, il nous faut un certain nombre de renseignements sur les amas de galaxies (voir le chapitre 4). En particulier, pour détecter l'effet SZC, il nous faut les coordonnées des amas sur le ciel ainsi que leur décalage spectral, pour obtenir la taille angulaire de l'amas. Par ailleurs, si nous souhaitons obtenir la vitesse des amas de galaxies à partir de l'effet SZC, il nous faut également la profondeur optique des amas, en effet :

$$\frac{\Delta T}{T_{FDC}} = -\frac{v_{radiale}\tau}{c}, \quad (3.1)$$

avec  $\tau$  la profondeur optique que nous déduisons en utilisant le profil d'amas présenté dans la partie 2.2.3. Chacun des catalogues contient la position sur le ciel, le décalage spectral, la masse des amas de galaxies et leur température, ainsi que le paramètre de Compton. Si un de ces éléments n'est pas présent nous le déduisons en utilisant les relations d'échelle présentées dans le chapitre précédent ; c'est le cas pour la température et dans certains cas la masse. Le paramètre de Compton  $Y$  est déterminé grâce à la relation M-Y présentée dans Arnaud et al. (2010). Une fois obtenus la température et le paramètre  $Y$ , on peut alors en déduire le paramètre  $\tau$ . Dans les filtres adaptés, que nous présenterons dans le chapitre suivant, ce calcul est directement effectué au sein du filtre, de façon à obtenir en sortie la vitesse radiale particulière. Le tableau donne un récapitulatif des données importantes pour chacun des catalogues et un article de référence. Nous présenterons ici quatre catalogues que nous utiliserons par la suite en plus du catalogue issu du PSM.

#### 3.4.1 Le catalogue MCXC

Le premier catalogue que nous présentons est le "Meta Catalogue of X-ray detected Clusters" (MCXC). Ce catalogue est une compilation de tous les catalogues et sondages publics disponibles de l'expérience ROSAT (NORAS, Bohringer et al. (2000), REFLEX,

Catalogue	Nombre d'amas	$M_{500,moy} 10^{15} M_{\odot}$	$z_{moy}$	$T_{c,moy}$ (arcmin)	Article de référence
MCXC	1743	0.229	0.177	6.59	Piffaretti et al. (2011)
MaxBCG	13823	00.0619	0.219	2.37	Koester et al. (2007)
LBG	262 672	00.00989	0.130	1.15	X. I. Planck Collaboration (2011)
XMMESZ	62		0.171	8.381	X. I. Planck Collaboration (2012)

TABLE 3.2 – Caractéristiques de base des catalogues.

Böhringer et al. (2004), BCS, Ebeling et al. (1998), Ebeling et al. (2000), SGP, Cruddace et al. (2002), NEP, J. P. Henry et al. (2006), MACS, Ebeling et al. (2007), et CIZA Ebeling et al. (2010); Kocevski et al. (2007), 160SD, Mullis et al. (2003), 400SD, Burenin et al. (2007), SHARC, Romer et al. (2000); Burke et al. (2003), WARPS, Perlman et al. (2002); Horner et al. (2008), et EMSS, Gioia & Luppino (1994); J. P. Henry (2004)). Le catalogue MCXC est présenté en détail dans Piffaretti et al. (2011). Ce catalogue ne contient pas à la base les masses des amas de galaxies; celles-ci sont recalculées à partir de la luminosité en X et de la relation L-M de Pratt et al. (2009) présentée dans le chapitre précédent 2.2.2.

### 3.4.2 Le catalogue MaxBCG

Le second catalogue utilisé dans cette thèse est le catalogue dit MaxBCG. Ce catalogue est issu du sondage de données optiques de Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Les amas sont sélectionnés en utilisant la technique MaxBCG. Les amas de galaxies sont sélectionnés en calculant la vraisemblance que chaque galaxie observée est la plus brillante galaxie de l'amas. La vraisemblance se base sur la couleur de la galaxie et sa magnitude par rapport aux autres galaxies autour d'elle. Le catalogue résultant compte 13 823 amas répartis sur la zone de couverture de SDSS (voir figure). Le catalogue est présenté en détail dans Koester et al. (2007).

### 3.4.3 Le catalogue XMMESZ

Le catalogue XMMESZ est le troisième catalogue utilisé dans cette thèse. Beaucoup plus restreint que les deux précédents, il contient 62 amas. Ce catalogue est, en fait, un sous-catalogue du catalogue ESZ présenté en 2011 comptant environ 200 amas. Ces amas ont été détectés avec un haut signal sur bruit dans Planck en utilisant la technique de détection à l'aveugle grâce à l'effet SZT. 62 d'entre eux sont ensuite identifiés aux amas déjà connus de XMM-Newton pour déterminer les propriétés X des amas donnant, ainsi le catalogue XMMESZ. Les objets ont une masse allant de ( $M_{500} \approx 2 - 20 * 10^{14} M_{\odot}$ ). Il représente le plus grand catalogue SZ possédant des données de haute qualité. Le catalogue est l'objet d'un certain nombre d'articles Planck (X. I. Planck Collaboration (2011); X. I. I. Planck Collaboration (2011); X. X. I. I. I. Planck Collaboration (2011); I. (2011)).

### 3.4.4 Le catalogue LBG

Le catalogue Locally Brightest Galaxy (LBG) est un catalogue de halos de galaxies issus de SDSS. Ce catalogue est construit à partir du catalogue NYU- VAGC (New York University Value Added Galaxy Catalogue) comptant 602251 galaxies. Ensuite, de ces 602 251 galaxies sont extraites 259 576 galaxies centrales. Ces galaxies sont les plus brillantes de leurs halos, c'est-à-dire les plus brillantes parmi celles contenues dans un rayon projeté de 1 Mpc et ayant un décalage vers le rouge différent de moins de 1 000 km.s<sup>-1</sup>. Le NYU-VAGC donne non seulement la position et le décalage vers le rouge, mais également la masse stellaire des halos. A partir de cette masse stellaire est dérivée la masse des halos des galaxies en utilisant la simulation Millenium. La relation masse stellaire / masse des halos est inexacte pour les galaxies n'étant pas réellement la galaxie centrale de leurs halos de galaxies donnant des masses de halos à la queue de la distribution de masse. Ce catalogue est présenté dans l'article X. I. Planck Collaboration (2012).

## Chapitre 4

# Méthode d'extraction des vitesses d'amas de galaxies

Dans ce chapitre, nous présentons la méthode d'extraction des vitesses utilisée dans cette thèse. Une première partie aborde les différentes options possibles d'extraction, puis une seconde le prétraitement des cartes et enfin une troisième les différentes méthodes utilisées.

### 4.1 Les grandes méthodes possibles d'extraction du signal

Pour extraire les vitesses des amas de galaxies grâce à l'effet SZ cinétique, il existe deux grands types de méthodes. Le premier est dit de "séparation de composantes". Le but de cette méthode est de séparer les différentes composantes de la carte, permettant ainsi de les étudier séparément. Dans ce cas, le signal recherché, ici le SZ, n'est qu'un des composants de la séparation. Pour obtenir cette séparation, on se sert des propriétés spectrales et spatiales des différents signaux. Cette méthode est puissante, néanmoins le risque de propagation des erreurs entre les différentes composantes est grand. En effet, dans notre cas, seul le signal SZ nous intéresse ; or n'importe quelle erreur commise sur les hypothèses concernant les autres signaux impactera sur le signal obtenu en SZ. Ce genre de phénomène a été noté par Diego et al. (2002); Herranz et al. (2002).

Le deuxième type possible est dit de "détection/estimation". Dans ce genre d'approche, on essaie d'extraire uniquement le composant étudié (ici le SZ) ou d'estimer les quelques composantes caractéristiques du signal. Pour le SZ, on essaierait d'obtenir le paramètre Compton ou les positions des amas, ou encore les vitesses des amas. Comparées aux méthodes de séparation de composantes, ces méthodes ont tendance à être plus robustes que celle de séparation de composantes, car elles n'ont pas besoin de renseignements sur toutes les autres composantes. Ces techniques sont plus rapides et demandent moins de temps de machine que les précédentes. Pour cette approche, on utilise le plus souvent des filtres linéaires. Le filtre que nous avons choisi fait partie de cette famille. Ce filtre est un filtre dit adapté qui peut être multi ou monofréquentiel. Il est très robuste et donne une évaluation non biaisée de la valeur centrale de l'amplitude. Il peut être conçu aussi bien pour détecter l'effet SZT (Melin et al. (2006)) que l'effet SZC (Herranz et al. (2005)).

## 4.2 Préparation des cartes aux filtres adaptés

Les cartes tout le ciel Planck correspondent à des vecteurs contenant  $5 \times 10^7$  pixels (voir section 2). Filtrer ces cartes tout le ciel pour chaque amas serait très lourd en demandant à la fois une grande capacité de mémoire vive et un long temps d'exécution sur ordinateur. En vue de régler ces problèmes, nous découpons les cartes Planck en cartes de  $10^\circ \times 10^\circ$ . Le découpage en petites cartes permet en outre d'adapter la méthode au bruit local. Pour les amas MCXC (1742 amas), le découpage est centré sur les amas. Nous obtenons donc autant de petites cartes que d'amas du catalogue. Dans le cas des amas MaxBCG, au vu du grand nombre d'amas contenus dans ce catalogue ( $\sim 13\,000$ ), nous divisons simplement les cartes tout le ciel en 504 petites cartes non centrées sur les amas, chacune des petites cartes étant "recouverte" par ses voisines à hauteur de 5%. De plus, il est à noter que toutes les cartes sont converties en unité  $\frac{\Delta T}{T_{FDC}}$ . Cette unité a donc pour conséquence que l'effet SZC est une constante à toutes les longueurs d'ondes.

## 4.3 Le filtre adapté monofréquentiel

Pour extraire les vitesses des amas et les flux de ces cartes, nous utilisons des filtres adaptés. Ces filtres permettent d'extraire les effets SZ en considérant le reste des composantes de la carte comme du bruit. Nous présenterons d'abord le filtre adapté monofréquentiel (FA) puis les filtres adaptés multifréquentiels cinétique et thermique (FAMC et FAMT). Pour plus de simplicité dans la suite, nous supposerons que les amas sont situés au centre de la carte à la position  $\mathbf{x} = 0$ .

### 4.3.1 Présentation générale

Pour présenter le filtre adapté monofréquentiel, nous nous placerons d'abord dans un cadre général. Une première présentation de ce type de filtre en vue d'une application sur les effets SZ a été donnée en 1996 par Haenelt M.G. et Tegmark M. dans Haenelt & Tegmark (1996). Appelons  $A$  l'amplitude du signal que l'on recherche et  $s(\mathbf{x})$  sa distribution spatiale supposée connue. On cherche à obtenir cette amplitude  $A$  à partir des cartes  $D(\mathbf{x})$  qui contiennent, outre le signal recherché, un certain nombre d'autres composantes (voir partie 3.2.1, exemple : la poussière, les sources ponctuelles, mais aussi et surtout le fond diffus cosmologique). Toutes ces autres composantes forment donc un bruit dit généralisé vis-à-vis du signal que nous cherchons à extraire. On notera l'ensemble de ces autres signaux  $n(\mathbf{x})$ . Le signal d'une carte à une fréquence donnée s'écrit donc :

$$d(\mathbf{x}) = As(\mathbf{x}) + n(\mathbf{x}). \quad (4.1)$$

$n$  est modélisé comme un champ aléatoire homogène et isotrope avec comme propriétés :

$$\langle n(\mathbf{q}) \rangle = 0, \quad (4.2)$$

$$\langle n(\mathbf{q})n^*(\mathbf{q}') \rangle = P(q)\delta_D^2(\mathbf{q} - \mathbf{q}'), \quad (4.3)$$

où  $n(\mathbf{q})$  est la transformée de Fourier de  $n(\mathbf{x})$ , et  $\delta_D$  est la distribution Dirac à deux dimensions,  $P(q)$  le spectre de puissance du bruit. Il est calculé comme étant la somme du spectre de puissance du bruit instrumental  $P^{bruit}$  à la longueur d'onde considérée et du spectre de puissance des autres signaux à l'exception des effets SZ  $P^{ciel}$  lobé par l'instrument. Le lobe de l'instrument est noté  $B$ . Cette somme s'écrit alors comme :

$$P = P^{bruit} + P^{ciel}|B(\mathbf{q})|^2 \quad (4.4)$$

Nous recherchons donc un filtre linéaire capable de déterminer l'amplitude du signal  $A$  avec le minimum de contamination de la part du bruit généralisé. On se servira pour cela de la distribution spatiale du signal, mais également du spectre de puissance du bruit. Grâce à ce filtre, on obtiendra en sortie une carte filtrée  $w_t$  qui nous donnera à la position de l'amas une estimation de l'amplitude  $A_{est}$ . On note  $\psi$  le filtre recherché.

$$A_{est} = \langle w_t(0) \rangle \equiv \int \psi(\mathbf{x}) d(\mathbf{x}) d^2x. \quad (4.5)$$

On obtient alors en utilisant les équations 4.1, 4.2, 4.3 :

$$b \equiv \langle A_{est} - A \rangle = \left( \int \psi(\mathbf{x}) s(\mathbf{x}) d^2x - 1 \right) \times A \quad (4.6)$$

$$\sigma^2 \equiv \langle (A_{est} - A)^2 \rangle = b^2 + \int |\psi(\mathbf{q})|^2 P(\mathbf{q}) d^2q, \quad (4.7)$$

où  $b$  est le biais entre l'estimation de  $A$  et sa vraie valeur et  $\sigma$  est la déviation standard de l'estimateur. Notre but est d'obtenir un filtre non-biaisé, donc  $b$  doit être égal à 0, avec la plus petite variance possible en sortie, donc minimisant  $\sigma$ . Le filtre, qui satisfait à ces conditions, est le suivant :

$$\psi(\mathbf{q}) = \alpha^{-1} \frac{s(\mathbf{q})}{P(\mathbf{q})}, \alpha = \int \frac{|s(\mathbf{q}')|^2}{P(\mathbf{q}')} d^2q' \quad (4.8)$$

avec une variance égale à :

$$\sigma_\psi^2 = \int |\psi(\mathbf{q})|^2 P(\mathbf{q}) d^2q = \alpha^{-1}. \quad (4.9)$$

Ce filtre présuppose que le signal recherché ait une localisation et un profil spatial qui lui sont propres. Mais, dans le cas des effets SZT et SZC, nous sommes en présence de deux signaux ayant même profil et une même localisation, c'est-à-dire au niveau de l'amas, leur différence résidant en fait dans la dépendance en fréquence de ces phénomènes. Que se passe-t-il alors ? Nous démontrerons dans la suite que, dans le cas des effets SZ, ce filtre est alors biaisé.

### 4.3.2 Application aux effets SZ

Concrètement, on commence d'abord par remplacer  $s(\mathbf{x})$  par le profil spatial de l'amas noté  $\tau(\mathbf{x})$ . À partir de maintenant, tous les profils sont supposés convolués par le lobe instrumental. Nous présenterons dans chaque partie d'analyse le type de profil utilisé. Dans cette thèse, comme expliqué dans la partie 2.2.3, nous considérons trois sortes de profils différents, deux profils isothermes qui correspondent aux profils présentés dans le corps et l'annexe de Arnaud et al. (2010), appelés respectivement profil standard et non-standard, et l'autre qu'on nommera profil non-isotherme. Pour l'instant, on se place dans le cas standard, plus simple, en supposant un profil de NFWG et l'isothermalité des amas. Le lobe de Planck  $B(\mathbf{q})$  est ensuite appliqué à cette distribution spatiale de façon à obtenir le profil spatial lobé  $\tau(\mathbf{x})$ . Le filtre sera identique dans les cas thermique et cinétique, dans la mesure où l'on suppose que le profil spatial des amas est isotherme. La seule différence sera dans le traitement final de l'amplitude. Le filtre a donc la forme suivante :

$$\psi_{FA} = \gamma^{-1} \frac{\tau(\mathbf{q})}{P(\mathbf{q})}, \gamma = \int \frac{|\tau(\mathbf{q}')|^2}{P(\mathbf{q}')} d^2q'. \quad (4.10)$$

Ce filtre dans l'état actuel est, en fait, un filtre biaisé pour les effets SZ. En effet, les deux effets SZ ayant le même profil spatial  $\tau(\mathbf{x})$ , l'amplitude extraite n'est pas seulement celle du signal thermique ou cinétique, mais celle des deux signaux. L'amplitude et la dépendance en fréquence des effets SZ cinétique et thermique sont décrites dans les parties 2.4.1, 2.4.2. On peut donc écrire la carte de la façon suivante :

$$d(\mathbf{x}) = \tau(\mathbf{x})[A_{thermique} - A_{cinétique}] + n(\mathbf{x}), A_{thermique} = y_c f_{obs}, A_{cinétique} = y_c V, \quad (4.11)$$

avec  $y_c$  le paramètre de Compton,  $f_{obs}$  la dépendance en fréquence de l'effet SZ thermique à la fréquence d'observation, et  $V = (v_{radiale} m_e c) / (k_B T_e)$  où  $v_{radiale}$  est la vitesse radiale de l'amas,  $m_e$  la masse de l'électron,  $c$  la célérité de la lumière,  $k_B$  la constante de Boltzmann, et  $T_e$  la température des électrons du gaz de l'amas. Si l'on applique le filtre donné dans l'équation 4.10, il en résulte que la valeur moyenne de la carte filtrée à la position de l'amas (supposée ici comme la position 0) notée  $\langle w_t(\mathbf{0}) \rangle$  est égale à :

$$\langle w_t(\mathbf{0}) \rangle = \int dq y_c \tau(\mathbf{q}) [f_{obs} - V] \psi_{FA} \quad (4.12)$$

$$= y_c [f_{obs} - V] \gamma^{-1} \int d\mathbf{q} \frac{\tau(\mathbf{q})^*}{P(\mathbf{q})} \tau(\mathbf{q}) \quad (4.13)$$

$$= y_c [f_{obs} - V]. \quad (4.14)$$

On obtient donc, en sortie du filtre, "un mélange" des effets SZ cinétique et thermique. Pour l'effet SZ thermique, on peut considérer que comme  $f_{obs} \gg V$  (pour les longueurs d'ondes différentes de 217 GHz où l'effet SZ thermique est nul) :

$$\langle w_t(\mathbf{0}) \rangle \approx y_c f_{obs}, y_c = \langle w_t(\mathbf{0}) \rangle / f_{obs}. \quad (4.15)$$

Pour l'effet SZ cinétique, le biais, engendré par l'effet SZ thermique, est, lui, plus important comparativement à l'amplitude de l'effet SZ cinétique. Nous utiliserons donc ce filtre dans des cartes supposées dépourvues de SZT, c'est-à-dire à 217 GHz ou obtenues à partir du 2DILC (description et référence 3.2.2).

## 4.4 Les filtres adaptés multifréquentiels

### 4.4.1 Présentation générale

Nous considérons maintenant N cartes obtenues à N fréquences différentes, comme celles obtenues par Planck à 6 (HFI) ou 9 (HFI+LFI) fréquences. Nous définissons maintenant les cartes comme :

$$D_\nu(\mathbf{x}) = f_\nu AS(x) + n_\nu(\mathbf{x}), x \equiv |\mathbf{x}|, \nu = 1, \dots, N, \quad (4.16)$$

où  $f_\nu$  est la dépendance en fréquence de l'effet SZ considéré cinétique ou thermique.  $S$  correspond au profil spatial du signal normalisé et convolué par le lobe de l'instrument.  $n_\nu$  est le bruit généralisé aux différentes fréquences. L'équation 4.22 peut aussi s'écrire de façon contractée sous forme vectorielle :

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}) = \mathbf{A}\mathbf{F}(x) + \mathbf{n}(\mathbf{x}), \quad (4.17)$$

où les éléments du vecteur  $\mathbf{F}$  sont égaux à  $F_\nu = f_\nu S_\nu$ . A partir de maintenant, nous écrirons en gras les vecteurs à N-composantes. Tout comme précédemment, nous cherchons à obtenir un filtre non-biaisé et de variance minimale. Nous notons  $\Upsilon(\mathbf{x}) = \Upsilon_{\nu 1}(\mathbf{x}), \dots, \Upsilon_{\nu N}(\mathbf{x})$  le vecteur à N filtres.

Le filtre, qui satisfait aux conditions de biais et de variance, est l'équivalent "matriciel" du filtre monofréquentiel :

$$\Upsilon_{FAM} = \alpha^{-1} \mathbf{P}^{-1} \mathbf{F}, \alpha = \int d\mathbf{q} \mathbf{F}^t \mathbf{P}^{-1} \mathbf{F}, \quad (4.18)$$

où  $\mathbf{P}^{-1}$  est la matrice inverse du spectre de puissance  $\mathbf{P}$ .  $\mathbf{P}$  est défini comme précédemment comme la somme du spectre de puissance du bruit instrumental et du spectre de puissance du ciel convolué par le lobe de l'instrument Planck  $\mathbf{P} = P_{\nu_i}^{bruit} \delta_{ij} + B_i(\mathbf{q}) B_j^*(\mathbf{q}) \mathbf{P}^{ciel}$ . La carte filtrée a pour formule dans l'espace de Fourier :

$$w(\mathbf{0}) = \int d\mathbf{q} \mathbf{D}^t(\mathbf{q}) \Upsilon_{FAM}(\mathbf{q}). \quad (4.19)$$

La variance de cette carte peut être écrite comme :

$$\sigma_{\Upsilon}^2 = \langle w^2(\mathbf{0}) \rangle - \langle w(\mathbf{0}) \rangle^2 = \int d\mathbf{q} \Upsilon_{FAM}^t \mathbf{P} \Upsilon_{FAM}, \quad (4.20)$$

ce qui, comme dans le cas monofréquentiel, donne

$$\sigma_{\Upsilon}^2 = \alpha^{-1}. \quad (4.21)$$

Dans la partie précédente, nous avons vu que ce filtre n'est pas biaisé pour des signaux ayant différentes distributions spatiales et localisations sur le ciel ; ce n'est pas le cas pour les effets SZT et SZC. Dans les parties suivantes, nous allons tout d'abord étudier le biais obtenu avec ce premier type de filtre pour les deux effets. Puis, nous étudierons la façon de débiaiser ces filtres.

#### 4.4.2 SZT biaisé

Nous reprenons la formule 4.11 que nous adaptons à des cartes multifréquentielles. L'amplitude thermique est maintenant définie comme étant le paramètre de Compton  $y_c$ , la  $f_{obs}$  est remplacée par la dépendance en fréquence du SZ thermique  $f_{\nu}$ , le  $\tau(\mathbf{x})$  restant le même. De façon à simplifier l'écriture de la carte multifréquentielle, nous continuerons à noter le produit  $f_{\nu} \tau(\mathbf{x})$  par  $F$ . Dans le cas du SZ cinétique, il n'y a pas de modification par rapport à l'amplitude cinétique monofréquentielle, car l'effet SZ n'a pas de dépendance en fréquence. Nous obtenons donc une carte pour les deux effets SZ écrite de la façon suivante :

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}) = y_c [\mathbf{F}(\mathbf{x}) - V \boldsymbol{\tau}(\mathbf{x})] + \mathbf{n}(\mathbf{x}), \quad (4.22)$$

Le filtre pour le SZT (FAMT) est alors régi par l'équation 4.18. La valeur moyenne de la carte filtrée est alors :

$$\langle w_t(\mathbf{0}) \rangle = \int d\mathbf{q} y_c [\mathbf{F}^t - V \boldsymbol{\tau}^t] \Upsilon_{FAMT} \quad (4.23)$$

$$= y_c \alpha^{-1} \int d\mathbf{q} \mathbf{F}^t \mathbf{P}^{-1} \mathbf{F} - y_c V \alpha^{-1} \int d\mathbf{q} \boldsymbol{\tau}^t \mathbf{P}^{-1} \mathbf{F} \quad (4.24)$$

$$= y_c - y_c V \frac{\beta}{\alpha}, \quad (4.25)$$

où la constante  $\beta$  est définie comme

$$\beta = \int d\mathbf{q} \boldsymbol{\tau}^t \mathbf{P}^{-1} \mathbf{F}. \quad (4.26)$$

Le filtre FAM de base donne donc une carte filtrée biaisée à cause du SZ cinétique, et l'estimation de  $y_c$  a donc une erreur systématique proportionnelle à  $V \frac{\beta}{\alpha}$ . Néanmoins, dans la grande majorité des cas, l'effet SZC est très faible devant l'effet SZT, ce qui donne un biais négligeable (voir Herranz et al. (2005)). Nous utiliserons par la suite ce filtre adapté multifréquentiel pour l'effet SZT (FAMT).

### 4.4.3 SZC biaisé

On trouve le filtre SZC biaisé de la même façon que pour le SZT, la différence résidant dans la dépendance en fréquence de l'effet SZC. L'effet SZC est en effet une constante par rapport à la fréquence, donc  $f_{\nu_{SZC}} = 1$ . En reprenant l'équation 4.18, on obtient donc comme filtre pour l'effet SZC :

$$\Upsilon_{FAMCb} = \gamma^{-1} \mathbf{P}^{-1} \boldsymbol{\tau}, \gamma = \int d\mathbf{q} \boldsymbol{\tau}^t \mathbf{P}^{-1} \boldsymbol{\tau}. \quad (4.27)$$

La valeur moyenne de la carte filtrée est alors la suivante :

$$\langle w_c(\mathbf{0}) \rangle = \int d\mathbf{q} y_c [\mathbf{F}^t - V \boldsymbol{\tau}^t] \Upsilon_{FAMCb} \quad (4.28)$$

$$= y_c \gamma^{-1} \int d\mathbf{q} \mathbf{F}^t \mathbf{P}^{-1} \boldsymbol{\tau} - y_c V \gamma^{-1} \int d\mathbf{q} \boldsymbol{\tau}^t \mathbf{P}^{-1} \boldsymbol{\tau} \quad (4.29)$$

$$= y_c \frac{\beta}{\gamma} - y_c V. \quad (4.30)$$

Pour obtenir la valeur de V, la carte filtrée doit être divisée par  $(-y_c)$  :

$$- \frac{\langle w_c(\mathbf{0}) \rangle}{y_c} = V - \frac{\beta}{\gamma}. \quad (4.31)$$

Nous sommes, là encore, en présence d'un estimateur biaisé. Mais, contrairement à l'effet SZT, ce biais n'est pas négligeable; il est donc nécessaire de débiaiser cet estimateur.

### 4.4.4 SZC non biaisé

Plusieurs techniques peuvent être envisagées pour corriger ce biais. Les premières options possibles seraient de séparer les composantes SZT et SZC avant d'estimer l'amplitude. Cette technique est utilisée dans le cas de la carte 2DILC où l'effet SZT est supprimé et qui est ensuite filtrée par le filtre monofréquentiel. Comme on l'a vu précédemment, il reste toujours certains résidus non-contrôlés, comme par exemple l'effet SZT relativiste, qui n'est pas pris en compte dans le 2DILC. Une seconde option serait de soustraire le biais des équations 4.23 et 4.31. Néanmoins, pour débiaiser  $y_c$ , il faut connaître la valeur de  $y_c V$  dans l'équation 4.23. Mais pour connaître  $y_c V$  par 4.31, il faut connaître  $y_c$ . Cette solution n'est donc pas viable. Par conséquent, pour obtenir une estimation non biaisée de l'effet SZC, nous avons décidé de débiaiser en utilisant un nouveau filtre adapté linéaire pour l'effet SZC (FAMC).

Ce nouveau filtre sera noté  $\Phi = \Phi_{\nu_1}, \dots, \Phi_{\nu_N}$  et aura pour but, outre ceux de l'ancien filtre, de supprimer le biais de la carte filtrée. Il nous faut donc que :

1. le filtre, appliqué à l'équation 4.22, supprime la contribution due à la partie thermique, c'est-à-dire

$$\int d\mathbf{q} \mathbf{F}^t \Phi = 0; \quad (4.32)$$

2. le filtre donne à la position de l'amas la valeur  $y_c V$ , c'est-à-dire

$$\int d\mathbf{q} \boldsymbol{\tau}^t \Phi = 1; \quad (4.33)$$

3. la variance de la carte filtrée reste minimale  $\sigma_\Phi$ .

Les deux premières conditions permettent de débiaiser le filtre et d'obtenir un estimateur de l'effet SZC non-biaisé, la dernière assure son "efficacité".

Le filtre, qui satisfait à ces équations, est le suivant :

$$\Phi = \frac{1}{\Delta} \mathbf{P}^{-1}(-\beta \mathbf{F} + \alpha \boldsymbol{\tau}), \Delta = \alpha\gamma - \beta^2, \quad (4.34)$$

les constantes  $\alpha, \beta, \gamma$  étant définies dans les parties précédentes. Nous les rappellons ici.

$$\alpha = \int dq \mathbf{F}^t \mathbf{P}^{-1} \mathbf{F} \quad (4.35)$$

$$\beta = \int dq \boldsymbol{\tau}^t \mathbf{P}^{-1} \mathbf{F} \quad (4.36)$$

$$\gamma = \int dq \boldsymbol{\tau}^t \mathbf{P}^{-1} \boldsymbol{\tau}. \quad (4.37)$$

Si l'on applique ce filtre à l'équation 4.22, nous obtenons que la carte filtrée moyenne ait la forme :  $\langle w_\Phi(\mathbf{0}) \rangle = y_c V$ , et que la variance de la carte filtrée soit égale à :

$$\sigma_\Phi^2 = \frac{\alpha}{\Delta}. \quad (4.38)$$

Ce filtre est celui que nous utiliserons principalement dans la suite de cette thèse et que nous désignerons sous le nom de filtre adapté multifréquentiel cinétique débiaisé, noté par le sigle simplifié FAMC.

On peut aussi remarquer que, si ces filtres sont particulièrement bien adaptés pour extraire les effets SZ par rapport au fond diffus cosmologique et au bruit instrumental, il est difficile d'appréhender de façon calculatoire les effets des sources ponctuelles et de la poussière. Ces derniers sont en effet très variés. Le moyen le plus simple pour comprendre la conséquence de la présence de ces deux composantes est l'étude de simulations, ce que nous faisons dans la partie (5.2.2).

La figure 4.1 présente le profil radial du filtre multifréquentiel non-biaisé obtenu pour des cartes simulées contenant l'ensemble des composantes des cartes à Planck, à l'exception du fond diffus infrarouge pour un amas dont la taille est d'environ 10 arcmin. Ce filtre va du centre au bord de la carte et est à symétrie de révolution. On voit que le filtre est piqué au centre de la carte au niveau du profil de l'amas, puis décroît rapidement. La majorité de la puissance du signal se situe au centre du filtre. On voit également des irrégularités plus éloignées du centre dues à la présence de poussière, du fond diffus cosmologique et des sources ponctuelles. Par ailleurs, le poids des différentes fréquences est plus élevé pour les basses fréquences que pour les autres. Le niveau est divisé par plus de 100 entre 100 et 857 GHz.

Il est à noter que, même si nous ne l'utiliserons pas dans cette thèse, un filtre adapté non biaisé pour l'effet SZT noté  $\Psi$ , de formule :

$$\Psi = \frac{1}{\Delta} \mathbf{P}^{-1}(\gamma \mathbf{F} - \beta \boldsymbol{\tau}), \quad (4.39)$$

avec pour variance :

$$\sigma_\Psi^2 = \frac{\gamma}{\Delta} \text{existe}. \quad (4.40)$$

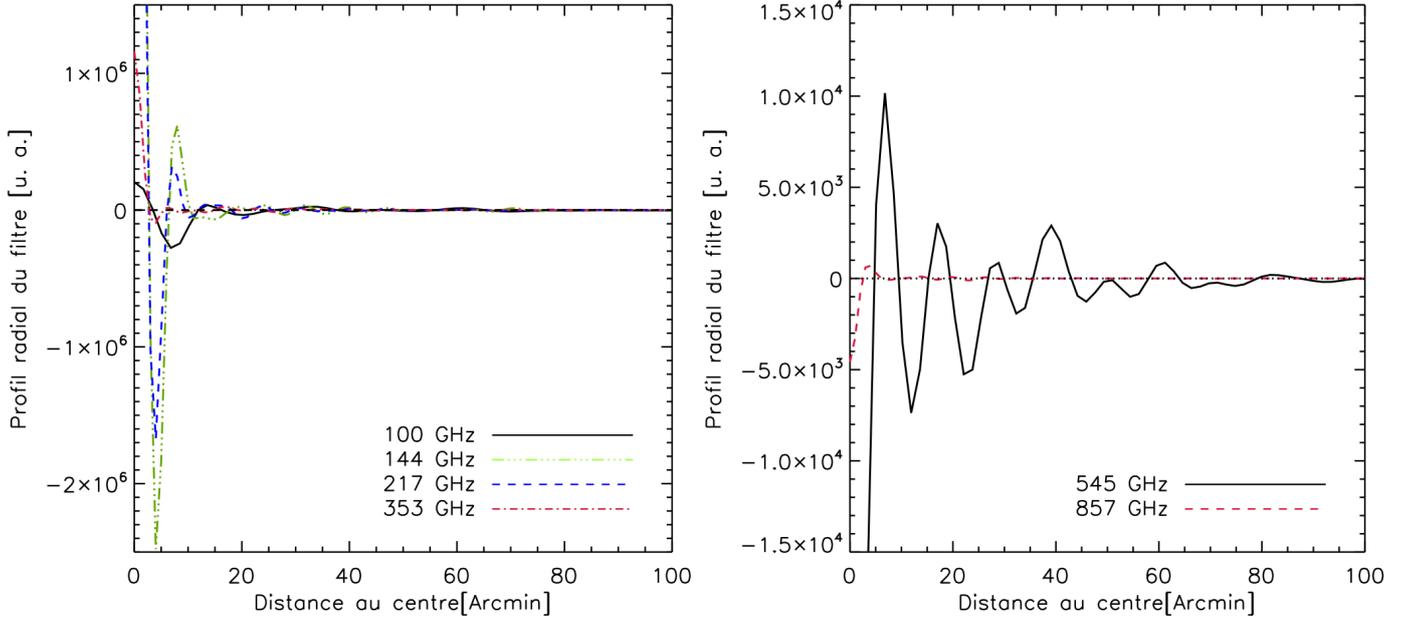


FIGURE 4.1 – Profil radial du filtre multifréquentiel non-biaisé cinétique. À gauche, pour les quatre plus basses longueurs d’ondes HFI, et à droite pour les deux longueurs d’ondes les plus hautes. Nous rappelons que le filtre est à symétrie de révolution.

## 4.5 Les paires de halos de galaxies

Comme nous l’avons mentionné dans la partie 2.3.3, les amas ont tendance à s’attirer, générant un moment moyen de paires. Nous rappelons ici la formule du moment moyen :

$$\tilde{p}_{paire} = \frac{\sum_{i<j} (\mathbf{p}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{p}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j) * c_{ij}}{\sum_{i<j} c_{ij}^2} \quad (4.41)$$

$$c_{ij} = \hat{\mathbf{r}}_{ij} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}_i + \hat{\mathbf{r}}_j}{2} = \frac{(r_i - r_j)(1 + \cos \theta)}{2\sqrt{r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos \theta}}, \quad (4.42)$$

où  $\theta$  est l’angle séparant les deux amas sur le ciel, et  $r_i \equiv |\mathbf{r}_i|$  est la distance comobile de l’amas  $i$ . Cette formule fait intervenir les moments moyens comobiles des amas qu’il nous faut donc a priori mesurer. Il est possible de le faire en utilisant les fluctuations de température SZC via la formule :  $T_{SZC,i} \equiv -N_{SZC} \mathbf{p}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i$  supposant que le ratio de la masse totale des amas sur sa masse de gaz chauds est simplement le ratio universel de la densité de matière  $\Omega_m$  sur la densité de baryon  $\Omega_b$  (voir Bhattacharya & Kosowsky (2008)). Le facteur de normalisation  $N_{SZC}$  dépend de la taille du pixel, de la taille du lobe de la carte, ainsi que du profil de densité de l’amas. Cela permet en conséquence de trouver un estimateur du moment moyen des paires ne dépendant plus directement du moment de chaque amas, mais de la distorsion spectrale générée par la vitesse de cet amas, soit donc de l’effet SZC. C’est cet estimateur, dont nous donnons la formule plus bas (voir 4.44), que nous utiliserons par la suite pour déterminer le moment moyen des paires. Par la suite, nous ne calculerons pas la vraie valeur du moment moyen car nous ne pouvons pas mesurer  $N_{SZC}$ .

Le moment statistique  $p_{paire}(r)$  est linéaire et différentiel et a donc comme propriété que tous les signaux de température associés avec des amas de galaxies individuels, comme le SZT, vont se moyennent à zéro, tant qu’ils ne dépendent pas de la distance relative entre

les amas. Nous vérifierons dans la partie d'analyse étudiant les paires de halos de galaxies que c'est effectivement le cas. Par ailleurs, certains signaux dépendant du décalage vers le rouge peuvent polluer le signal SZC comme l'émission infrarouge de galaxies au sein même des amas, ou des sources radios ou un résidu de l'effet SZT. Ces effets sont mesurés en trouvant la température moyenne  $T_{moy}(z)$  correspondant aux amas à un décalage vers le rouge donné. Pour cela, on calcule pour un amas au décalage vers le rouge  $z_i$  la température moyenne. Pour simplifier les calculs informatiques, nous calculerons la température moyenne dans des bins de décalage vers le rouge ; on compte 101 bins de largeur 0.5. Pour chaque bin  $i$  :

$$T_{moy}(z_{bin,i}) = \frac{\sum_{k=0}^{n_{amas}-1} \frac{\exp(-(z_{bin,i}-z_k)^2)}{2\sigma_z^2} \delta T_{SZC,k}}{\sum_{k=0}^{n_{amas}-1} \frac{\exp(-(z_{bin,i}-z_k)^2)}{2\sigma_z^2}}, \quad (4.43)$$

avec  $\sigma_z = 0.01$ . Pour simplifier l'écriture des formules, la déformation de température due à l'effet SZC sera écrite :  $\delta T_{SZC,k} = T_k$ . Pour chaque amas, on récupérera ensuite la valeur de  $T_{moy}(z)$  correspondant à son bin de décalage vers le rouge. A partir de cela, on peut maintenant calculer le moment de paires moyen correspondant à chaque bin de distance  $r_{bin,k}$  :

$$P_{kSZ}(r_{bin,k}) = - \frac{\sum_{i<j} [(T_i - T_{moy}(z_i)) - (T_j - T_{moy}(z_j))] c_{ij} f_{ijk}}{\sum_{i<j} c_{ij}^2 f_{ijk}}, \quad (4.44)$$

avec :

$$f_{ijk} = \begin{cases} 0 & \text{si la paire (i,j) n'est pas dans le bin k} \\ 1 & \text{si } i < j \text{ et la paire (i,j) est dans le bin} \end{cases}$$

Cette équation diffère de l'équation 4.41 par le facteur d'amplitude  $N_{SZC}$ . Nous rappelons que :

$$c_{ij} = - \frac{(r_i - r_j)(1 + \cos \theta)}{2\sqrt{r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos \theta}}. \quad (4.45)$$

Pour calculer la barre d'erreurs pour chacun des bins de distance, nous nous servons de la barre d'erreurs issue du filtre FAMC. Nous utiliserons les calculs de propagation des erreurs pour obtenir la matrice de covariance sur les bins de distance.

Pour chaque bin  $k$  et chaque amas  $i$ , on récupère les coefficients du moment par paire :

$$Coeff_{ki} = - \frac{\sum_{j \neq i} f_{ijk} c_{ij}}{\sum_{i<j} (f_{ijk} c_{ij})^2} \quad (4.46)$$

La matrice de corrélation est alors entre chaque bin  $k,l$  :

$$Mat_{corr,kl} = \sum_{i=0}^{n_{clus}-1} Coeff_{ki} Coeff_{li} \sigma_{mes,i}^2 \quad (4.47)$$

avec, pour chaque amas  $i$   $\sigma_{mes,i}$ , l'erreur de mesure en sortie du FAMC obtenue pour chaque amas  $i$ . La barre d'erreurs sur les bins est alors la racine carrée de la diagonale. Les autres coefficients seront utilisés pour calculer les  $\chi^2$ .



## Chapitre 5

# Mesure et analyse des vitesses des amas de galaxies

Dans ce chapitre, nous étudierons les résultats obtenus à partir des simulations et des données Planck dans le but de mesurer les vitesses des amas de galaxies. Ce chapitre rappellera tout d'abord les catalogues et simulations utilisés pour cette partie, puis nous présenterons différents tests effectués pendant cette thèse pour étudier les sources d'erreurs possibles lors de la mesure des vitesses des amas de galaxies. Ensuite, nous aborderons les vitesses individuelles, et enfin nous ferons plusieurs analyses statistiques de ces mesures. Il est à noter que, dans ce chapitre d'analyse, le terme vitesse se réfère à la vitesse radiale propre des amas de galaxies.

### 5.1 Catalogues et simulations

Dans ce chapitre, nous utiliserons les catalogues MCXC et MaxBCG présentés dans la partie 3.4. Dans les simulations, nous utiliserons les différents plans issus du PSM, c'est-à-dire les sources ponctuelles, les émissions galactiques. Le fond diffus cosmologique, ainsi que le bruit instrumental, sont simulés, comme expliqué dans la partie (3.3). Les émissions dues aux amas de galaxies en SZC et en SZT sont, elles, simulées indépendamment à partir du catalogue d'amas généré par le PSM. Ce catalogue contenant plusieurs centaines de milliers d'amas contient également les amas MCXC et MaxBCG. Chaque amas du catalogue issu du PSM possède une vitesse suivant la distribution des vitesses exposée dans la partie 2.3.1, sans prendre en compte le dipôle. Dans cette partie, nous avons été amenés à modifier ces vitesses et à régénérer une carte de l'effet SZC suivant des nouvelles vitesses. Il est également possible de faire de même pour modifier la taille de l'amas ou son profil, auquel cas l'effet SZT doit également être ressimulé.

### 5.2 Etude des erreurs

L'étude des erreurs, qu'elles soient systématiques ou statistiques, est cruciale pour pouvoir estimer la fiabilité des résultats. Dans cette partie, nous présenterons la simulation de base que nous utiliserons par la suite de façon à étudier les effets des différentes erreurs statistiques et systématiques susceptibles d'impacter les données.

### 5.2.1 Simulation, catalogue et outil utilisé

Dans cette partie, la simulation de base utilisée est calculée à partir du catalogue MCXC comptant 1 742 amas. Le profil de base choisi est celui issu du corps du texte de Arnaud et al. (2010) (voir partie 2.2.3). Le SZT et le SZC sont simulés en utilisant les données du catalogue MCXC, taille, masse et position des amas. L'ensemble des amas issus du catalogue MCXC est simulé avec une vitesse radiale particulière de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ . Donc, d'après notre convention, tous les amas s'éloignent de l'observateur à cette vitesse. Les simulations sont faites aux 6 longueurs d'ondes de Planck HFI. Avant l'utilisation des filtres, les cartes Planck sont découpées en 1742 petites cartes centrées sur les amas du catalogue. Dans cette partie est utilisé le filtre multifréquentiel non-biaisé cinétique pour obtenir les vitesses des amas de galaxies à partir des cartes simulées ; le filtre est présenté dans la partie 4.4.4 et sera noté FAMC. L'effet des bandes de Planck est pris en compte au départ ; nous verrons dans une sous-partie la conséquence de sa non-prise en compte.

### 5.2.2 Erreurs statistiques

Nous verrons dans cette sous-partie l'effet des différentes composantes astrophysiques sur la mesure de l'effet SZC grâce à un filtre multifréquentiel. Ces composantes sont à l'origine des erreurs statistiques sur la mesure, si elles respectent les équations 4.2 et 4.3. Les sources ponctuelles étant inhomogènes, elles ne respectent pas à priori ces équations et devraient en toute rigueur apparaître dans la partie traitant des erreurs systématiques ; néanmoins, nous avons préféré les laisser dans la partie traitant des effets des composantes astrophysiques. À cet effet, nous partons d'une carte simulée ne comptant que l'effet SZC et du bruit, puis nous rajoutons successivement les différentes composantes des cartes Planck (FDC, sources ponctuelles, galaxies...). Nous étudions alors la conséquence de ces ajouts sur la moyenne de la vitesse des amas de galaxies du catalogue MCXC et sur son erreur. La moyenne des vitesses est calculée de façon pondérée à partir des vitesses et des erreurs sur les vitesses obtenues en sortie du FAMC (voir partie 4.4.4). Les formules de la moyenne et de son erreur sont donc les suivantes :

$$V_{moy,pond} = \frac{\sum_i \frac{1}{\sigma_{mes,i}^2} V_i}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{mes,i}^2}} \quad (5.1)$$

$$\sigma_{moy} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \frac{1}{\sigma_{mes,i}^2}}}, \quad (5.2)$$

avec  $\sigma_{mes,i}$  l'erreur de mesure obtenue sur la vitesse  $V_i$  de l'amas  $i$  directement en sortie des filtres adaptés (voir 4).

Nous rappelons que, dans la simulation, l'ensemble des amas du catalogue MCXC a une vitesse de  $300 \text{ km.s}^{-1}$  et qu'en conséquence la moyenne des vitesses mises en entrée de la simulation est de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ . Si tout va bien, c'est donc cette valeur que nous devrions obtenir en sortie d'analyse. Le tableau 5.1 récapitule l'ensemble des effets enregistrés sur la moyenne et son erreur, due aux différentes composantes astrophysiques des cartes Planck. La figure 5.1 montre les effets de l'ajout des principales composantes.

**Effet du bruit instrumental** La première composante responsable des erreurs statistiques est le bruit instrumental. Il génère une erreur de l'ordre de 3 %, soit  $10 \text{ km.s}^{-1}$  pour une vitesse moyenne de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ . Il est à noter que la présence d'un minimum de bruit est obligatoire pour le bon fonctionnement du filtre multifréquentiel. En effet, la barre

Composantes de la simulation	Masque	Nombre d'amas	Vitesse moyenne (km.s <sup>-1</sup> )
SZC+Bruit	non	1743	278.48 ± 10.16
SZC+SZT+Bruit	non	1743	292.21 ± 9.898
SZC+ SZT+FDC+Bruit	non	1743	240.51 ± 55.34
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	non	1743	235.39 ± 55.46
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	oui	1468	249.60 ± 60.28
SZC+SZT+FDC+PS+Gal+Bruit	non	1743	-49.26 ± 61.01
SZC+SZT+FDC+PS+Gal+Bruit	oui	1468	226.40 ± 67.74
SZC+SZT+FDC+PS+Gal+Bruit+Amas	oui	1468	283.27 ± 62.00

TABLE 5.1 – Les différentes composantes sont ajoutées au fur à mesure pour en voir les effets sur la mesure de la vitesse moyenne. Les SZC, SZT, Bruit, FDC, Gal, PS, Amas font référence respectivement à l'ajout des effets Sunyaev-Zel'dovitch cinétique, thermique, du bruit instrumental, du fond diffus cosmologique, de la galaxie, des sources ponctuelles, et enfin l'ajout dans la simulation d'autres amas non-présents dans le catalogue MCXC. La description de l'ensemble de ces composantes, à l'exception la dernière, est disponible dans la partie 3.2.1.

d'erreurs de la vitesse est évaluée à partir du spectre de puissance de la carte. L'absence totale de bruit fait que le spectre de puissance correspond alors à celui de l'amas et non du fond. La barre d'erreurs n'est alors plus valable et la valeur centrale risque, elle aussi, d'être biaisée du fait que le spectre intervient dans son calcul.

**Effet de l'effet SZ thermique** L'effet du SZT est potentiellement de biaiser la mesure de l'effet SZC, comme on l'a vu dans le chapitre précédent. L'impact de l'effet SZT sur l'erreur statistique est faible, de l'ordre de 4.6 %. Le filtre non biaisé semble donc faire correctement son travail. Dans le cas de nos simulations, ce biais semble aller dans le sens de la mesure. Ceci est probablement dû au fait que le signal SZT doit ici renforcer l'effet SZC. Il est important de remarquer que cela aurait pu être l'inverse. Néanmoins, l'effet SZT a un effet bien moins important que celui du fond diffus cosmologique à travers le filtre non-biaisé.

**Effet du fond diffus cosmologique** Le FDC est la plus grande source d'erreurs statistiques, la barre d'erreurs passant de 3 % à 18 % avec l'adjonction de cette composante. Cela peut s'expliquer par le fait que le fond diffus cosmologique est 10 fois plus puissant que l'effet SZC. De plus, il est présent sur l'ensemble de la carte et possède la même loi d'émission que l'effet SZC ; la seule façon de le différencier alors de l'effet SZC est la position spatiale du signal.

**Effet de la galaxie** La galaxie est une autre source astrophysique d'erreurs statistiques. L'adjonction de la composante de la galaxie sans utilisation d'un masque n'a pas pour effet, comme on pourrait s'y attendre, d'augmenter la barre d'erreurs. Son effet principal est de biaiser la valeur moyenne. Cela peut s'expliquer par le fait que le signal SZC issu des amas doit être contaminé par le signal de la galaxie. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser un masque pour corriger ce biais. Le masque utilisé exclut tous les amas dont la latitude est inférieure à 20°, pour limiter l'effet de la galaxie, auquel est ajoutée une exclusion sur les amas trop proches des sources ponctuelles, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. L'adjonction de ce masque a pour effet d'augmenter légèrement la barre d'erreurs

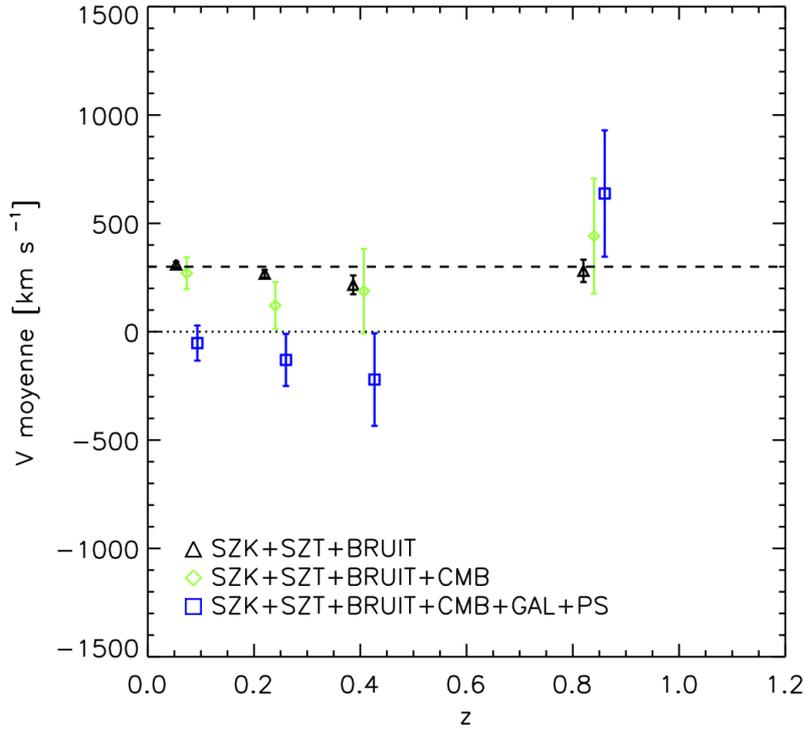


FIGURE 5.1 – Vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge. Les triangles noirs correspondent à une simulation contenant les effets SZ cinétique et thermique, ainsi que le bruit instrumental. Les losanges verts correspondent à l’ajout à la simulation précédente du fond diffus cosmologique. Les carrés bleus correspondent à l’ajout des deux dernières composantes du ciel, c’est-à-dire la galaxie plus les sources ponctuelles. Dans ce graphique, les sources ponctuelles ne sont pas masquées. Dans cette simulation, tous les amas sont simulés avec une vitesse de  $300 \text{ km.s}^{-1}$  ; la vitesse moyenne attendue est donc de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ . Par ailleurs, pour simplifier la lecture, les points sont légèrement décalés les uns par rapport aux autres, bien que les bins de décalage vers le rouge soient, en fait, identiques pour toutes les réalisations.

due à la perte de statistique, mais également de supprimer le biais causé par la galaxie.

**Effet des sources ponctuelles** L’ajout des sources ponctuelles dans les cartes a un effet comparable à celui de la galaxie, c’est-à-dire la barre d’erreurs n’est que peu impactée par celui-ci. La valeur centrale est très fortement biaisée par la présence des sources ponctuelles. Cela peut s’expliquer par le fait que le signal de la source ponctuelle se somme, voire se substitue, à celui de l’amas, si celle-ci est trop proche de l’amas. L’utilisation d’un masque est alors indispensable pour limiter l’effet des sources ponctuelles. Dans notre cas, le masque a pour effet de supprimer tous les amas à moins de 5 arcmin des sources ponctuelles les plus brillantes. L’ajout de celui-ci supprime la quasi-totalité du biais généré par les sources ponctuelles. Ces dernières sont un des responsables les plus importants des biais de mesures. La présence de sources ponctuelles au sein même des amas pourrait donc être, théoriquement, une source de biais possible.

**Effet des autres amas de galaxies** Jusqu’à présent, dans les simulations, seuls les amas faisant partie du catalogue MCXC étaient simulés. Nous avons donc refait une autre

Composantes de la simulation	Effet testé	Vitesse moyenne (km.s <sup>-1</sup> )
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Sans	249.60 ± 60.28
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Extraction sans bande	93.38 ± 60.35
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Surestimation de la largeur à mi-hauteur	250.71 ± 60.71
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Sous-estimation de la largeur à mi-hauteur	248.49 ± 59.85
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Erreur sur la largeur à mi-hauteur	248.26 ± 60.29
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Simulation Profil standard	256.96 ± 55.22
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Simulation Profil non-isotherme	234.60 ± 60.28
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Sous-estimation de la taille de l'amas	186.19 ± 51.86
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Surestimation de la taille de l'amas	323.54 ± 69.36
SZC+SZT+FDC+Gal+Bruit	Erreur aléatoire sur la taille de l'amas	240.09 ± 58.00

TABLE 5.2 – Ce tableau donne les effets des possibles sources d’erreurs systématiques sur la mesure des vitesses des amas de galaxies. Ces différents effets sont expliqués individuellement dans les paragraphes suivants. L’erreur indiquée est l’erreur statistique.

simulation où, outre les amas de MCXC, environ 220000 autres amas sont simulés. L’effet de l’ajout de ces autres amas est de changer la vitesse moyenne. Dans notre cas, cela a tendance à supprimer le biais dû aux sources ponctuelles. Dans la réalité, cet effet est plus difficile à appréhender. En effet, si l’on peut supposer qu’un gros amas proche d’un plus petit peut le biaiser, il est donc alors possible d’éjecter éventuellement ces petits amas. L’effet inverse est plus difficile à appréhender, en particulier, si l’on considère que ces plus petits amas ont une chance non négligeable de ne pas être connus. Néanmoins, on peut considérer que ces effets sont limités au vu des erreurs systématiques, et surtout, de l’utilisation d’un profil précis pour chaque amas.

Dans cette partie ressort le fait que la principale source d’erreur statistique dans la mesure de l’effet SZC est le FDC ; vient ensuite le bruit instrumental. Les autres composantes astrophysiques n’interviennent que peu dans la barre d’erreurs, mais peuvent être source d’un biais de mesure si elles sont mal prises en compte, c’est-à-dire si elles ne sont pas masquées.

### 5.2.3 Erreurs systématiques

Au-delà des erreurs statistiques générées par les composantes astrophysiques, un certain nombre d’erreurs systématiques peuvent impacter la mesure des vitesses des amas de galaxies. Dans cette partie, nous présenterons les effets des bandes de fréquences, des erreurs sur le lobe de Planck, des erreurs sur le profil des amas et sur leurs tailles. L’ensemble de ces différents effets est résumé dans le tableau 5.2.

**Effet des bandes Planck** Le premier des effets systématiques et le plus important, s’il est mal pris en compte, est l’effet des bandes. Comme on l’a dit dans la partie 3.1, les fréquences d’observations de Planck ne sont pas des pics de Dirac infiniment fins, mais des bandes de fréquences d’une largeur de l’ordre de 30 %. Les simulations que nous créons prennent en compte ces bandes dans la génération des composantes. Il faut donc également les prendre en compte dans l’extraction pour corriger de l’effet SZT la mesure de l’effet SZC. Il est alors nécessaire de connaître précisément la dépendance en fréquence de l’effet SZT, et donc de connaître la fréquence d’observation de Dirac équivalente aux bandes de fréquences Planck. Cette fréquence équivalente est appelée fréquence effective. Celle-ci correspond à la fréquence à laquelle serait observé l’effet SZT si l’on intégrait cet effet sur

les bandes Planck. Le tableau 5.3 donne les fréquences effectives d'observation pour toutes les bandes de fréquences de Planck.

On observe que la différence entre la fréquence nominale et celle effective est de l'ordre de quelques GHz pour les plus basses fréquences et devient plus importante, de l'ordre de plusieurs dizaines de GHz, pour les plus hautes fréquences. Cet effet est particulièrement critique à 217 GHz. En effet, la supposition de base, selon laquelle cette longueur d'onde ne serait pas contaminée par l'effet SZT, n'est plus vraie. De fait, il devient obligatoire, même à cette longueur d'onde, de corriger l'effet SZT, surtout que la croissance de l'effet SZT à ces longueurs d'ondes est particulièrement forte (voir figure 2.5). Il faut, dans le FAMC, remplacer les fréquences nominales par la fréquence effective, de façon à décontaminer l'effet SZC de l'effet SZT. Cet effet se ressent très fortement sur la moyenne avec un biais de 50 % si l'on ne prend pas en compte les effets de bandes, comme l'atteste la deuxième ligne du tableau 5.2 par rapport à la première ligne, où les effets de bandes sont pris en compte. Cet effet est également visible sur les données, comme nous le verrons par la suite. La figure 5.2 nous montre l'effet de la prise en compte ou non des effets de bandes. La correction des effets de bandes dans le FAMC ne change pas la barre d'erreurs statistiques mais est obligatoire pour obtenir un signal SZC non-biaisé par le SZT. Les erreurs sur les bandes de Planck ne sont pas prises en compte dans l'analyse, car elles sont trop faibles pour biaiser significativement la mesure.

**Effet de l'erreur sur le lobe de Planck** Le lobe de Planck intervient dans l'extraction des vitesses des amas de galaxies, au moment de la construction du profil lobé utilisé dans le filtre FAMC. La question est alors de savoir quel serait l'impact de l'erreur sur le lobe sur la mesure des vitesses. Les erreurs sur la résolution des fréquences HFI sont données dans le tableau 5.4. Pour appréhender l'effet de ces erreurs, nous avons effectué trois tests différents. Dans le premier test, la taille du lobe est systématiquement surestimée de son erreur. Dans le second cas, celle-ci est systématiquement sous-estimée. Dans le dernier cas, le lobe par fréquence est calculé dans une gaussienne centrée sur le lobe par fréquence et de déviation standard l'erreur sur le lobe. Dans le tableau 5.2, on voit que l'effet de l'erreur sur la résolution est faible, voire très faible de l'ordre 0.3 % quelque soit l'effet. Cette erreur n'est donc pas prédominante dans les erreurs systématiques et ne sera donc pas prise en compte pour la suite.

### Erreur sur les profils des amas

Fréquence nominale en GHz	30	44	70	100	143	217	353	545	857
Fréquence effective en GHz	29	45	73	103	145	222	360	528	782

TABLE 5.3 – Fréquences effectives d'observation de l'effet SZT correspondant aux fréquences nominales de Planck.

Fréquence centrale de Planck [GHz]	100	143	217	353	545	857
Résolution angulaire [FWHM, arcmin]	9.88	7.18	4.87	4.65	4.72	4.39
Erreur sur la résolution angulaire [FWHM, arcmin]	0.04	0.02	0.03	0.04	0.06	0.05

TABLE 5.4 – Valeur et erreur sur la résolution angulaire des cartes aux longueurs d'ondes HFI.

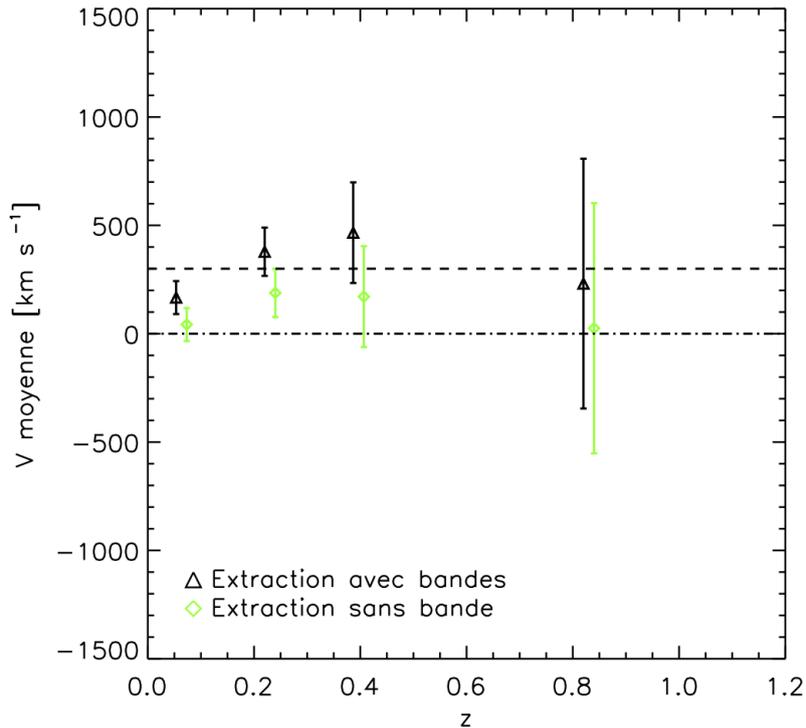


FIGURE 5.2 – Vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge. Les triangles noirs correspondent à une extraction prenant en compte les effets de bandes, à l’inverse des losanges verts. Rappelons que, dans les deux cas, la simulation est la même, et que celle-ci prend en compte les effets de bandes. Cette simulation contient toutes les composantes des cartes Planck (FDC+Galaxie+bruit+SZK+SZT), à l’exception des sources ponctuelles. Dans cette simulation, comme précédemment, tous les amas sont simulés avec une vitesse de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ ; la vitesse moyenne attendue est donc de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ .

**Profil de l’amas** Le profil des amas de galaxies est la source principale d’erreurs systématiques. En effet, comme nous l’avons vu dans la partie 2.2.3, le profil des amas reste un des points d’incertitude dans l’étude des amas de galaxies. Il est donc très important d’appréhender les différents effets des erreurs sur le profil des amas de galaxies. À cet effet, nous avons tout d’abord simulé les effets SZC et SZT à partir de différents types de profil. Les trois types de simulations sont avec des profils isothermes standards et non-standards ainsi qu’un profil non-standard non-isotherme. On rappelle que les terminaisons non-standards et standards correspondent aux profils présentés respectivement dans le corps et l’annexe de Arnaud et al. (2010). Pour les trois simulations, le profil pour l’extraction est le même, c’est-à-dire un profil non-standard.

L’effet de l’utilisation d’un profil standard dans la simulation par rapport à un profil non-standard est faible, de l’ordre de 3 % (voir tableau 5.2) sur la valeur moyenne. L’utilisation d’un profil non-isotherme a, lui, plus d’effet, de l’ordre de 5 %, cet effet pouvant monter à 10 % pour certaines réalisations. Cependant, comme on peut le voir dans la figure 5.3, l’effet reste inférieur à la barre d’erreurs et tous les modèles sont compatibles.

**Taille de l’amas** Au-delà du profil, la taille des amas est elle aussi, importante. En effet, on estime l’erreur sur la taille des amas à environ 10 %. Pour tester l’effet de la taille des amas, une seule et même simulation d’amas au profil non-standard a été créée. Le test se situe au niveau de l’extraction. Trois extractions différentes ont été réalisées :

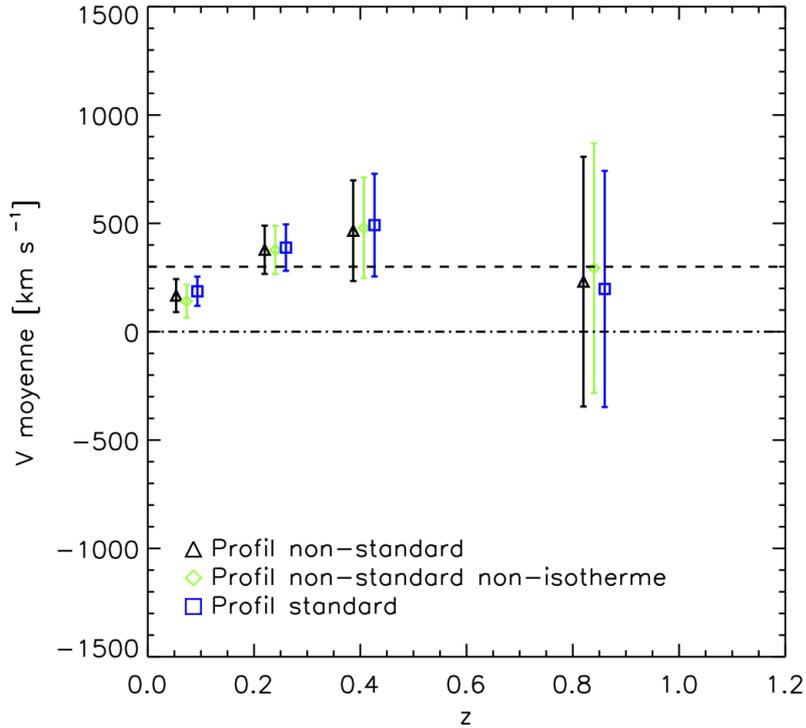


FIGURE 5.3 – Vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge. Les triangles noirs correspondent à une simulation où les amas sont simulés avec un profil isotherme non-standard. Le carré bleu correspond à ceux ayant un profil isotherme standard. Le losange vert correspond lui à un profil non-standard non-isotherme. On rappelle que, dans les trois cas, le profil d'extraction est non-standard. Cette simulation contient toutes les composantes des cartes Planck (FDC+Galaxie+bruit+SZK+SZT), à l'exception des sources ponctuelles. Dans cette simulation, comme précédemment, tous les amas sont simulés avec une vitesse de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ ; la vitesse moyenne attendue est donc de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ .

- dans le premier cas, la taille des amas est systématiquement surestimée de 10 %,
- dans le deuxième cas, la taille des amas est systématiquement sous-estimée de 10 %,
- dans le troisième cas, la taille des amas est choisie dans une gaussienne centrée sur la taille de l'amas et de déviation standard : l'erreur de 10 % sur la taille des amas.

On peut voir l'effet de ces trois cas dans la figure 5.4, ainsi que dans le tableau 5.2.

Pour les deux cas extrêmes, les conséquences sont les suivantes :

- si on surestime la taille de 10 %, on surestime le signal de 26 %.
- Si on sous-estime la taille de 10 %, on sous-estime le signal de 26 %.

Une erreur sur la taille de l'amas peut alors, de fait, sembler critique. Seulement, si l'on se place dans le troisième cas, plus réaliste, où la taille des amas souffre d'une erreur aléatoire de 10 %, alors on trouve un signal impacté seulement de 3.3 %, ce qui reste inférieur à la barre d'erreur sur la moyenne. Ce troisième cas est le cas le plus réaliste, l'erreur n'étant pas en réalité systématique comme dans les deux premiers cas. Par conséquent, si le FAMC présente une sensibilité certaine à la taille de l'amas, l'erreur estimée de 10 % sur la taille des amas n'a qu'un impact relativement faible sur la valeur de la moyenne au vu des barres d'erreurs sur la moyenne.

Le profil des amas est donc un élément sensible pour le FAMC; néanmoins, son effet reste inférieur à la barre d'erreurs statistiques que nous obtenons à l'heure actuelle.

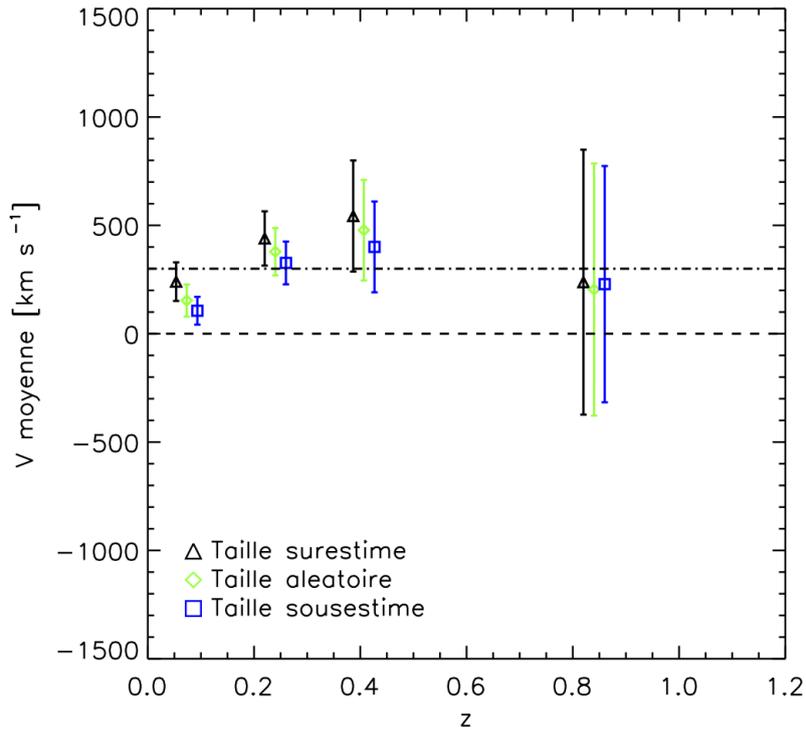


FIGURE 5.4 – Vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge. Les triangles noirs correspondent à une extraction avec une surestimation systématique de la taille des amas de 10 %. Le carré bleu correspond à une sous-estimation systématique de la taille, de 10 % également. Le losange vert correspond à un cas médian où la taille est calculée en fonction d’une erreur gaussienne de 10 %. On rappelle que, dans les trois cas, la simulation est la même. Cette simulation contient toutes les composantes des cartes Planck (FDC+Galaxie+bruit+SZK+SZT) à l’exception des sources ponctuelles. Dans cette simulation, comme précédemment, tous les amas sont simulés avec une vitesse de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ ; la vitesse moyenne attendue est donc de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ .

**Déformation du profil et biais de projection** Pour vérifier que le filtre FAMC ne soit pas biaisé, un test Monte-Carlo a été réalisé. Nous avons généré plusieurs réalisations du bruit et du FDC que nous avons ensuite sommées avec une carte du SZC et une carte SZT, simulées comme expliqué en début de chapitre avec des amas de profil non-standard et une vitesse de  $300 \text{ km.s}^{-1}$  suivant le catalogue MCXC. Nous avons ensuite mesuré la vitesse de la valeur moyenne pour ces  $n$  simulations. Théoriquement, on s’attendrait alors à ce que la moyenne des moyennes soit de  $300 \text{ km.s}^{-1}$ . Sur 10 réalisations de cartes, on trouve une moyenne de  $245 \pm 18 \text{ km.s}^{-1}$ . On peut remarquer que l’erreur correspond ici à celle sur la moyenne des moyennes, soit comme celle sur chacune des réalisations est sensiblement la même pour chaque réalisation, qui est alors égale à :  $55/\sqrt{10} = 18 \text{ km.s}^{-1}$ .

Le filtre semble donc montrer un biais de  $1\sigma$  sur la valeur de base de la barre d’erreurs  $55 \text{ km.s}^{-1}$ . L’identification de l’origine de ce biais fut un travail difficile et a nécessité d’écarter un certain nombre d’autres causes possibles. Néanmoins, la véritable raison de ce biais est due à des effets de projection. Lors de la simulation des amas, ceux-ci sont générés directement sur des cartes "tout le ciel". À l’opposé, dans le filtre, le profil de l’amas servant à l’extraction est, lui, généré sur une petite carte. C’est cette différence entre le profil utilisé par la simulation et la forme réelle de l’amas dans la simulation qui génère ce biais.

Pour prouver que ce sont bien ces effets de projection qui sont à l'origine de ce biais, nous avons généré dans la simulation des effets SZC et SZT sur des petites cartes, au lieu de les générer sur l'ensemble du ciel comme précédemment. Nous obtenons alors sur 10 réalisations la disparition du biais.

Bien que nous ayons identifié le problème, il est difficile de corriger cet effet dans le filtre. Cela supposerait que le profil servant à l'extraction soit généré et lissé sur la carte "tout le ciel" avant d'être découpé. Si cela est théoriquement possible, le temps de calcul nécessaire à de telles opérations multiplierait le temps de calcul actuel par 10. De plus, dans la mesure où l'on ne connaît pas précisément le profil de l'amas, il n'est pas certain que, même une fois cette correction effectuée, le profil adopté dans le filtre soit celui des amas réels. C'est pourquoi nous avons décidé de ne pas corriger cet effet.

## 5.3 Mesures des vitesses individuelles

### 5.3.1 Mesures obtenues à partir des simulations

Nous utiliserons dans cette partie, une simulation du catalogue MCXC avec des vitesses suivant la distribution de vitesse réaliste présentée dans la partie 2.3.1. La moyenne des vitesses de la distribution est donc, en entrée de simulation, égale à  $0 \text{ km.s}^{-1}$  et sa dispersion égale à  $270 \text{ km.s}^{-1}$ . La simulation contient tous les éléments de la carte réelle de Planck, c'est-à-dire outre les effets SZ, la carte contient le FDC, le bruit instrumental, la galaxie et les sources ponctuelles. Les composantes astrophysiques de la carte, à l'exception des effets SZ, étant les mêmes que dans la partie précédente, nous avons dû utiliser un masque. Nous récupérons donc 1468 amas non-masqués.

Le tableau 5.5 contient l'ensemble des données d'analyse issu de la simulation. La première vérification que nous avons effectuée consiste à évaluer si le rapport entre les vitesses mises en entrée de la simulation sont bien en adéquation avec les vitesses mises en sortie. Le graphique 5.7 montre la relation entre les vitesses en entrée de simulation et celles en sortie. À partir de cette relation, nous avons effectué une régression linéaire en supposant que  $V_{\text{entrée}} = aV_{\text{sortie}} + b$ . La pente  $a$  de la régression linéaire est égale à  $0.88 \pm 0.24$ , ce qui est en accord avec la valeur de "1" souhaitée. Nous sommes donc dans un des cas favorables, en ce qui concerne le biais de projection (voir partie précédente).

Nous allons maintenant étudier les vitesses et les erreurs individuelles obtenues en sortie d'extraction. Ces erreurs sont très importantes avec une moyenne de  $3721 \text{ km.s}^{-1}$  par rapport à l'amplitude des vitesses individuelles qui est de l'ordre d'environ  $100 \text{ km.s}^{-1}$ . Ces barres d'erreurs élevées sont dues principalement au FDC comme on l'a vu dans la partie précédente. Au vu de ces grandes barres d'erreurs, il semble donc nécessaire d'effectuer des études statistiques sur les vitesses particulières. La figure 5.6 donne la distribution des vitesses obtenues en sortie de filtre. On voit que cette distribution présente des queues non-gaussiennes probablement dues à la présence des sources ponctuelles dans les cartes et des effets de poussières.

Nombre d'amas	Pente de la régression linéaire	Erreur Moyenne ( $\text{km.s}^{-1}$ )	Nombre de mesure à $3\sigma$
1468	$0.88 \pm 0.24$	3721	6

TABLE 5.5 – Ce tableau présente les données extraites de la simulation réaliste réalisée précédemment. Le nombre de mesures à  $3\sigma$  sera discuté dans la partie 5.3.3. La régression linéaire est effectuée en se servant de la fonction REGRESS d'IDL, effectuant une régression linéaire multiple.

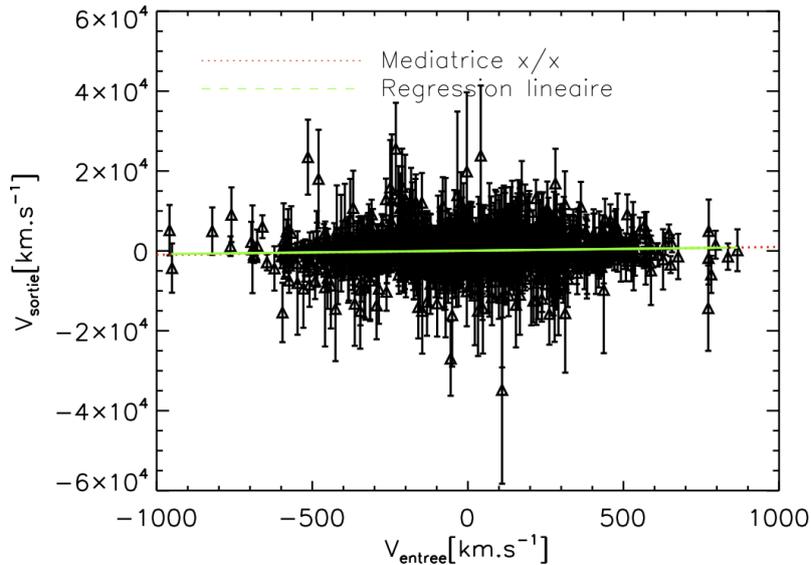


FIGURE 5.5 – Vitesse en sortie de la simulation par rapport à la vitesse en entrée. La simulation contient toutes les composantes Planck, à l’exception du fond diffus infrarouge. Les vitesses des amas sont simulées en entrée à partir d’une distribution de vitesse de moyenne nulle et ayant une dispersion égale à  $270 \text{ km.s}^{-1}$ . Les vitesses en sortie sont celles obtenues en sortie du filtre FAMC non-biaisé. La droite verte solide correspond à la régression linéaire de  $V_{\text{entrée}}$  vs  $V_{\text{sortie}}$ . La droite en pointillés rouges correspond à la bissectrice 1/1.

### 5.3.2 Mesures obtenues à partir des données

Pour cette partie, nous avons utilisé les six cartes issues de la mission nominale de Planck HFI (version DX7), ainsi que les cartes 2D-ILC, présentées dans la partie 3.2.2. Le catalogue utilisé est le catalogue MCXC, cité précédemment. Les cartes sont ensuite découpées en petites cartes de  $10^\circ \times 10^\circ$  sur le ciel, chacune centrée sur un amas de galaxies. Pour extraire les vitesses d’amas de galaxies, nous avons utilisé le filtre FAMC dans le cas des cartes brutes Planck avec un profil d’amas non-standard. Dans le cas de la carte 2DILC, nous avons utilisé un filtre monofréquentiel, présenté dans la partie 4.3.

Le masque des amas est celui présenté dans l’article X. I. I. I. Planck Collaboration (2013). Dans ce dernier, sont exclus tous les amas localisés à moins de 1.5 FWHM de sources ponctuelles détectées à plus de  $5\sigma$ , dans une des fréquences Planck. Les amas situés dans des régions de hautes émissions galactiques, ainsi que ceux dont les masses sont inférieures à  $10^{13} M_\odot$ , sont également évincés. Il reste 1 405 amas non masqués. Dans le cas de la carte 2D-ILC, le masque est plus strict et ne conserve que 1 321 amas.

La figure 5.7 présente l’histogramme de la distribution des vitesses obtenues avec les cartes brutes HFI. La distribution est quasi-symétrique autour de zéro et présente une déviation standard de  $3500 \text{ km.s}^{-1}$ . Si la distribution des vitesses est théoriquement une gaussienne, comme nous l’avons vu dans la partie 2.3.1, nous sommes ici en présence de queues de distribution non-gaussiennes, en accord avec la simulation, probablement dues à des sources ponctuelles peut-être au sein même des amas, ou à d’autres effets non-gaussiens dans certaines galaxies.

Les principaux résultats individuels, en vue de la mesure, sont présentés dans le tableau 5.7. Les barres d’erreurs individuelles sont semblables d’une réalisation à l’autre, que ce soit pour les cartes brutes Planck ou la carte 2D-ILC. Le deuxième cas présente quand

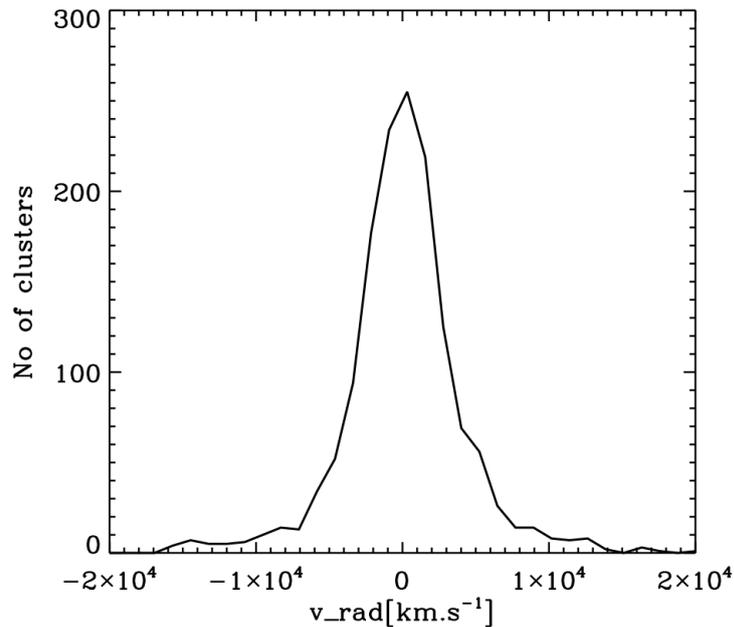


FIGURE 5.6 – Histogramme des vitesses radiales particulières obtenues en sortie du FAMC sur des cartes simulées de Planck contenant le FDC, la galaxie, les sources ponctuelles, le bruit instrumental et les effets SZ. Les vitesses des amas sont simulées en entrée à partir d’une distribution de vitesse de moyenne nulle et ayant une dispersion égale à  $270 \text{ km.s}^{-1}$ .

Type de cartes	Nombre d’amas	Erreur moyenne ( $\text{km.s}^{-1}$ )	Nombre de mesures à $3\sigma$
Cartes Planck brutes	1405	3453	3
Carte 2D-ILC	1321	3346	3

TABLE 5.6 – Ce tableau présente les données extraites des cartes Planck brutes et de la carte 2D-ILC.

même des barres d’erreur individuelles légèrement inférieures. Celles obtenues sur les vraies données sont, de plus, en accord avec celles obtenues dans la simulation. La conséquence de ces très grandes barres d’erreurs est que nous devons, comme montré dans la partie simulation, utiliser des analyses statistiques.

### 5.3.3 Réflexion sur les mesures à $3\sigma$

Que ce soit au niveau des simulations ou des données, plusieurs mesures de vitesses sont à plus de  $3\sigma$  de 0. Le raisonnement que nous faisons ici supposerait, en fait, que la distribution des vitesses soit parfaitement gaussienne. Néanmoins, les queues non gaussiennes ont pour conséquence d’augmenter le nombre de ces mesures à plus de trois sigmas. On se place ici dans un cas à minima en supposant une distribution gaussienne. Au niveau des simulations, sur 10 réalisations en moyenne, on a 4 mesures à plus de  $3\sigma$ .

La figure 5.8 montre les 6 mesures obtenues pour la réalisation étudiée précédemment. Comme on peut le voir sur cette figure, aucune de ces valeurs ne correspond à des vraies mesures de vitesses. En effet, les vitesses en entrée sont en réalité bien plus faibles que

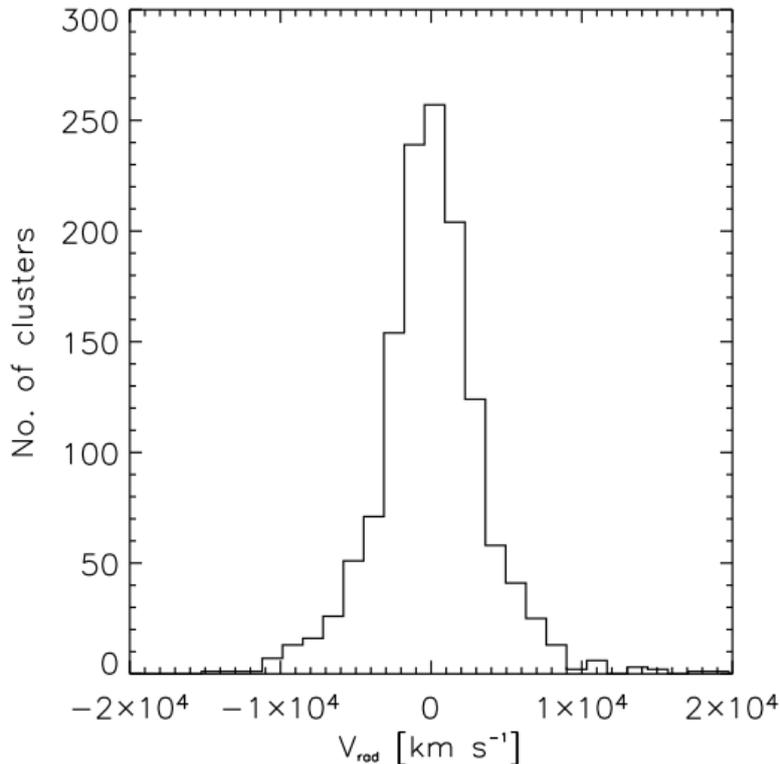


FIGURE 5.7 – Histogramme des vitesses radiales particulières obtenues en sortie du FAMC sur les cartes brutes Planck HFI.

celles mesurées à la sortie du FAMC. Dans certains cas, l’origine de ces déviations peut être étudiée. Parmi celles possibles, on compte la présence de grosses sources ponctuelles dans la carte, des amas trop étendus par rapport à la taille de la petite carte découpée, ou de la pollution par la galaxie. Dans les cas où les amas ne sont pas centrés dans les petites cartes, certains amas trop proches des bords de la carte peuvent également générer des artéfacts. Ce dernier point ne s’applique que lorsque les petites cartes ne sont pas centrées sur les amas, comme avec le catalogue MaxBCG. Cependant, dans la majorité des cas, la raison de ces déviations est simplement statistique. En effet, sur 1 468 amas, avec une distribution gaussienne, 4 amas doivent, statistiquement, se retrouver à plus de  $3\sigma$ . Ce résultat de 4 mesures est le même que nous retrouvons en moyenne sur les 10 réalisations.

Au niveau des données, que ce soit pour les cartes brutes ou la carte 2D-ILC, 3 amas ont des mesures de vitesses à plus de  $3\sigma$  de 0. Le tableau 5.7 donne le nom et les vitesses obtenues dans les deux cas. Comme on peut le voir dans ce dernier, aucun des amas ne sont en commun dans les deux cas. Cela tend à confirmer le fait que ces 3 mesures sont d’origine statistique.

Au-delà de ces études individuelles, il est nécessaire de réaliser des analyses statistiques, surtout au vu des grandes barres d’erreurs obtenues sur les vitesses individuelles.

## 5.4 Analyse statistique

Dans cette partie, nous étudierons la moyenne des vitesses des amas de galaxies ainsi que la variance de ces variances, mais également le dipôle des amas de galaxies.

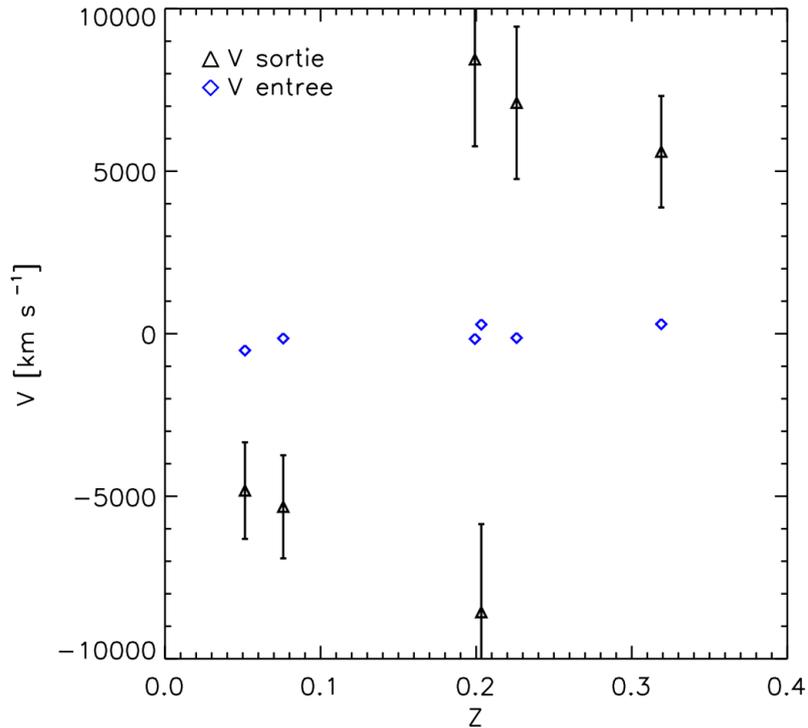


FIGURE 5.8 – Vitesses mesurées à  $3\sigma$  obtenues dans une simulation. Les triangles noirs sont les mesures extraites de la simulation. Les losanges bleus correspondent aux vitesses en entrée. La simulation contient toutes les composantes Planck à l’exception du fond diffus infrarouge. De plus, les vitesses des amas sont simulées en entrée à partir d’une distribution de vitesse de moyenne nulle et ayant une dispersion égale à  $270 \text{ km.s}^{-1}$ .

#### 5.4.1 Etude de la moyenne

La première étude statistique possible est celle de la moyenne. Comme on l’a vu dans la partie 2.3.1, l’étude de la moyenne des vitesses particulières des amas de galaxies est importante d’un point de vue cosmologique. En effet, de par, le principe cosmologique d’uniformité et d’isotropie de l’univers, la moyenne des vitesses particulières des amas de galaxies devrait être nulle.

On se place d’abord au niveau de la simulation en utilisant la même que celle présen-

Nom des amas	Vitesses mesurées $\text{km.s}^{-1}$	Erreur sur les vitesses mesurées $\text{km.s}^{-1}$
<b>Cartes Planck</b>		
RXC J0016.3-3121	-8 422	2 469
RX J0341.9-4500	62 852	17 831
RXC J1854.1+6858	-6 342	2 039
<b>Carte 2D-ILC</b>		
RXC J1019.9+4059	6 245	2 016
BVH2007 NS 21	9 455	2 528
RX J1256.6+4715	-8 079	1634

TABLE 5.7 – Ce tableau donne les données extraites des cartes Planck brutes et de la carte 2D-ILC.

tée dans la partie précédente. Dans cette simulation, la moyenne des vitesses en entrée de simulation est nulle. Deux modes de calcul de moyenne sont possibles : l'un prenant en compte les barres d'erreurs obtenues en sortie du FAMC et donnant une moyenne dite pondérée ; dans l'autre cas dit non-pondéré, l'on ne prend pas en compte les barres d'erreurs. Dans le cas non-pondéré, nous obtenons une vitesse moyenne de  $104 \pm 97 \text{ km.s}^{-1}$ , et dans le cas pondéré  $65 \pm 62 \text{ km.s}^{-1}$ . Le cas pondéré permet donc d'améliorer la barre d'erreurs de près de 36 %. C'est pourquoi seule la méthode de calcul de la moyenne pondérée sera considéré dans la suite.

Dans le tableau 5.8, sont données les moyennes des vitesses pour la simulation, les cartes brutes et la carte 2D-ILC. Au niveau de la simulation, nous voyons que la valeur moyenne est bien compatible avec zéro, comme attendu par la distribution des vitesses en entrée. En ce qui concerne les données, nous obtenons dans les deux cas une moyenne des vitesses compatible avec zéro. La barre d'erreur est semblable à celle obtenue dans la simulation. Cette valeur de la moyenne de vitesses va donc dans le sens du principe cosmologique. L'univers semble ainsi, encore et toujours, homogène et isotrope.

La figure 5.9 montre la vitesse moyenne obtenue dans les différents bins de décalage vers le rouge. Quelque soit le bin de décalage vers le rouge, la vitesse moyenne ne présente aucune déviation significative par rapport à zéro dans les bins prenant en compte la correction des bandes Planck. À l'opposé, les deux cas (triangle noir et carré bleu) ne prenant pas en compte les bandes, présentent, eux, une déviation significative du zéro vers des valeurs négatives. Ceci est en accord avec les résultats obtenus dans la première partie 5.2.3.

Dans la figure 5.9 est également présentée la mesure de la vitesse moyenne quand seules les trois fréquences les plus basses de HFI sont utilisées. Rappelons que les fréquences les plus basses sont moins impactées par la poussière. On voit que lorsque l'on utilise seulement les trois premières fréquences, la vitesse moyenne est plus faible que dans les cas où l'on utilise les six fréquences, la poussière allant donc dans le sens d'un effet positif sur la température. Néanmoins, cet effet reste faible, les points restant totalement compatibles. Cela confirme ce que nous avons vu dans la première partie de ce chapitre, c'est-à-dire que les effets de la poussière et de la galaxie sont relativement faibles.

Dans cette partie, nous utiliserons également les amas issus du catalogue MaxBCG, que nous avons présenté dans la partie 3.4. Le catalogue MaxBCG contient 13 823 amas dont 13 322 amas non-masqués par le masque présenté dans la partie précédente. Le profil choisi, que ce soit pour l'extraction ou la simulation, est le profil de pression universel non-standard isotherme présenté dans le corps Arnaud et al. (2010). Dans ce catalogue, la masse et la taille des amas sont dérivées par la relation  $N_{200} - M$  du X. I. I. Planck Collaboration (2011) et la température est issue de la relation  $M - T$  de Arnaud et al. (2005). Contrairement au catalogue MCXC, les cartes de  $10^\circ \times 10^\circ$  ne sont pas centrées sur chacun des amas. Dans ce cas, nous divisons les cartes "tout le ciel" en 504 cartes de  $10^\circ \times 10^\circ$ , indépendamment des amas ; celles-ci se chevauchent donc légèrement les unes par rapport aux autres (X. I. I. Planck Collaboration (2011)).

Type de carte	Simulation	Cartes Planck DX7	Carte 2D-ILC
Nombre d'amas	1 468	1 405	1 321
Vitesse moyenne	$65 \pm 62$	$15 \pm 60$	$72 \pm 60$

TABLE 5.8 – Ce tableau donne la vitesse moyenne obtenue sur simulation et sur les données.

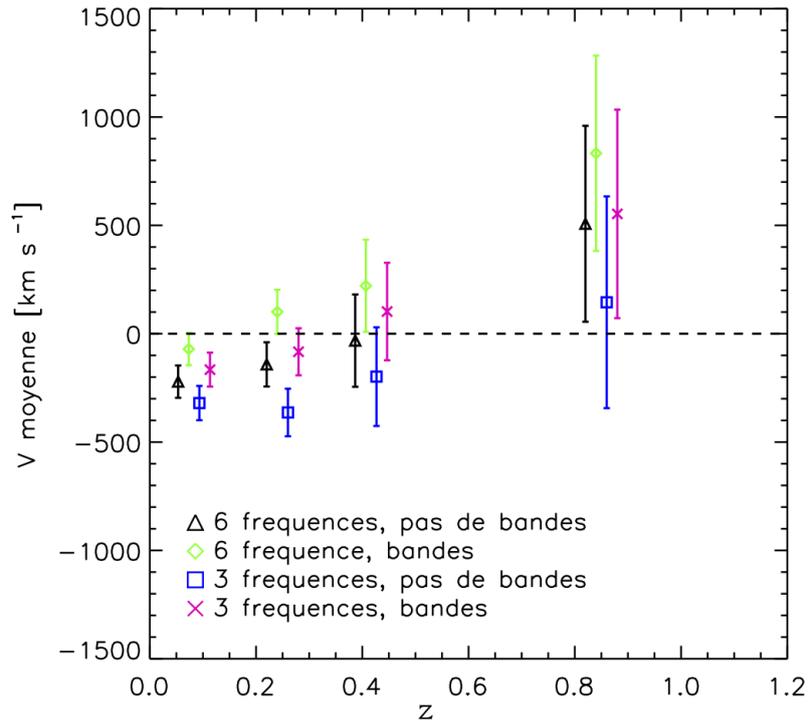


FIGURE 5.9 – Dépendance en bin de décalage spectral vers le rouge de la vitesse moyenne des amas de galaxies. Le terme "pas de bandes" signifie que l'extraction des vitesses a été faite sans prendre en compte l'effet des bandes de Planck. Pour la clarté de la figure, les symboles du même bin de décalage vers le rouge ont été légèrement décalés. Les trois premiers bins ont une largeur de 0.16 et contiennent respectivement 812, 417 et 117 amas. Le dernier bin englobe tous les amas dont le décalage spectral est supérieur à 0.5 soit 59 amas. Les vitesses sont mesurées grâce au filtre FAMC non-biaisé à partir, soit des 6 fréquences HFI, soit des 3 fréquences HFI les plus basses (100, 143, 217 GHz).

Les résultats obtenus avec ce catalogue sont comparables à ceux obtenus avec le catalogue MCXC dans le cas de la moyenne des vitesses  $-4 \pm 50 \text{ km.s}^{-1}$ . La barre d'erreurs est légèrement plus faible que celle obtenue sur la moyenne issue du catalogue MCXC, ceci étant dû à la grande statistique du catalogue. Cependant, cet effet statistique est limité par la petite taille des amas et par le faible signal SZC. La figure 5.10 présente la vitesse moyenne par bin de décalage vers le rouge obtenue par les amas MCXC, ainsi que le point de mesure obtenu à partir des amas MaxBCG. Le point MaxBCG semble s'inscrire dans un schéma ascendant des points de moyennes avec le décalage vers le rouge. Ce schéma a peut-être des origines provenant d'un résidu de l'effet SZT, éventuellement relativiste; cependant, il peut aussi provenir d'un effet statistique.

**Analyse spatiale** Nous avons également réalisé une analyse spatiale du signal. Nous sélectionnons d'abord aléatoirement 100 positions dans les cartes de  $10^\circ \times 10^\circ$ , en excluant la zone centrale de la carte et les bords de la carte. Ensuite, nous appliquons le filtre FAMC, non seulement au niveau de l'amas au centre des cartes, mais également sur les 100 positions autour des amas. On obtient donc  $101 \times 1\,742$  résultats en sortie du filtre avec les erreurs liées. Cette analyse permet donc d'obtenir la vitesse particulière à des positions où aucun signal ne devrait être enregistré, tout en ayant le même niveau de bruit instrumental et de contamination que pour les amas. Il est à noter que, pour chacune

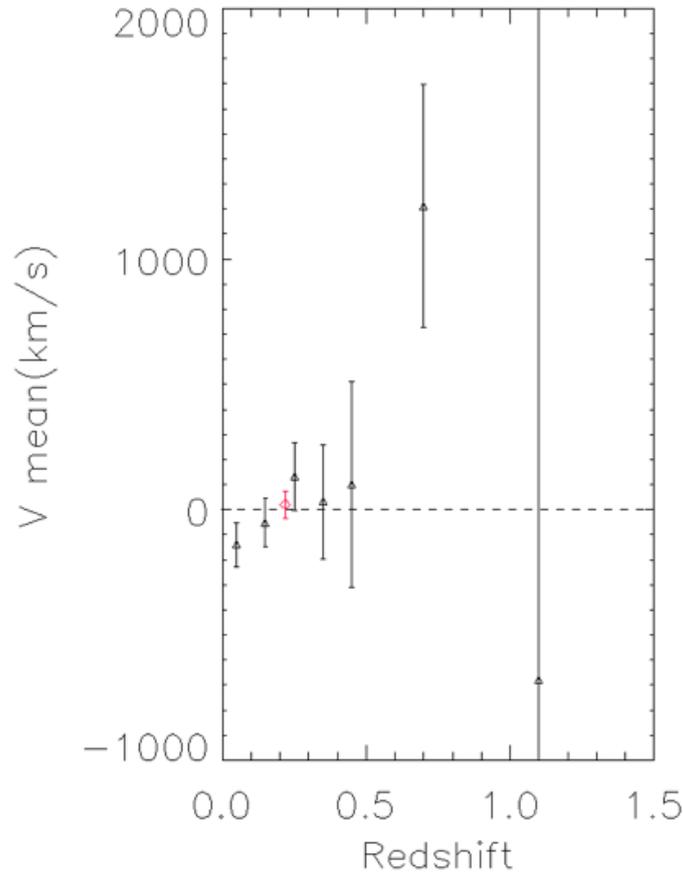


FIGURE 5.10 – Vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge pour les amas MCXC (triangles) et pour les amas MaxBCG (losange rouge) sur les données DX7. Les erreurs correspondent à  $1\sigma$  statistique. Pour ce plot spécifiquement, le point MaxBCG n’inclut aucun des amas MCXC.

des 100 positions autour des amas, sont supprimées toutes celles tombant dans le masque évoqué en début de partie.

Grâce à cette étude, il est possible de vérifier le niveau de fiabilité des barres d’erreurs issues du filtre FAMC. En effet, la déviation standard des vitesses particulières obtenues sur les 100 positions autour de chacun des amas devrait être égale à la barre d’erreurs obtenue pour chacune des vitesses particulières des amas. La figure 5.11 graphique de droite montre la relation entre la déviation standard obtenue à partir des 100 positions et les barres d’erreurs. La droite solide montre la relation un/un et coïncide avec la relation entre les estimations sur les positions aléatoires et celles aux erreurs obtenues par le filtre. Les barres d’erreurs à la sortie du filtre correspondent donc effectivement au bruit réel entourant chacun des amas.

Au delà de cette vérification des barres d’erreur, il est également possible de calculer la valeur moyenne des vitesses en sortie du FAMC obtenues à chacune des 100 positions. On obtient 101 valeurs moyennes de vitesses, l’une à la position des amas et les 100 autres en dehors. La figure montre l’histogramme correspondant à ces 100 positions, ainsi que la valeur obtenue au niveau des amas (droite verticale rouge pointillée). Comme attendu de par la valeur calculée de la moyenne, l’ensemble des valeurs moyennes est compatible avec

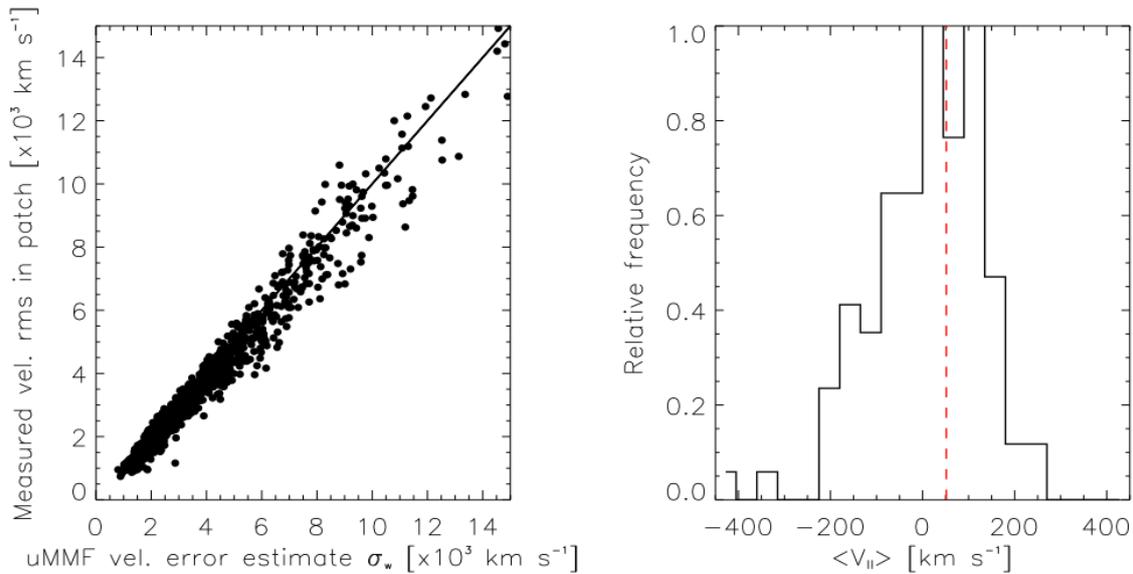


FIGURE 5.11 – (Gauche) Estimation de la déviation standard des sorties du FAMC à 100 positions aléatoires dans la carte entourant chacun des amas MCXC en fonction de l’erreur sur la vitesse particulière correspondante, calculée par le FAMC. (Droite) Histogramme de la moyenne des vitesses radiales particulières estimées sur l’ensemble des amas de galaxies MCXC non-masquées pour les 101 positions considérées dans chaque carte contenant des amas. La ligne verticale pointillée rouge correspond à la moyenne du SZC, estimée en moyennant les sorties du FAMC au centre des amas, c’est-à-dire à la position réelle des amas (d’après X. I. I. Planck Collaboration (2013), sur des résultats FAMC).

zéro. De plus, la valeur moyenne au niveau des amas est au milieu de la distribution de la moyenne des vitesses.

Si la moyenne est liée au principe cosmologique, la variance des amas de galaxies est, elle, directement liée au modèle cosmologique. Son calcul permettrait donc une nouvelle contrainte des paramètres cosmologiques.

#### 5.4.2 Etude de la variance

La variance de la distribution des vitesses particulières des amas de galaxies est liée au modèle cosmologique, en particulier à la valeur de  $\sigma_8$  et  $\Omega_m$ , comme on l’a vu dans la partie 2.3.1. Sa détermination permettrait donc de poser des nouvelles contraintes sur les paramètres, indépendamment de celles obtenues avec le FDC, les SNIa, les BAO ou encore le comptage d’amas (voir la partie 1.4).

**Méthode de contrainte de la variance** Pour contraindre la variance, nous allons tout d’abord nous servir directement des résultats issus du FAMC. Cette méthode se base sur le fait qu’à priori les mesures issues du filtre sont décorréliées des sources de bruit astrophysique comme le FDC, le bruit instrumental et la galaxie. De ce fait, chercher la variance des vitesses des amas de galaxies correspond à chercher l’excès de variance dû à l’effet SZC par rapport au bruit de fond.

Les données pour chaque amas  $i$  non-masqué du catalogue MCXC en sortie du filtre consiste en une composante vitesse  $v$  et une composante de bruit  $n$  :

$$d_i = v_i + n_i. \quad (5.3)$$

Nous cherchons à mesurer la  $\sigma_{SZC}^2 = Var(v) = \sum_{i=1}^N (v_i - v_m)^2 / (N - 1)$ , où  $v_m$  est la moyenne des vitesses. La variance des données à la position des amas est :

$$\sigma_{amas}^2 = Var(d) = \frac{\sum_{i=1}^N (v_i - v_m)^2}{N - 1} + \frac{\sum_{i=1}^N (n_i - n_m)^2}{N - 1} + \frac{\sum_{i=1}^N (v_i - v_m)(n_i - n_m)}{N - 1}, \quad (5.4)$$

où  $n_m$  est le bruit moyen. Le dernier terme est supposé sous-dominant, les termes dus à la vitesse des amas et aux bruits étant supposés non-corrélés. Ainsi, on peut réécrire l'équation précédente de la façon suivante :

$$\sigma_{amas}^2 = \sigma_{SZC}^2 + \sigma_{bruit}^2. \quad (5.5)$$

Il est alors théoriquement possible de calculer le  $\sigma_{SZC}^2$  comme étant  $\sigma_{amas}^2 - \sigma_{bruit}^2$ . L'erreur sur cette variance peut alors être calculée par propagation des erreurs, soit à partir de l'erreur sur la vitesse obtenue en sortie du filtre FAMC, soit à partir de celle obtenue en calculant la déviation standard sur la vitesse mesurée sur les 100 positions aléatoires autour des amas de galaxies. Il est à remarquer que, dans ce mode de calcul, la variance des amas de galaxies peut alors être négative, si la variance du bruit moyen est supérieure à celle enregistrée au niveau des amas. Cependant, dans ce cas, le résultat n'a plus de sens physique et dénote un très fort niveau de bruit par rapport au signal.

Au-delà du calcul direct, on peut aussi poser des limites supérieures sur la variance de la distribution des vitesses particulières. On utilise alors les 100 positions aléatoires présentées dans la partie précédente. Il est alors possible, comme on l'a fait pour la moyenne, d'obtenir la variance à chacune des 100 positions aléatoires. On peut ainsi construire un histogramme des variances du bruit à partir des 100 positions. Il est intéressant de noter que cette distribution n'est, en général, pas gaussienne.

Étant donné la distribution du bruit et la variance mesurée à la position des amas, on peut déduire une limite supérieure pour la variance des vitesses particulières. Comme, théoriquement, le terme de la variance de la vitesse est positif et est ajouté quadratiquement au bruit, on peut en conclure que la limite de confiance à 95 % sur l'effet SZC est égale à :

$$\sigma_{SZC}^2(95\%) = \sigma_{amas}^2 - \sigma_{bruit}^2(5\%), \quad (5.6)$$

avec  $\sigma_{bruit}^2(5\%)$  l'amplitude de la variance du bruit correspondant à la limite des 5 % plus petites variances. Dans la mesure, où l'histogramme est calculé sur 100 positions, on peut considérer que :

$$\sigma_{SZC}^2(95\%) = \sigma_{amas}^2 - \sigma_{bruit}^2(5^{ème}), \quad (5.7)$$

avec  $\sigma_{bruit}^2(5^{ème})$  étant la cinquième plus basse variance obtenue sur les 100 positions.  $\sigma_{SZC}^2(95\%)$  correspond alors à la limite à 95% de confiance de la variance des vitesses particulières.

**Calcul direct de la variance** Il est maintenant possible d'essayer de calculer la variance de la vitesse à partir de la formule 5.5. Le tableau 5.9 donne le calcul de la variance par différentes méthodes et pour la simulation présentée dans la partie précédente mais également pour les données GenILC et pour les cartes brutes. Les deux techniques de la variance correspondent à deux techniques de calcul de  $\sigma_{bruit}^2$ , c'est-à-dire :

$$\sigma_{bruit,mes}^2 = moyenne(\sigma_{mes}^2) \quad (5.8)$$

$$\sigma_{bruit,101}^2 = moyenne(\sigma_{101}^2). \quad (5.9)$$

Dans ces équations,  $\sigma_{mes}$  correspond aux erreurs issues du filtre FAMC,  $\sigma_{101}$  la déviation standard obtenue au niveau des 100 positions aléatoires et au niveau des amas. Les indices

Type de carte	Simulation	Cartes brutes Planck DX7	Carte 2D-ILC
$\sigma_{SZC,mes}^2 (\text{km}^2; \text{s}^{-2})$	$-5.26 \times 10^5 \pm 1.10 \times 10^6$	$-9.88 \times 10^5 \pm 1.45 \times 10^6$	$-5.26 \times 10^5 \pm 1.10 \times 10^6$
$\sigma_{SZC,101}^2 (\text{km}^2; \text{s}^{-2})$	$-2.64 \times 10^6 \pm 1.57 \times 10^6$	$14.81 \times 10^5 \pm 1.26 \times 10^6$	$-8.79 \times 10^5 \pm 1.17 \times 10^6$

TABLE 5.9 – Ce tableau donne la variance calculée sur les cartes brutes Planck et sur la carte 2D-ILC ainsi que sur la simulation.

*mes* et 101 font alors référence à ces deux techniques de calcul. Le tableau 5.9 donne ces deux résultats pour chacun des jeux de données.

On peut d’abord remarquer que la quasi-totalité des résultats de variance sont négatifs, indiquant que, dans tous les cas, le signal issu de la variance des vitesses est noyé par celui du bruit. De plus, les barres d’erreurs sont très importantes face à la valeur théorique de la variance, qui est de l’ordre de  $9 \times 10^4 \text{ km}^2.\text{s}^{-2}$ . Dans tous les cas négatifs, il n’est pas possible de calculer une valeur de la déviation standard. Dans le seul cas positif, c’est-à-dire le  $\sigma_{SZC,101}^2$  pour les cartes brutes Planck, on obtient une valeur de la déviation standard égale à  $384.78 \pm 818.67 \text{ km}^2.\text{s}^{-2}$ . Dans tous les cas, aucune mesure de variance des vitesses radiales particulières des amas de galaxies n’a été faite par ces méthodes.

Néanmoins, il est possible de mettre des limites supérieures sur la variance des vitesses particulières, comme dans la partie suivante.

**Calcul de la limite supérieure de la variance** Comme expliqué dans le premier paragraphe de cette partie, on peut poser des limites supérieures sur la variance. Tout comme dans la partie 5.4.1, on peut calculer la déviation standard sur les 101 positions, en considérant l’ensemble des 1468 (1405) petites cartes, c’est-à-dire à la position des amas et sur les 100 positions aléatoires.

Nous finissons donc avec 100 déviations standard relativistes. Comme avec les moyennes, nous traçons l’histogramme correspondant. La figure 5.12 présente celui-ci pour les cartes brutes Planck. La ligne verticale rouge pointillée correspond à la variance au niveau des amas. Dans les cas où il y aurait eu une mesure de la variance, la ligne verticale aurait été au niveau des queues de distribution de l’histogramme. Comme nous pouvons le voir, la variance au niveau des amas se retrouve en plein milieu de la distribution, confirmant que nous n’avons pas de mesure, comme nous l’avons vu dans la partie précédente.

À partir de cette distribution et de l’équation 5.7, on peut poser des limites supérieures à 95 % de confiance sur la variance. Ces limites sont de  $1514 \text{ km}.\text{s}^{-1}$  pour les cartes brutes HFI et  $978 \text{ km}.\text{s}^{-1}$  pour les données ILC. On peut ensuite se restreindre aux amas qui maximisent le produit  $M_{500} \times D_A$ , où  $D_A$  est la distance angulaire de l’amas. Sur les 1000 amas qui maximisent ce produit, les limites deviennent  $798$  et  $754 \text{ km}.\text{s}^{-1}$  respectivement pour les cartes brutes Planck et la carte ILC. Si l’on se restreint seulement aux 100 premiers amas de la liste précédente, on obtient alors  $794$  et  $614 \text{ km}.\text{s}^{-1}$  respectivement pour les cartes brutes et la carte ILC. Ces limites ont des incertitudes systématiques de l’ordre de quelques pour-cents. Ces résultats restent un facteur 3 au-dessus des prédictions  $\Lambda\text{CDM}$  pour la variance des amas de galaxies (voir la partie 2.3.1).

### 5.4.3 Utilisation des signes dans l’étude de la variance

Comme dans la partie 5.4.1 relative à la moyenne des vitesses des amas de galaxies, nous utiliserons les amas issus du catalogue MaxBCG. Comme pour les amas MCXC, si nous calculons la variance directe, on obtient des résultats avec des barres d’erreurs très importantes par rapport à la valeur attendue, c’est-à-dire  $-4\,286\,000 \text{ km}^2.\text{s}^{-2}$  avec

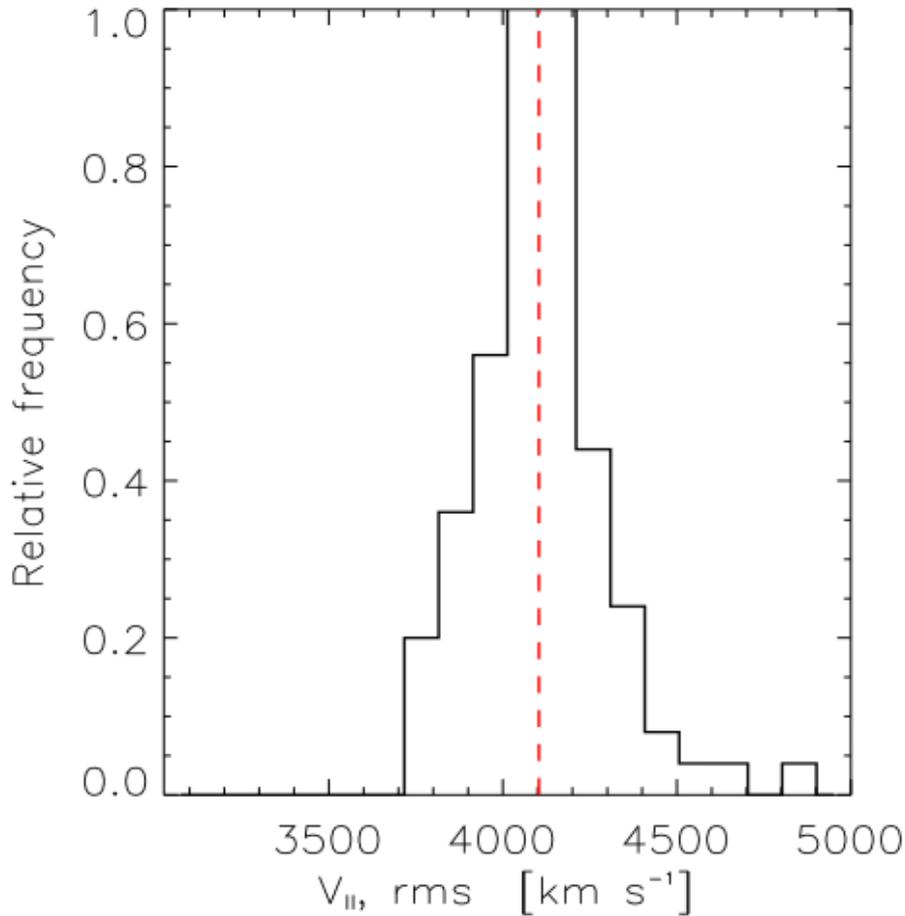


FIGURE 5.12 – Histogramme de la variance des vitesses radiales particulières estimées sur l’ensemble des amas de galaxies MCXC non-masqués pour les 101 positions considérées dans chaque carte contenant des amas. La ligne verticale pointillée rouge correspond à la variance des vitesses particulières des amas MCXC, estimée en moyennant les sorties du FAMC au centre des amas, c’est-à-dire à la position réelle des amas (d’après X. I. I. Planck Collaboration (2013), sur des résultats FAMC).

une erreur statistique de mesure égale à  $1\,746\,500\text{ km}^2\cdot\text{s}^{-2}$ . On rappelle que la variance théorique attendue est de l’ordre de  $10^5\text{ km}^2\cdot\text{s}^{-2}$ . L’erreur équivalente sur la déviation standard est alors de l’ordre de  $700\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  pour une mesure d’environ  $300\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Pour aller au-delà de ces calculs directs, nous avons cherché à inclure des données extérieures à Planck pour la mesure de la variance. À cet effet, nous nous servons d’une carte SZC construite par Jens Jasche à partir des données SDSS. Cette carte est basée sur un champ de densité en trois dimensions, reconstruit à partir du sondage principal de SDSS utilisant la technique totalement non-linéaire, non-gaussienne et bayésienne HADES (Hamilton Density Estimation et Sampling). Cette méthode permet de déduire un champ de densité précis dans le régime non-linéaire en prenant en compte les systématiques observationnelles et les incertitudes statistiques (voir Jasche & Kitaura (2010); Jasche et al. (2010)). Sous l’hypothèse de la théorie linéaire de perturbation, ces cartes permettent d’estimer le champ de vitesse à grande échelle, et l’on peut alors estimer le signal SZC sur le ciel en résolvant l’intégrale correspondante sur la ligne de visée. Pour l’instant, la

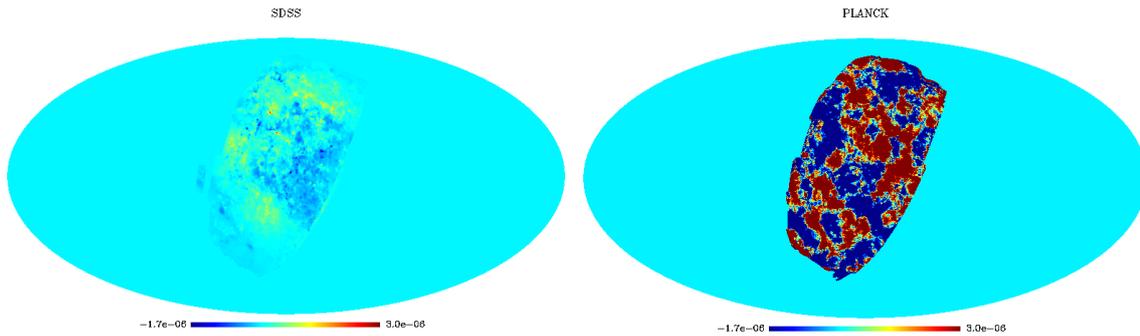


FIGURE 5.13 – Reconstruction de l'effet SZC couvert par l'expérience SDSS. Les cartes sont données en unité  $\Delta T/T$ . Gauche : La carte créée par Jens Jasche à partir des données SDSS. Droite : Reconstruction de l'effet SZC à grande échelle utilisant les vitesses issues du FAMC obtenues sur les données Planck. Les cartes ne sont pas présentés dans le plan galactique, mais tourner de 90 en direction du nord.

théorie linéaire limite les calculs aux grandes échelles. Cependant, la prochaine génération d'expériences devrait permettre d'accéder aux plus petites échelles. Pour cela, il faudra employer dans les calculs des ordres de perturbation supérieurs et plusieurs modèles phénoménologiques pour pouvoir accéder à des régimes moyens et à des vitesses non-linéaires.

La carte SZC obtenue par cette technique est donnée dans la figure 5.13 à gauche. A titre de comparaison, nous avons reconstruit le champ SZC obtenu par le FAMC à grande échelle sur les données Planck DX7. Pour chaque pixel couvert par SDSS, nous avons calculé le signal SZC moyen pondéré contenu dans un cercle de rayon  $5^\circ$ . La valeur moyenne est alors donnée au pixel central de ce cercle. Le résultat est visible dans la figure 5.13 à droite. Si certaines structures positives semblent être présentes sur les deux cartes comme en bas et en haut du champ, à l'opposé, certaines structures n'existent pas conjointement dans les deux, comme au milieu du bord droit, où il y a une structure positive dans le champ Planck non visible dans le champ SDSS. Il est important de noter que le champ Planck est saturé par rapport à l'échelle de couleurs de la carte SDSS, montrant que la carte Planck est clairement dominée par le bruit.

Pour calculer la variance, en utilisant, en plus des données Planck, les données issues du SDSS, nous allons déduire des données SDSS le signe local du signal SZC. L'effet SZC "stacké" n'est pas censé avoir un intérêt cosmologique puisque, de fait, la moyenne des vitesses des amas de galaxies est nulle. Cependant, s'il est possible d'identifier le signe de chaque vitesse, on peut maintenant "stacker" les vitesses avec le signe approprié. Cette sommation avec signe permet directement d'estimer la déviation standard intrinsèque des vitesses des amas de galaxies suivant la formule suivante :

$$\sigma_{SZC} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\sum_{i=0}^{n_{clus}-1} \text{sign}(V_{true,i}) \frac{1}{\sigma_{mes,i}^2} V_{mes,i}}{\sum_{i=0}^{n_{clus}-1} \frac{1}{\sigma_{mes,i}^2}}}, \quad (5.10)$$

où  $\sigma_{SZC}$  est la déviation standard intrinsèque des vitesses d'amas de galaxies,  $V_{mes}$  correspond à la vitesse individuelle mesurée ici par le FAMC ;  $\sigma_{mes}$  est l'erreur associée à cette vitesse ;  $\text{sign}(V_{true})$  correspond aux signes des vitesses obtenus soit par la carte SZC venant du SDSS, soit du catalogue en entrée dans le cas du PSM. Nous avons testé cette

Type de calcul	PSM+signe catalogue entrée	DX7+signe SDSS	DX7+signe SDSS $2\sigma$
Nombre d'amas	13 322	12 087	1 240
$\sigma_{SZC} \text{km.s}^{-1}$	$181.6 \pm 69.9$	$2.75 \pm 65.4$	$248.3 \pm 167.6$

TABLE 5.10 – Ce tableau donne la déviation standard calculée sur les cartes brutes Planck et sur le PSM en utilisant les signes issus des cartes SZC de SDSS ou du catalogue en entrée de la simulation.

formule à la fois sur les données Planck/SDSS réelles, mais également sur une simulation PSM. Cette simulation contient tous les éléments des données Planck, à l'exception des sources ponctuelles. Les effets SZT et SZC sont simulés en incluant les amas MaxBCG. Les vitesses des amas suivent la distribution théorique présentée dans la partie 2.3.1, avec une moyenne nulle et une déviation standard égale à  $\sim 270 \text{ km.s}^{-1}$ .

Comme nous pouvons le voir dans le tableau 5.10, d'après les données de la simulation, si la totalité des signes est correcte, alors Planck devrait être capable de mesurer la variance des amas de galaxies à plus de  $\sim 4\sigma$ . En effet, la déviation mesurée est alors de  $181.6 \pm 69.9 \text{ km.s}^{-1}$ , valeur compatible avec la déviation standard en entrée de  $\sim 270 \text{ km.s}^{-1}$ . En reproduisant la mesure sur plusieurs réalisations, on remarque que les valeurs mesurées sont un peu plus faibles que celles attendues ; ceci est dû au biais de projection que nous avons présenté plus haut. En utilisant un Monte-Carlo, nous avons testé l'impact sur la mesure de la déviation standard des erreurs sur le signe ; si  $p$  % des signes sont faux, alors le signal est, lui aussi, diminué de  $p$  %.

Nous avons également appliqué la formule 5.10 sur les données issues des cartes DX7 pour les vitesses et les signes issus de la carte SZC de SDSS. Pour trouver le signe des vitesses à partir des cartes SDSS, nous avons pris celui de la carte SDSS à la position de chacun des amas. Par ailleurs, comme la carte SDSS ne couvre pas la totalité des positions du catalogue MaxBCG, le nombre d'amas que nous pouvons utiliser est réduit à 12087 amas. Dans ce cas, nous obtenons  $\sigma_{SZC} = 2.75 \pm 65.4 \text{ km.s}^{-1}$ . Nous pouvons tout d'abord remarquer que l'erreur sur la déviation standard, obtenue avec les données, est du même ordre de grandeur que celle obtenue par la simulation. Par ailleurs, le résultat important est que, d'après cette mesure, la déviation standard mesurée est compatible avec zéro. Deux conclusions sont alors possibles :

- soit la déviation standard est réellement plus petite que  $134 \text{ km.s}^{-1}$  (95 % CL) , en contradiction avec les prédictions  $\Lambda$ CDM de  $\sim 270 \text{ km.s}^{-1}$ .
- soit les signes issus de la carte SDSS ne correspondent pas aux signes réels de la vitesse des amas de galaxies.

A priori, la seconde explication est la plus probable au vu des fortes non-linéarités à petites échelles, qui ne sont pas, à l'heure actuelle, prises en compte dans les cartes à grande échelle. Cette perte de signal semblerait indiquer que plus de 50 % des signes issus de la carte seraient faux. Par ailleurs, nous avons réappliqué la même formule, mais cette fois en restreignant la carte KSZ/SDSS aux endroits où le signal sur bruit est supérieur à 2. Dans ce cas, on obtient  $\sigma_{SZC} = 248.3 \pm 167.6 \text{ km.s}^{-1}$ , valeur compatible avec la valeur prédite, ce qui correspond à une déviation standard inférieure à  $584 \text{ km.s}^{-1}$  (95 % CL). La barre d'erreurs est ici augmentée du fait de la perte de statistique au niveau des amas, venant du fait que l'on se restreint aux zones avec un signal sur bruit supérieur à 2 (seulement 1240 amas). La figure 5.14 présente la déviation standard obtenue pour ces différents cas. Si, pour l'instant, les résultats ne sont pas concluants à cause des problèmes sur les signes, ces résultats sont de bonne augure quant à la possibilité future de mesure à  $\sim 4\sigma$ .

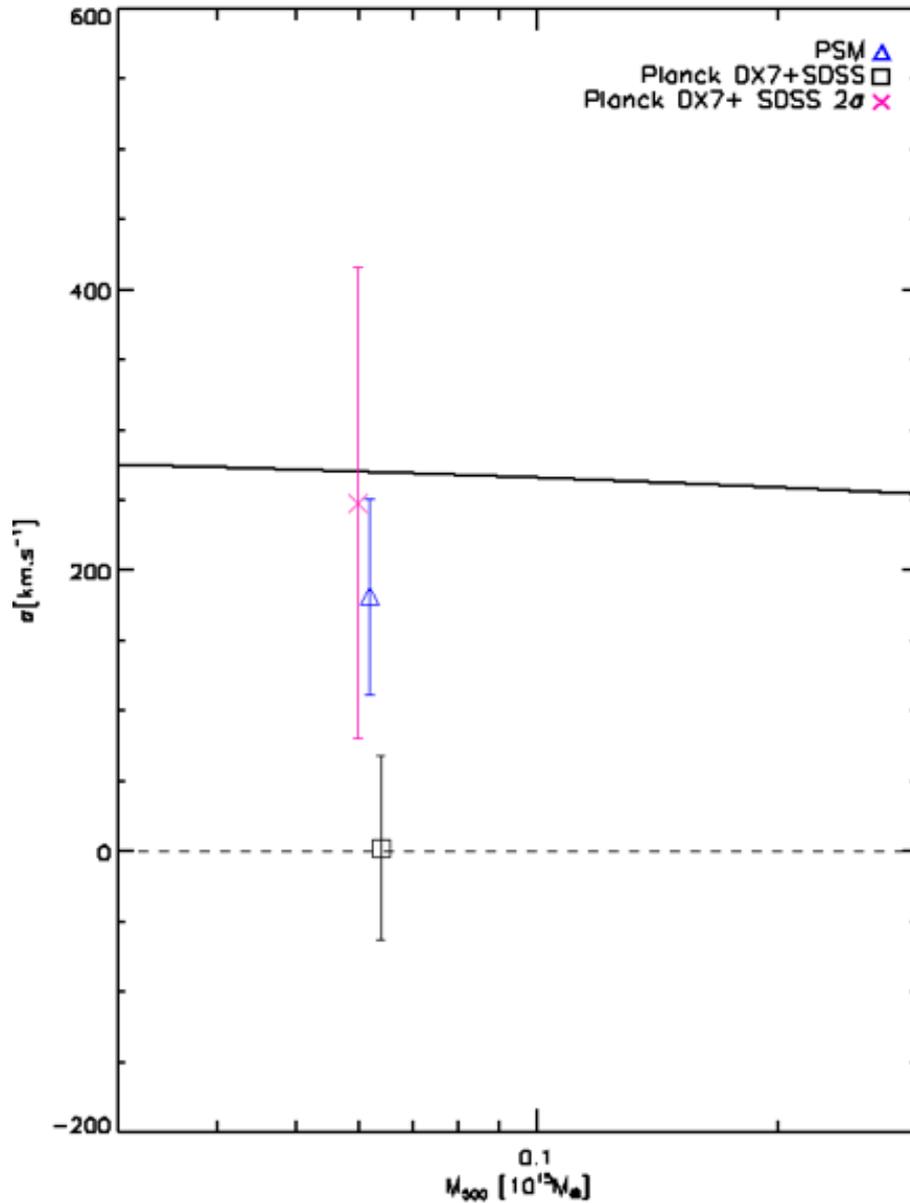


FIGURE 5.14 –  $\sigma_{SZC}$  en fonction de la masse obtenue en combinant les informations sur les signes et les amplitudes des vitesses. Les divers points ont été légèrement décalés sur l’axe x pour plus de clarté. Les erreurs sont les erreurs statistiques à  $1\sigma$ . La droite solide correspond à la prédiction  $\Lambda$ CDM.

#### 5.4.4 Dipôle des amas de galaxies

La dernière grande étude statistique porte sur le dipôle de vitesse des amas de galaxies (voir la partie 2.3.2). Depuis quelques années, des efforts intensifs ont été faits pour poser des contraintes sur la valeur du dipôle des vitesses des amas de galaxies (voir Hudson et al. (2004); Watkins et al. (2009); Feldman et al. (2010); Nusser & Davis (2011); Ma & Scott (2013)), sans pour l’instant trouver de consensus. L’estimation SZC venant de Planck produit une approche différente à la question du dipôle local : si les amas inclus dans une structure autour du groupe local se déplacent avec lui en direction d’une surdensité, alors le SZC mesuré pour ces sources devrait présenter un mouvement dipolaire. En regardant

Type de carte	Amplitude (km.s <sup>-1</sup> )	Direction (l,b)
Simu. sans Dip.	83.28 ± 108.20	(266 ± 101°, -25 ± 70°)
Simu avec Dip.	866 ± 117	(267 ± 11°, 39 ± 6°)
Carte DX7	169.2 ± 120	(100 ± 44°, -15 ± 29°)
Carte DX7+cat MaxBCG	423.2 ± 167.1	(289 ± 15°, -0.47 ± 16°)

TABLE 5.11 – Ce tableau donne le dipôle calculée sur les cartes brutes Planck et sur deux simulations différentes. Le catalogue par défaut est le catalogue MCXC, sinon il est précisé que le catalogue MaxBCG est utilisé à sa place. Les deux simulations sont une supposant l'absence totale de dipôle dans la distribution des vitesses et l'autre supposant un dipôle d'amplitude 1000 km.s<sup>-1</sup> pour une direction  $(l, b) = (267^\circ, 34^\circ)$

des amas contenus dans des sphères de différents rayons autour de nous, il est possible de contraindre le dipôle dans ces différents volumes. Ces résultats permettent un test direct des études de Kashlinsky et al. (2008, 2010, 2012), lesquelles affirment que les amas contenus dans une sphère de 800  $h^{-1}$  Mpc font partie d'un dipôle d'amplitude 1 000 km.s<sup>-1</sup>.

Nous mesurons le dipôle des amas de galaxies en utilisant deux techniques : l'une utilisant la technique "extract dipole" de Healpix (voir Gorski et al. (2005)) qui permet de calculer l'amplitude et la direction du dipôle le plus probable d'un ensemble de vitesses d'amas, l'autre dérivant l'amplitude du dipôle SZC, le long d'une direction donnée  $\hat{\mathbf{n}}_{dip}$ , pour un sous-ensemble d'amas MCXC donné, en minimisant  $\chi^2 = \sum_j (v_j - \alpha(\hat{\mathbf{n}}_{dip} \cdot \hat{\mathbf{n}}_j))^2 / \sigma_{mes,j}^2$ . Ici  $v_j$  représente la vitesse radiale estimée par le FAMC du  $j^{\text{ème}}$  amas, qui est localisé sur la direction  $\hat{\mathbf{n}}_{dip}$ , et  $\sigma_{mes,j}^2$  l'erreur associée ;  $\alpha$  désigne l'amplitude du dipôle. Si l'on suppose que les barres d'erreurs sont décorréelées d'un amas à l'autre, cette minimisation conduit à la fois à l'estimation de l'amplitude et à celle d'une erreur formelle sur cette dernière :

$$\hat{\alpha} = \frac{\sum_j v_j (\hat{\mathbf{n}}_{dip} \cdot \hat{\mathbf{n}}_j) / \sigma_{mes,j}^2}{\sum_j (\hat{\mathbf{n}}_{dip} \cdot \hat{\mathbf{n}}_j)^2 / \sigma_{mes,j}^2} \quad (5.11)$$

$$\sigma_{\hat{\alpha}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_j (\hat{\mathbf{n}}_{dip} \cdot \hat{\mathbf{n}}_j)^2 / \sigma_{mes,j}^2}}. \quad (5.12)$$

Le tableau 5.11 donne l'amplitude et la direction du dipôle le plus probable calculé sur l'ensemble des amas non-masqués reconstruit à partir des vitesses issues du FAMC pour les catalogues MCXC ou MaxBCG pour les cartes DX7, mais aussi pour deux simulations. Les deux simulations sont celles utilisées dans les parties précédentes : l'une suivant la distribution des vitesses prédite par le modèle  $\Lambda$ CDM et ne supposant aucun dipôle d'amas, et l'autre où la répartition des vitesses radiales en entrée de simulation suit un dipôle d'amplitude 1 000 km.s<sup>-1</sup>. Pour réaliser cette dernière, on simule d'abord un dipôle de vitesse d'amplitude 1 000 km.s<sup>-1</sup> et ayant pour direction  $(b = 34^\circ, l = 267^\circ)$  ; (ce dipôle est celui supposé mesuré par Kashlinsky et al. (2008, 2010, 2012)). Ensuite, pour chaque amas, on détermine sa vitesse en prenant l'amplitude du dipôle à la position sur le ciel de l'amas.

En ce qui concerne la première simulation, ne supposant pas de dipôle, on observe qu'effectivement l'amplitude du dipôle reconstruit est compatible avec 0, la barre d'erreurs étant d'une centaine de km.s<sup>-1</sup>. Pour la seconde simulation, on reconstruit le dipôle en entrée aussi bien en termes de direction que d'amplitude, et cela à plus de  $8\sigma$ . Par conséquent, d'après les tests sur simulations, si un dipôle de type Kashlinsky existe réellement dans les données, on devrait pouvoir le mesurer avec une très grande précision.

À l’opposé, si aucun dipôle n’est présent dans les données, on devrait également pouvoir l’attester.

Pour les données, nous utilisons ici les même cartes DX7 HFI, mais avec deux catalogues différents. Pour le catalogue MCXC, on mesure une amplitude de dipôle en sortie de  $169.2 \pm 120 \text{ km.s}^{-1}$ . Ce dipôle est donc compatible avec zéro. De plus, on remarquera que sa direction est parallèle au plan galactique. Cela s’explique par le manque d’amas dans cette direction, créant de ce fait un déséquilibre dans le calcul des composantes galactiques  $x,y,z$ , la composante  $z$  ayant une plus petite barre d’erreurs que les deux autres à cause de ce manque. On remarque que la barre d’erreurs est légèrement plus élevée que dans le cas de la simulation, sûrement en raison du catalogue plus restrictif (on passe de 1 468 amas à 1 405 amas). Ce résultat pose des limites supérieures pour l’amplitude du dipôle à 95 % de l’ordre de  $450 \text{ km.s}^{-1}$ , en claire contradiction avec les conclusions de Kashlinsky et al. (2008, 2010, 2012).

Pour les mesures issues du catalogue MaxBCG, l’amplitude du dipôle mesuré semble différer de 0 à plus de  $2\sigma$ . Néanmoins, il faut rappeler que le catalogue MaxBCG est mal adapté pour mesurer le dipôle des amas de galaxies. En effet, outre le fait que l’erreur obtenue est plus forte que pour le catalogue MCXC (ceci étant dû à la présence d’amas plus petits comme on l’a vu précédemment), le catalogue MaxBCG ne couvre qu’une fraction du ciel, comme on peut le voir dans la figure 5.13. Ce dernier fait a tendance à biaiser la mesure du dipôle, rendant difficile l’évaluation de celui-ci, en particulier en terme de direction. Néanmoins, même dans ce cas moins propice, la limite à 95 % C.L. est de  $700 \text{ km.s}^{-1}$ , là aussi en contradiction avec Kashlinsky et al. (2008, 2010, 2012).

Nous allons maintenant utiliser la deuxième technique de calcul du dipôle. Nous extrairons à cet effet le dipôle pour des sous-ensembles du catalogue MCXC contenus dans des sphères de rayons croissants autour du groupe local. Pour chaque amas du sous-ensemble et l’effet SZC associé estimé par le FAMC, on cherche un dipôle le long de toutes les directions du ciel  $\hat{n}_{dip}$ . On retient alors la direction avec la plus grande incertitude, c’est-à-dire la plus grande  $\sigma_{\hat{\alpha}}$  (voir formule 5.12), afin de pouvoir mettre une limite supérieure sur l’amplitude des dipôles. Dans la figure 5.15 sont présentées les différentes limites supérieures obtenues pour différents rayons sur les cartes brutes Planck. Le niveau à 95 % est calculé à  $2\sigma$  en supposant une distribution gaussienne.

La limite à 95 % C.L. pour une sphère de rayon  $90 h^{-1}\text{Mpc}$  est de  $\sim 2\,000 \text{ km.s}^{-1}$  mais cette amplitude diminue rapidement pour atteindre une valeur de  $390 \text{ km.s}^{-1}$  pour une sphère de rayon  $350 h^{-1}\text{Mpc}$ , puis  $329 \text{ km.s}^{-1}$  pour les plus grands volumes. Dans tous les cas, les dipôles mesurés restent compatibles avec zéro.

Quand on se restreint aux amas avec un décalage spectral inférieur à 0.25, l’amplitude du dipôle le long de la direction du dipôle du FDC  $(l, b) = (264^\circ, 48^\circ)$  (Hinshaw et al. (2009)) est de  $80 \pm 150 \text{ km.s}^{-1}$  et de  $50 \pm 160 \text{ km.s}^{-1}$  le long de la direction du dipôle de mouvement du groupe local par rapport au référentiel du FDC  $(l, b) = (276^\circ, 30^\circ)$  (Kogut et al., 1993). Encore une fois, tous ces résultats sont en claire contradiction avec les résultats de Kashlinsky et al. (2008, 2010, 2012).

On est maintenant en droit de se demander d’où viennent les très grandes différences entre les mesures effectuées ici et celles effectuées par Kashlinsky et al. Les raisons de ces dissensions sont données dans l’article X. I. I. I. Planck Collaboration (2013). Cette étude de comparaison a été effectuée par Carlos Hernandez-Monteagudo. La quasi-totalité des résultats de ce chapitre, à l’exception du travail préliminaire sur les erreurs et du calcul de la variance avec utilisation des signes, est présentée dans cet article. Un certain nombre de figures de ce chapitre y sont donc également présentes. Par ailleurs, dans cet article, les résultats présentés ici sont corroborés par plusieurs autres équipes, l’une utilisant un autre

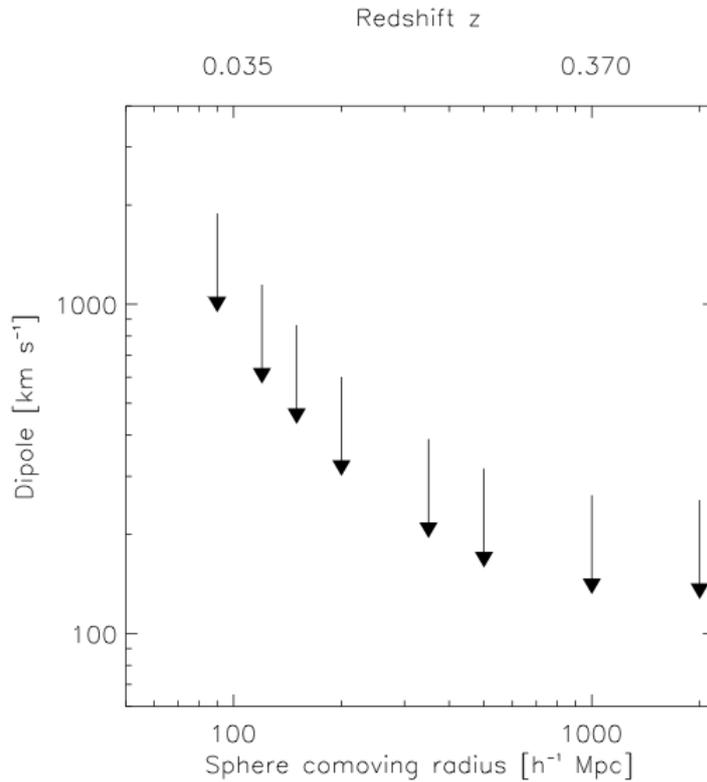


FIGURE 5.15 – Limite supérieure à 95 % C.L. pour l’amplitude du dipôle des vitesses obtenue à partir des amas MCXC contenus dans des sphères locales de divers rayons. La limite supérieure est indiquée par la queue de la flèche (d’après X. I. I. Planck Collaboration (2013), sur des résultats FAMC).

filtre FAMC, une autre utilisant une méthode de photométrie d’ouverture, et une dernière utilisant un filtre FAMC, ne filtrant pas de petites cartes mais directement l’ensemble du ciel. Tous ces résultats sont en accord les uns avec les autres, bien que ceux des deux équipes FAMC "petites cartes" (dont la méthode est présentée ici) donnent les plus fortes contraintes.

Dans l’article X. I. I. Planck Collaboration (2013), vous trouverez également une étude des contraintes posées sur les modèles inhomogènes d’univers. Cette étude a été réalisée par l’équipe de Moss, Zibin et al en se basant sur les mesures de la méthode de photométrie d’ouverture. Depuis quelques années, les modèles dans lesquels nous serions situés, près du centre d’une sous-densité symétrique de taille comparable à l’univers observable, ont été intensivement étudiés comme alternative au modèle standard cosmologique (voir par exemple Clarkson (2012) et les références qui y sont présentées). Ces modèles ont l’avantage de pouvoir facilement reproduire la courbe de luminosité distance-décalage vers le rouge des supernovae 1A, sans ajout de matière noire ou de gravité modifiée. Cependant, ces modèles ont la particularité de souvent générer un très fort dipôle, dû à un taux d’expansion plus fort au sein de la sous-densité, et ainsi de produire un grand monopôle SZC en plus de celui usuel. Les très fortes contraintes sur la vitesse moyenne des amas de galaxies sont donc très contraignantes à l’égard de tels modèles. La figure 5.16 présente les contours de vraisemblance  $L$  sur la vraisemblance d’un modèle homogène  $L_{hom}$  pour des modèles de vide présentés dans Moss et al. (2011). On voit que les modèles de vide en accord avec les supernovae sont exclus à très haut niveau. Ces résultats sont obtenus avec

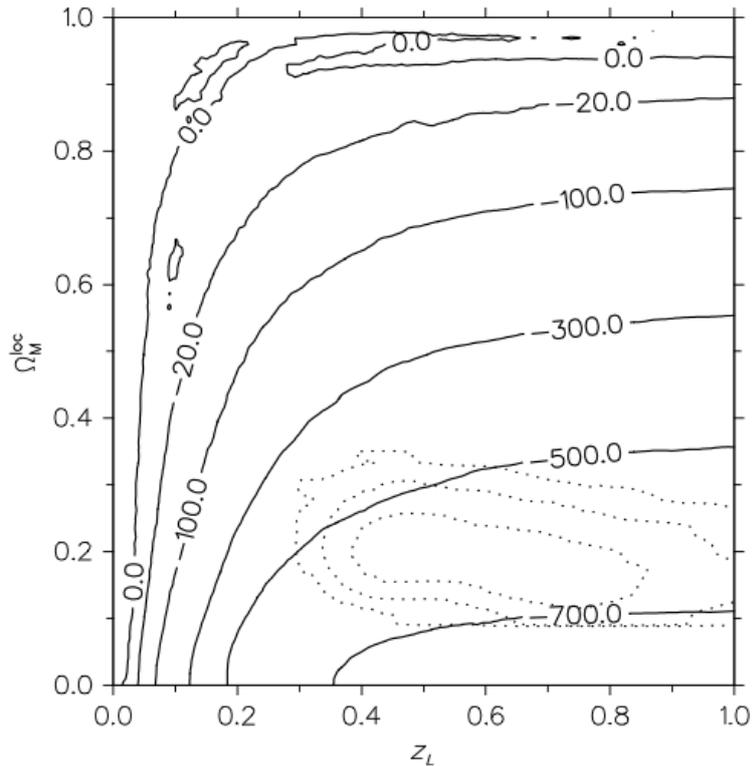


FIGURE 5.16 – Les contours solides indiquent  $\log_{10}(L/L_{hom})$  pour la méthode de photométrie d’ouverture avec les cartes brutes Planck comme une fonction du paramètre de densité de matière centrale de la sous-densité  $\Omega_M^{loc}$  et de la largeur de celle-ci en décalage vers le rouge,  $z_L$ . Les sous-densités les plus profondes ont les valeurs de  $\Omega_M^{loc}$  les plus petites. Les contours en pointillés sont ceux à 1,2,3 $\sigma$  de niveau de confiance de Zibin & Moss (2011) en utilisant les données SN Union2. Les modèles de sous-densité convenant aux données SN sont exclus à un très haut niveau de confiance ( X. I. I. Planck Collaboration (2013)).

les mesures de photométrie d’ouverture, mais ils seraient comparables, voire encore plus contraignants, si les résultats de notre filtre avaient été utilisés.

## 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d’abord présenté et étudié les outils utilisés par la suite. En particulier, nous avons analysé les performances du filtre FAMC devant un grand échantillon de sources d’erreurs possibles. Ensuite, nous avons présenté les mesures effectuées sur les vitesses radiales des amas de galaxies, aussi bien de façon individuelle qu’au travers de plusieurs études statistiques. Les résultats les plus marquants sont que :

- la mesure de façon individuelle des vitesses reste inaccessible à Planck.
- la moyenne des vitesses est bel et bien nulle comme attendu par le modèle  $\Lambda$ CDM, la mesure la plus contraignante étant de  $-4 \pm 50 \text{ km.s}^{-1}$ .
- si la mesure de variance de la distribution des vitesses de façon directe reste dominée par le bruit, l’utilisation de données hors Planck devrait pouvoir donner une mesure à  $4\sigma$  de cette dernière.
- les contraintes posées sur l’amplitude des dipôles de galaxies sont, elles aussi, très importantes avec une amplitude maximale sur les plus grandes sphères de l’ordre de

329 km.s<sup>-1</sup>, ce qui est en total désaccord avec les études menées par Kashlinsky et al. (2008, 2010, 2012).

Si, pour l'instant, les contraintes directes sur les paramètres nous sont impossibles, du fait de la non-mesure de la variance, certains renseignements nous ont permis d'étudier la cosmologie de l'univers, que ce soit au niveau du principe cosmologique qu'au niveau des modèles inhomogènes d'univers. Par ailleurs, ces résultats sont de bonne augure pour les futures missions dédiées à l'étude du FDC à haute résolution.



## Chapitre 6

# Etude des paires de halos de galaxies

Dans ce chapitre, nous étudierons le moment moyen de paires de halos de galaxies. La théorie liée à ce moment est exposée dans la partie 2.3.3. La technique permettant de calculer le moment moyen à partir des effets SZC est donnée dans la partie 4.5. Cette étude a été faite suite à la publication en 2012 d'un article de Hand et al (voir Hand et al. (2012)), qui aurait permis une première mesure des effets SZC. Dans ce chapitre, nous aborderons d'abord le catalogue de halos et les différentes simulations, que nous utiliserons par la suite, et qui nous serviront à tester la méthode de calcul du moment moyen. Ensuite, nous verrons les résultats obtenus sur les cartes Planck DX9.

### 6.1 Simulations et catalogue

Dans cette section, sont présentées les différentes simulations utilisées. Nous avons ici trois simulations ; chaque simulation correspond à un niveau différent de réalisme par rapport aux données réelles. Par ailleurs, à chaque fois, nous verrons une caractéristique différente de la mesure du moment des paires.

#### 6.1.1 Catalogue et masque

Nous utilisons, dans cette partie, le catalogue LBG présenté dans la partie 3.4.4. Ce catalogue contient 262 673 halos de galaxies. La masse  $M_{500}$  de ces halos de galaxies allant de  $2.69 \times 10^9 M_{\odot}$  à  $1.20 \times 10^{18} M_{\odot}$  avec 86 % des halos ayant une masse inférieure à  $10^{13} M_{\odot}$ . Les halos de galaxies ont normalement des masses inférieures à celles des amas de galaxies usuels. Or, certains halos ont des masses annoncées supérieures à  $10^{16} M_{\odot}$ , qui sont alors supérieures à la masse typique des amas (voir la partie 2.2.1). Dans le cas des halos de galaxies, la masse  $M_{500}$  est reconstruite à partir de la masse stellaire des halos. Cette reconstruction n'est exacte qu'en dessous d'une certaine masse. En effet, au dessus de cette limite, la reconstruction amène à fortement surestimer la masse, d'où ces masses aberrantes. À partir de ce catalogue est donc extrait un sous-catalogue de 261 988 halos de galaxies. Dans celui-ci ont été enlevées les masses les plus élevées, avec une coupure à  $1.2 \times 10^{14} M_{\odot}$ , de façon à supprimer celles mal reconstruites. C'est ce catalogue qui servira de base à l'extraction. À partir de la masse  $M_{500}$  et du décalage spectral vers le rouge sont reconstruites la taille et la température des amas.

D'autres halos sont supprimés au niveau de l'analyse. En effet, comme dans le chapitre précédent (5.3.2), nous utilisons un masque. Dans ce dernier, sont exclus tous les halos

localisés à moins de 1.5 FWHM de sources ponctuelles détectées à plus de  $5\sigma$ , dans une des fréquences Planck. Les halos situés dans des régions de haute émission galactique sont aussi supprimés. Il en résulte un catalogue de 247 158 halos. L'ensemble des coupes entraîne une perte de 15 515 halos, soit environ 5.90 % du total.

### 6.1.2 Simulation "toy model", présentation et résultats

**Présentation de la simulation** La première simulation, que nous utiliserons, est la simulation la plus simple ; nous le nommerons donc "toy-model". Cette simulation contient les effets SZT et SZC, ainsi que les composantes de la galaxie, du bruit instrumental et du fond diffus cosmologique. Les plans SZT et SZC contiennent 4 000 halos. Sur ces 4 000 halos, 2 734 ne sont pas masqués à l'analyse. Ces halos sont tous identiques, avec une masse égale à  $1 \times 10^{15} M_{\odot}$ . Ils sont de très grande taille par rapport à ceux du catalogue LBG, mais cela doit permettre de faire sortir le signal du bruit de façon à tester la méthode. Ces amas sont organisés par paires. Le décalage vers le rouge des deux halos d'une paire n'est pas exactement le même ; l'un des deux halos est placé à un  $z$  de 0.12, le deuxième est très légèrement décalé de 0.000001 en  $z$ . Deux amas d'une même paire ont la même longitude et une latitude séparée de 70 arcmins, soit environ 10 Mpc. Ce très petit décalage est nécessaire pour que les " $c_{ij}$ " ne soient pas nuls ; en effet, on rappelle que le moment moyen est égal à :

$$P_{kSZ}(r_{bin,k}) = - \frac{\sum_{i<j} [(T_i - T_{moy}(z_i)) - (T_j - T_{moy}(z_j))] c_{ij} f_{ijk}}{\sum_{i<j} c_{ij}^2 f_{ijk}}, \quad (6.1)$$

avec  $T_{moy}(z_i)$ , la valeur moyenne de la distortion en température en fonction du décalage spectral (voir formule 4.43 ), et  $f_{ijk}$  :

$$f_{ijk} = \begin{cases} 0 & \text{si la paire (i , j) n'est pas dans le bin k} \\ 1 & \text{si } i < j \text{ et la paire (i , j) est dans le bin} \end{cases}$$

et :

$$c_{ij} = - \frac{(r_i - r_j)(1 + \cos \theta)}{2\sqrt{r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos \theta}}. \quad (6.2)$$

Le moment moyen correspond donc à une température exprimée en  $\mu\text{K}$ . En ce qui concerne les vitesses, la moitié des halos sont simulés avec une vitesse de  $1\,000 \text{ km.s}^{-1}$ , l'autre avec celle de  $-1\,000 \text{ km.s}^{-1}$ . Deux halos à 70 arcmins de séparation ont, chacun, une vitesse opposée. Ces deux vitesses opposées servent à imiter la chute d'un amas sur l'autre. Néanmoins, dans le cas de cette simulation, les écartements sont très réguliers. Cela a pour conséquence que, si l'on applique directement la formule précédente, le moment moyen va avoir tendance à diminuer le signal. En effet, deux amas proches, contrairement à la réalité, ne vont pas forcément s'attirer l'un l'autre. Pour pouvoir faire alors sortir le signal et utiliser le maximum de paires d'halos, on calcule la différence des deux vitesses pour deux amas quelconques  $i, j$  :

$$\Delta V_{ij} = V_i - V_j. \quad (6.3)$$

Si les deux vitesses sont égales,  $\Delta V_{ij}$  sera nul. Dans les autres cas, si  $\Delta V_{ij}$  est positif, alors on inverse le signe de  $c_{ij}$ . À l'opposé si  $\Delta V_{ij}$  est négatif, on garde le signe de  $c_{ij}$ . Ce dispositif permet de sortir un signal maximum par rapport au bruit, en mimant la chute des amas les uns sur les autres.

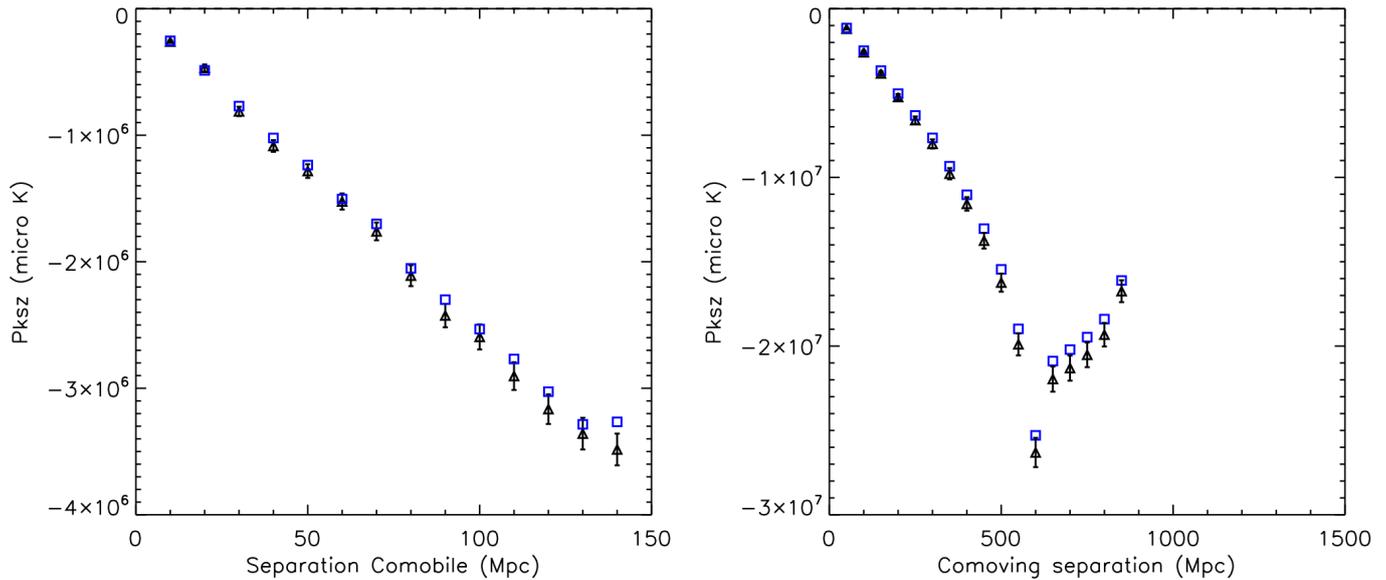


FIGURE 6.1 – Moment moyen cinétique calculé sur une simulation comptant 4000 amas de taille  $10^{15} M_{\odot}$  et une vitesse de 1 000 ou -1 000  $\text{km.s}^{-1}$ . Les triangles noirs sont ceux du moment moyen calculé en sortie de l'extraction. Les carrés bleus sont ceux obtenus directement à partir des données de simulation. Gauche : En bin de distance allant de 0 à 150 Mpc. Droite : En bin de distance de 0 à 1 000 Mpc. Cette simulation contient toutes les composantes Planck, à l'exception du fond diffus infrarouge et des sources ponctuelles.

**Résultats** On a extrait la déformation en température de la carte 143 GHz grâce au filtre monofréquentiel présenté dans la partie 4.3. Le profil utilisé pour l'extraction est un profil non-standard. La taille de celui-ci est la même pour tous les amas. Par ailleurs, comme pour le catalogue MaxBCG dans la partie précédente, nous coupons les cartes Planck en 504 cartes de  $10^{\circ} \times 10^{\circ}$ , indépendamment du nombre d'amas. La longueur d'onde de 143 GHz a été choisie, car elle est proche de celle utilisée dans l'article Hand et al. (2012). Une fois la déformation en température obtenue, on calcule le moment moyen. On calcule également le moment théorique. On récupère l'amplitude de la déformation en température de l'effet SZC en entrée de simulation en prenant la valeur de la composante SZC à la position de l'amas. Cette valeur de la déformation est donc celle en entrée de la simulation. Le moment moyen théorique est ensuite calculé avec la formule du moment moyen, de la même manière qu'avec les données obtenues en sortie de filtre. Ce moment théorique est donc le moment réel des halos dans la simulation. Une des questions est maintenant de savoir si ce moment est bien reconstruit. Par la suite, il sera représenté par des carrés bleus dans les figures. Il est à noter que ce moment théorique est libre de la présence du SZT et représente donc un moment où la totalité du SZT serait supprimé dans le moyennage, ce qui n'est peut-être pas le cas pour les données en sortie de simulation.

La figure 6.1 montre le moment moyen en fonction du bin de distance comobile. On voit que le signal est très important, en raison de la grande taille des amas et des fortes vitesses, ainsi que de la sommation cohérente des signaux SZC. On voit également que le signal est extrêmement bien reconstruit, avec des moments moyens en entrée (carré bleu) et en sortie (triangles noirs) en parfait accord l'un avec l'autre, en particulier pour les points avec de très faibles barres d'erreurs.

### 6.1.3 Simulation avec distribution de masse réaliste

**Présentation de la simulation** Le second type de simulation est plus réaliste. Comme précédemment, les cartes contiennent l'émission de la galaxie, du bruit instrumental, du fond diffus cosmologique, l'effet SZT et l'effet SZC. La réalisation du fond diffus cosmologique et du bruit est la même pour toutes les réalisations. Pour ces simulations, 200 000 halos sont simulés. Les masses de ces halos sont celles du catalogue LBG. Les positions sont les mêmes que dans la partie précédente, de même que les vitesses. Les décalages spectraux des halos sont ceux du catalogue LBG (pour avoir un descriptif du contenu de ce dernier, voir le tableau 3.1). Sur ces 200 000 halos, 176 734 sont non-masqués. Comme dans la partie précédente, nous utiliserons une simulation à 143 GHz, que nous couperons en 504 petites cartes. L'effet SZC sera extrait grâce au filtre adapté monofréquentiel. Ce cas va nous permettre de tester les effets des différentes tailles des amas. Ainsi contrairement à la partie précédente, plusieurs types de tailles de profil dans le filtre vont être testés. La méthode de calcul du moment moyen est la même qu'auparavant.

**Réflexion sur la taille de l'extraction** La grande majorité des amas du catalogue LBG ont une taille inférieure au lobe de Planck. La taille du profil correspond à la valeur  $\theta_s$  avec  $\theta_s = \theta_{500}/1.17726$  et  $\theta_{500} = r_{500}/d_a$ , avec  $d_a$  la distance angulaire de l'amas. En effet plus de 99 % des halos du catalogue ont une taille inférieure à 5 arcmin, et environ 50 % une taille inférieure à 1 arcmin. La question est alors de savoir quelle taille d'amas on doit mettre dans le filtre pour générer le profil ou les profils nécessaires à l'extraction. Potentiellement, l'utilisation d'un ou de plusieurs profils dans le filtre n'est pas anodine puisque si l'on n'a qu'une seule taille de profil, on ne génère qu'un seul filtre. Chaque carte est donc filtrée une seule fois. L'utilisation d'un ou de plusieurs profils est donc un paramètre important du temps de calcul.

Nous avons testé plusieurs types de tailles de profil. Dans quatre des cas, on ne génère qu'un seul profil; dans le dernier cas, on génère un ensemble de profils dans une échelle de taille :

1. On génère une seule taille de profil de taille égale à la taille minimale présente dans le catalogue, soit 0.24 arcmin.
2. On génère une seule taille de profil de taille égale à la valeur médiane des tailles des halos du catalogue, soit 1 arcmin.
3. On génère une seule taille de profil de taille égale à la valeur du lobe Planck à la longueur d'onde considérée, soit 7.25 arcmin.
4. On génère une seule taille de profil de taille égale à la taille maximale présente dans le catalogue, soit 35 arcmin.
5. On génère 32 profils différents, avec des tailles s'échelonnant entre 0.5 et 18 arcmin. Le signal de chaque amas est alors filtré avec le profil dont la taille est la plus proche de la sienne. Les halos de tailles supérieures à celles présentées dans l'échelle de taille ont leur propre profil généré. Pour le catalogue, seuls trois des amas sont en dehors de l'échelle de taille.

On teste ces cinq types de filtre sur l'extraction de l'effet SZC, mais surtout sur le calcul du moment moyen des paires de halos.

**Profil de taille minimale** La figure 6.2, en haut à gauche, présente le moment moyen calculé sur le catalogue de 200 000 halos, ainsi que ceux en entrée de la simulation. On voit que le moment moyen mesuré est compatible avec celui en entrée. Néanmoins, il

est systématiquement supérieur à ce dernier. Par ailleurs, la barre d'erreurs est de l'ordre de  $4\mu\text{K}$ . Ce résultat n'est pas surprenant : on a vu dans le chapitre 5 que sous-estimer la taille des amas a pour effet de sous-estimer le signal SZC en sortie du filtre, et donc de sous-estimer le moment moyen.

**Profil de taille médiane** La figure 6.2, en haut à droite, présente le moment calculé avec un filtre de taille unique, à savoir la taille médiane du catalogue. Comme dans le cas précédent, l'ensemble du moment moyen mesuré est compatible avec celui en entrée. Cependant, contrairement au cas précédent, les points ne sont pas systématiquement au-dessus. La barre d'erreurs a, elle, été approximativement divisée par 2. Le fait, que le profil ait une taille médiane, a pour conséquence qu'une partie du signal est sous-estimée (celle des gros halos) et une autre en partie surestimée (celle des petits halos).

**Profil à la taille du lobe Planck** La figure 6.2, en bas à gauche, présente le moment calculé avec un filtre à la taille du lobe de Planck. Contrairement aux deux cas précédents, les points mesurés semblent très fortement biaisés. Comme plus de 99 % ont une taille inférieure au lobe Planck, en fait, au lieu de mesurer l'effet SZC du halo, on mesure l'effet SZC du fond, ce qui explique la perte de signal. La totalité des points est à deux sigmas des points d'entrée. La barre d'erreurs a été encore divisée par deux.

**Profil à la taille maximale des halos** La figure 6.2, en bas à droite, présente le moment calculé avec un filtre de taille correspondant à la taille maximale du catalogue. Les effets sur la mesure sont semblables à ceux de la partie précédente : une barre d'erreurs d'environ 1 à  $1.5\mu\text{K}$  et des points en désaccord avec la simulation. En fait, l'effet de désaccord est même supérieur à ce qui précède avec des points à  $2.5\sigma$ . Cela s'explique de la même façon que précédemment, mais avec un effet exacerbé, vu que la taille maximale est supérieure au lobe.

**Profils avec des tailles évolutives** Dans le dernier cas, plusieurs profils de tailles différentes sont générés, ayant pour conséquence la création de différents filtres pour une même carte. Les tailles de profil vont de 0.8 à 18 arcmin, et 3 profils sont créés en plus pour les amas les plus gros. On obtient en tout 35 profils. La procédure pour chaque petite carte est donc la suivante :

1. On génère les 35 profils différents et, pour chaque halo, on détermine le profil le plus proche.
2. On détermine dans quelle petite carte se trouve chaque amas, grâce à sa position sur le ciel.
3. Pour chaque carte, on vérifie si elle contient des halos ; si oui, on passe à l'étape suivante ; sinon, on passe à la carte suivante.
4. On calcule le spectre de la carte.
5. Pour chaque taille de profil, on vérifie si l'un des halos présents dans la carte lui correspond. Si oui, on génère un filtre avec ce profil. Sinon, on passe à la taille suivante. On obtient donc autant de filtres que de tailles différentes des halos dans la carte.
6. On filtre la carte avec tous les filtres générés précédemment : pour chaque amas, on récupère, à sa position et pour sa taille de filtre, l'effet SZC en sortie.

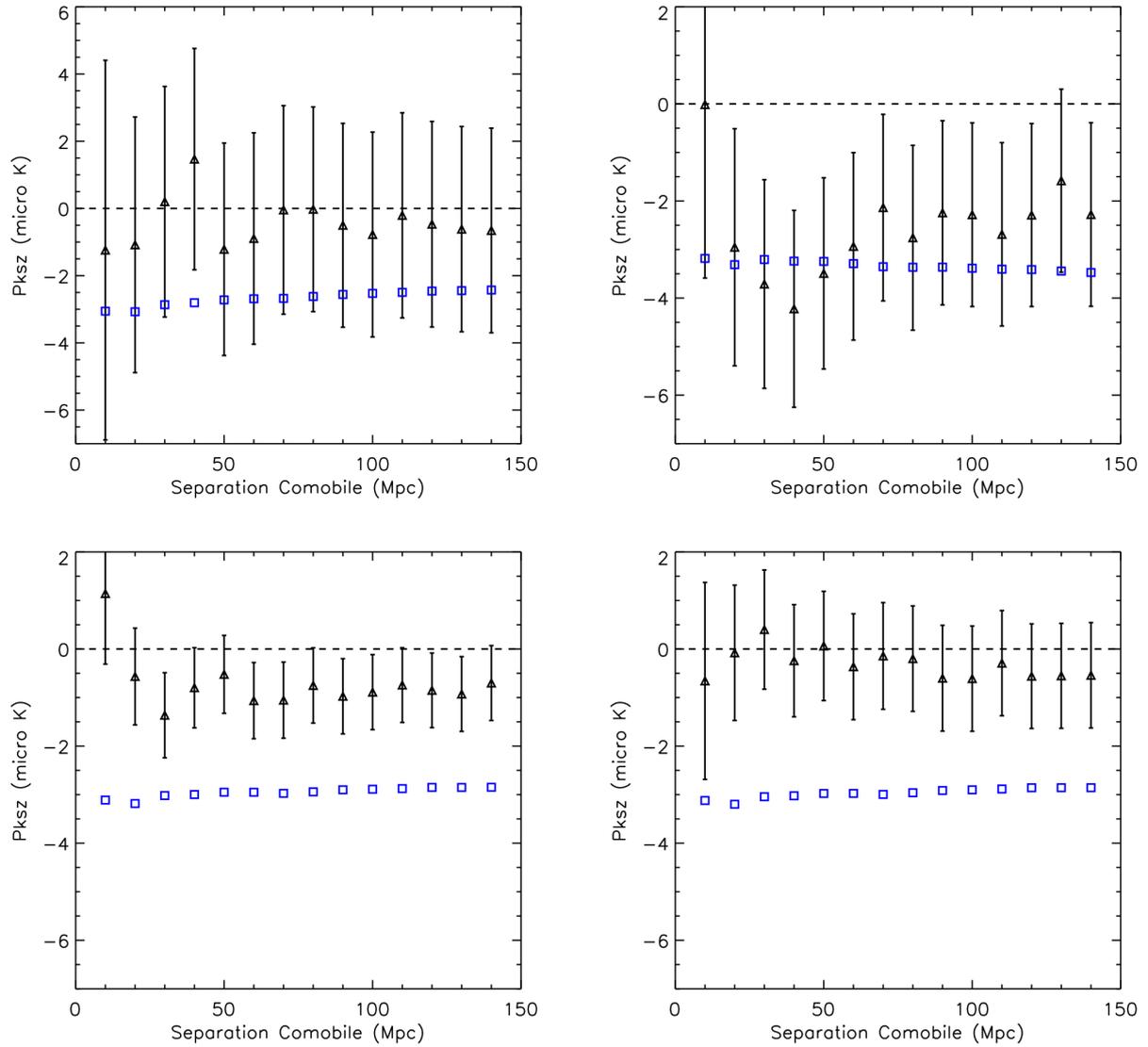


FIGURE 6.2 – (En haut à gauche) Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies avec un filtre avec un seul profil généré à la taille minimale des halos du catalogue (triangle noir). (En haut à droite) Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies avec un filtre avec un seul profil généré à la taille médiane des halos du catalogue (triangle noir). (En bas à gauche) Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies avec un filtre avec un seul profil généré à la taille du lobe Planck (triangles noirs). (En bas à droite) Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies avec un filtre à un seul profil généré à la taille maximale (triangles noirs). Dans tous les cas, les carrés bleus représentent le moment moyen obtenu avec les données en entrée de simulation. La simulation contient toutes les composantes des cartes Planck à l'exception du fond diffus infrarouge et des sources ponctuelles. Elle compte 200 000 halos de galaxies avec les masses des halos du catalogue, ils sont simulés avec des vitesses de 1 000 ou -1 000  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  et positionnés en paires sur le ciel.

Les étapes 3 et 5 sont là pour diminuer le temps de calcul et éviter que toutes les petites cartes soit filtrées 35 fois inutilement. Pour les cas précédents, les cartes n'étaient filtrées

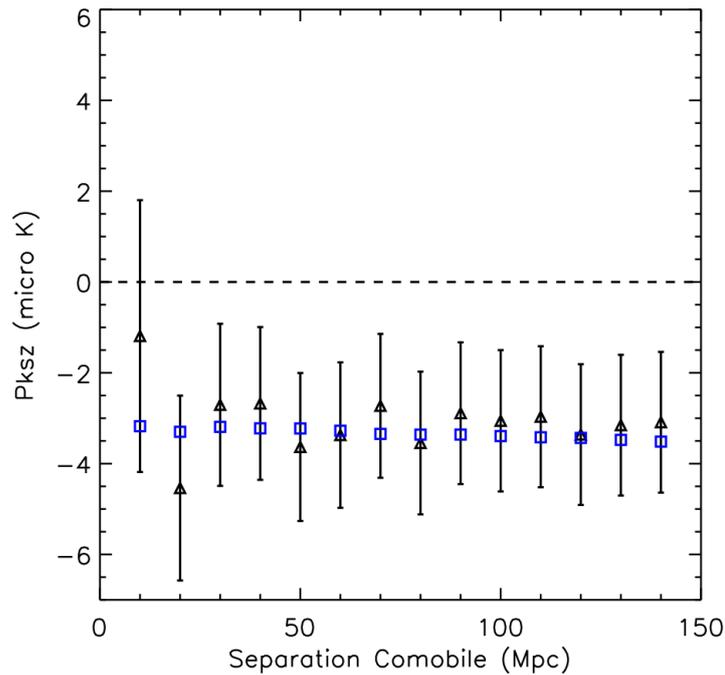


FIGURE 6.3 – Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies obtenu à partir de plusieurs filtres adaptés en taille (triangles noirs). Les carrés bleus représentent le moment moyen obtenu avec les données en entrée de simulation. La simulation contient toutes les composantes des cartes Planck, à l’exception du fond diffus infrarouge et des sources ponctuelles. Elle compte 200 000 halos de galaxies avec les masses des halos du catalogue ; ils sont simulés avec des vitesses de 1 000 ou -1 000  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  et positionnés en paires sur le ciel.

qu’une fois pour le seul profil généré.

Dans ce cas, la taille des profils est donc la mieux adaptée aux halos. La figure 6.3 présente le moment calculé avec des filtres adaptés en taille. On a des barres d’erreurs de l’ordre de  $2\mu\text{K}$ . Comme on s’y attendait, on voit que le moment mesuré est en total accord avec le moment des simulations à moins de  $0.5\sigma$ .

Les masses des halos et leur tailles sont donc importantes à prendre en compte. De ce fait, c’est ce dernier type de filtre que nous choisirons par la suite. La perte du temps de calcul vaut le gain de barre d’erreurs par rapport à la taille médiane.

#### 6.1.4 Simulation avec amas et position réaliste

**Présentation de la simulation** Le troisième type de simulation contient les mêmes composantes que précédemment, c’est-à-dire la galaxie, le bruit instrumental, le fond diffus cosmologique, les effets SZT et SZC. On utilise directement le catalogue LBG, masqué comme expliqué dans le début de chapitre. Le catalogue masqué contient 247 000 halos. Les halos ont donc des tailles, des décalages vers le rouge, mais également des positions réalistes. Par contre, les vitesses sont toujours de plus ou moins  $1\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette simulation est réalisée dans les six longueurs d’onde de Planck HFI. Nous allons tester dans les paragraphes suivants, les différents filtres à notre disposition et leurs effets. Quel que soit le type de filtre employé, nous calculerons le moment moyen de la même façon

qu'expliquée dans les premières parties de ce chapitre.

**Différents types de filtre** Dans cette partie, ainsi que dans la suivante, nous utiliserons trois types de filtres différents : un filtre monofréquentiel et deux filtres multifréquentiels, dont le filtre multifréquentiel cinétique non-biaisé et celui biaisé (voir les parties 4.4.4 et 4.4.3). Les paragraphes suivants compareront les mérites de ces filtres. Dans tous les cas, plusieurs profils de taille sont utilisés, comme présenté dans la partie précédente.

**Filtre monofréquentiel** Le filtre monofréquentiel est le même que dans la partie précédente et, là encore, appliqué à 143 GHz. On voit dans la figure 6.4, en haut à gauche, que la barre d'erreurs est de l'ordre de  $1.5\mu\text{K}$ . Les points centraux sont décalés par rapport aux points de la simulation d'environ  $1\sigma$ .

**Filtre multifréquentiel biaisé** On voit dans la figure 6.4, en haut à droite, que la barre d'erreurs est divisée par deux par rapport au filtre monofréquentiel. Cependant, au niveau de la position du point central, on a un décalage par rapport au point central de l'ordre de  $2\sigma$ .

**Filtre multifréquentiel non-biaisé** On voit dans la figure 6.4, en bas, que la barre d'erreur est du même ordre de grandeur que dans le cas non-biaisé. Le décalage au niveau du point central a diminué par rapport à la réalisation précédente, puisque tous les points sont compatibles avec ceux en entrée de la simulation. Néanmoins, le biais n'a pas totalement disparu, probablement en raison de la présence du biais de projection discuté dans la partie 5.2.3 ; il n'est cependant pas très significatif au vu de la corrélation entre les points.

**Analyse des résultats** En conclusion, les barres d'erreurs sont du même ordre pour les deux filtres multifréquentiels et environ deux fois plus petites que dans le cas monofréquentiel. Par ailleurs, les deux réalisations qui ne traitent pas l'effet SZT au niveau de l'extraction, c'est-à-dire le filtre monofréquentiel et le filtre multifréquentiel biaisé, souffrent d'un biais qui n'est pas présent dans le cas non-biaisé. Normalement, la théorie voudrait que tous les signaux non dépendants de la distance de séparation soient supprimés lors du calcul du moment moyen ; c'est le cas normalement pour l'effet SZT. L'hypothèse la plus probable quant à la présence de ce biais est le fait que les modifications sur la formule du  $P_{SZC}$ , faites pour faire sortir le signal SZC, ont également pour conséquence d'exacerber la contamination en SZT. Ceci est confirmé par le fait que les mesures obtenues par les deux filtres, ne prenant en compte la contamination par SZT, sont impactées par ce biais, contrairement à celles obtenues avec le filtre multifréquentiel cinétique non-biaisé. Nous verrons qu'au niveau des données, quand on utilise la formule "usuelle" du  $P_{SZC}$ , l'effet de la contamination dû à l'effet SZT n'a, en fait, qu'un faible impact.

**Conclusion de la partie** Si la dernière simulation est réaliste en termes de position, de masse et de décalage vers le rouge, aucune n'est réaliste en terme de distribution des vitesses, que ce soit au niveau de la distribution théorique de base ou du fait que les halos sont attirés les uns vers les autres. C'est pourquoi il est difficile de faire des comparaisons directes avec les données. Les simulations permettent surtout de vérifier que les données en entrée et en sortie sont bien en accord, et d'étudier les différents filtres possibles.

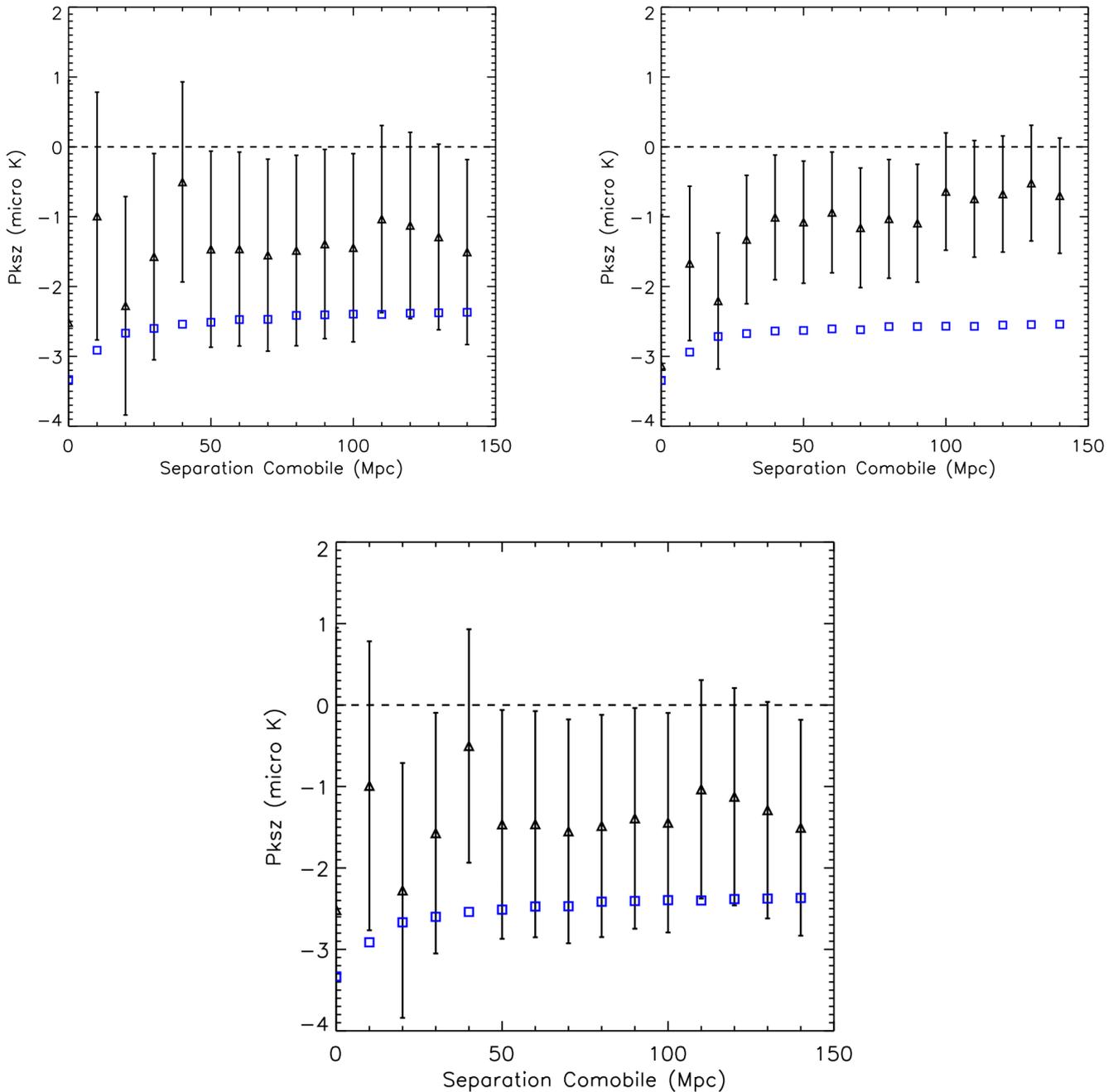


FIGURE 6.4 – (En haut à gauche) Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies avec plusieurs profils adaptés en taille (triangles noirs) avec un filtre monofréquentiel. (En haut à droite) Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies avec plusieurs profils adaptés en taille (triangles noirs) avec un filtre multifréquentiel biaisé. (En bas) Calcul du moment moyen des paires de halos de galaxies avec plusieurs filtres adaptés en taille (triangles noirs) avec un filtre multifréquentiel non-biaisé. Dans tous les cas, les carrés bleus représentent le moment moyen obtenu avec les données en entrée de simulation. La simulation contient toutes les composantes des cartes Planck, à l'exception du fond diffus infrarouge et des sources ponctuelles. Elle compte 247 000 halos de galaxies avec les masses et la localisation des halos du catalogue; ils sont simulés avec des vitesses de 1 000 ou  $-1\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ .

## 6.2 Analyse des données

Dans cette partie, nous utiliserons les six cartes de Planck HFI, ainsi que le catalogue LBG, avec le même masque que celui exposé dans la première partie de ce chapitre. Le nombre d'amas non-masqués est alors de 247 158. Pour étudier les données, nous utiliserons trois filtres différents, comme dans la partie précédente : un filtre monofréquentiel et les deux filtres multifréquentiels biaisé et non-biaisé. On rappelle que les termes "biaisé" et "non-biaisé", font référence respectivement au filtre ne prenant pas en compte la contamination par l'effet SZT, et à celui corrigeant cette contamination. Par ailleurs, le modus operandi est celui exposé dans la partie 6.1.3. Contrairement aux simulations, le calcul du moment moyen est fait avec la formule de base 6.1, sans correction de signe. Par ailleurs, le calcul de la matrice de covariance se fait suivant la formule de la partie 4.5.

### 6.2.1 Mesure du moment moyen des paires avec un filtre monofréquentiel

**Etude des mesures** Nous avons appliqué le filtre monofréquentiel sur deux longueurs d'ondes différentes, à 143 et 217 GHz. Ces deux longueurs d'ondes sont les plus propices à la mesure de l'effet SZC dans Planck, puisque ce sont celles qui présentent la meilleure sensibilité. De plus, à 217 GHz, l'impact de l'effet SZT devrait être plus faible. Nous avons tracé le moment moyen à ces deux longueurs d'ondes, pour deux échantillonnages différents. Le premier échantillonnage va de 0 à 1500 Mpc en 30 bin de Mpc. Le second échantillon zoome sur les premiers bins, allant de 0 à 150 Mpc en 15 bins.

Comme le moment des paires quantifie le fait que les halos de galaxies ont tendance à s'attirer les uns vers les autres, le moment diminue avec la distance. Pour les deux fréquences, on voit, dans les deux figures 6.5 de gauche, que le moment moyen est totalement compatible avec zéro. A 143 GHz, on voit une montée des points pour les derniers bins. Néanmoins, nous verrons que les bins sont très fortement corrélés, ce qui diminue la signification de cette montée.

On attend le signal entre le deuxième et le troisième bin soit entre 10 et 30 Mpc, comme l'atteste le modèle d'ajustement de Hand et al. (2012). A 143 GHz (voir la figure 6.5 en haut à droite), l'ensemble des points semble être compatible avec une certaine tendance à être négative. Le creux du signal dans les premiers bins est plus visible à 217 GHz (voir la figure 6.5 en bas à droite), où les points restent cependant, là encore, compatibles avec zéro. Ces observations restent donc totalement en accord avec Hand et al. (2012). Les barres d'erreurs sont de l'ordre de  $0.7\mu\text{K}$ .

En utilisant la formule 4.47, nous avons calculé la matrice de covariance des données (voir figure 6.6). On observe tout d'abord que les bins proches sont très fortement corrélés. Cela s'explique par le fait qu'un halo participant à un bin de distance a de grandes chances de participer à un autre bin proche. Néanmoins, elle chute rapidement pour les bins plus éloignés.

À partir de la matrice de covariance, on peut alors calculer le  $\chi^2$  des données par rapport au modèle d'ajustement, en suivant la formule suivante :

$$\chi^2 = (p(r) - F(r))^T V^{-1} (p(r) - F(r)), \quad (6.4)$$

où  $p(r)$  est le moment moyen de paire mesuré dans chacun des bins,  $F(r)$  la prédiction qui est ici le modèle d'ajustement de Hand et al. (2012), et  $V$  la matrice de covariance. Les résultats du test donnent pour les quinze degrés de liberté à 143 GHz,  $\chi^2 = 8.8$  et un  $\chi^2 = 6.2$  à 217 GHz. Dans le but d'obtenir un signal plus important, nous allons utiliser les deux filtres multifréquentiels.

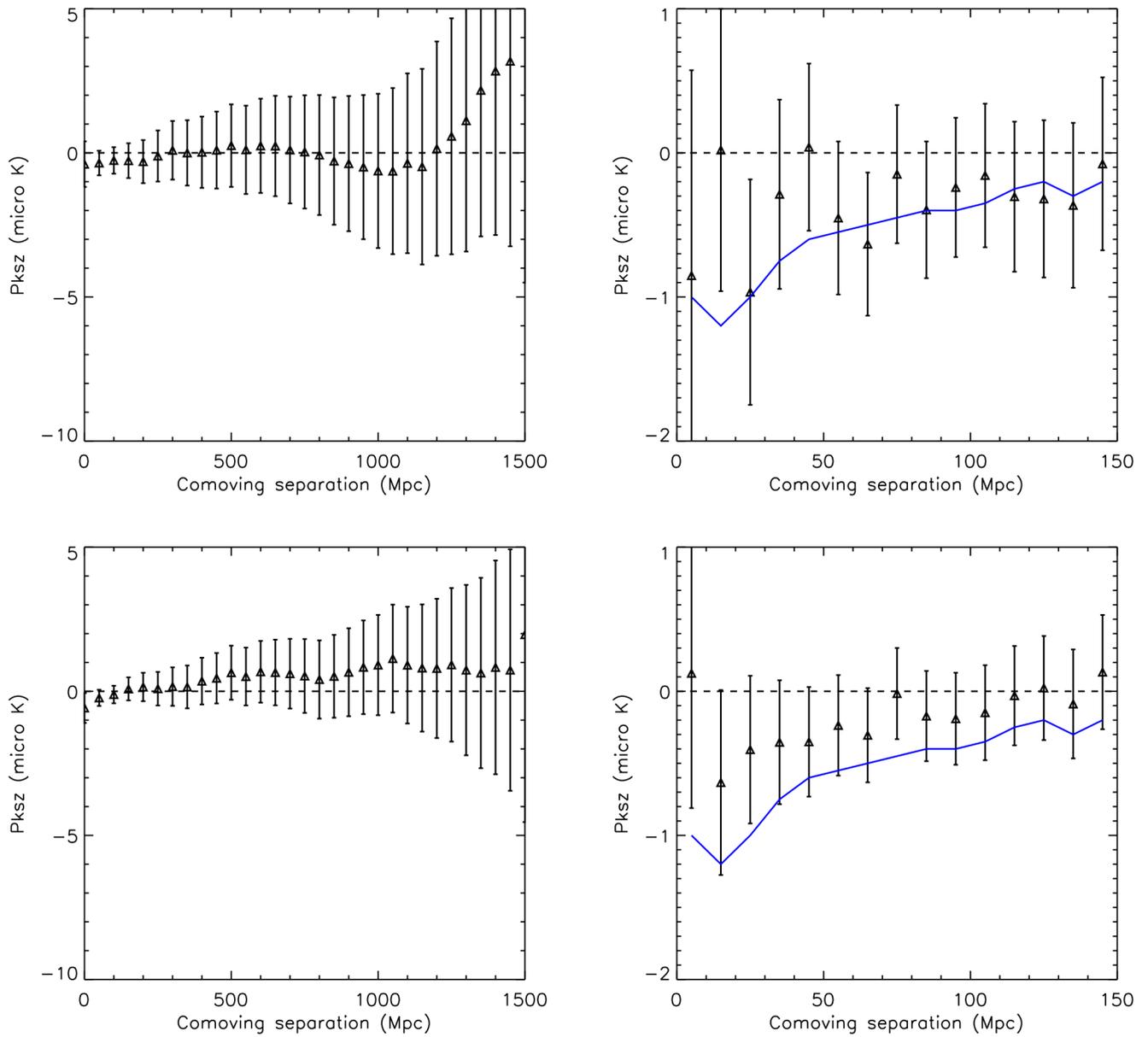


FIGURE 6.5 – Moment moyen cinétique calculé sur les données Planck HFI à 143 GHz (2 graphiques supérieurs) et à 217 GHz (2 graphiques inférieurs), pour deux échantillonnages de séparation comobile l'un allant de 0 à 1 500 Mpc (2 à gauche) et l'autre allant de 0 à 150 Mpc (2 à droite). Les droites bleues correspondent au meilleur modèle d'ajustement de Hand et al. (2012).

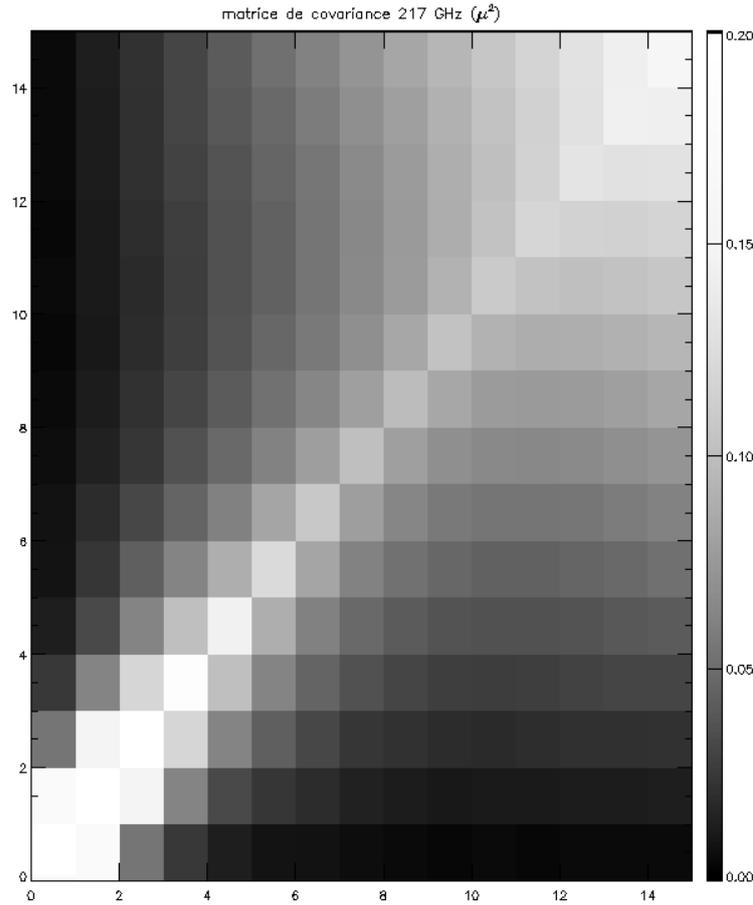


FIGURE 6.6 – Matrice de covariance obtenue entre les 15 bins de séparation comobile à 143 GHz. Remarque : le résultat serait semblable à 217 GHz.

**Décontamination des effets dépendants en "redshift"** Le terme de moyenne  $T_{moy}(z_i)$  calculé sur la moyenne des déformations en température est ajouté au moment moyen pour supprimer des effets dépendants en décalage spectral non supprimés par le simple calcul du moment moyen (voir la partie 4.5). Si son bien-fondé ne semble pas évident, surtout dans le cas du filtre multifréquentiel non-biaisé, puisque de fait ce filtre devrait permettre de supprimer l'ensemble des contaminations possibles du signal SZC, il est néanmoins nécessaire de l'appliquer pour éviter certains biais de mesures. Ces biais pourraient avoir pour origine des sources de signal présents dans les halos autres que l'effet SZC, comme par exemple les galaxies infrarouges. La figure 6.7 présente  $T_{moy}(z_i)$  en fonction de bin de décalage vers le rouge obtenu lors de la mesure par le filtre monofréquentiel sur la carte à 217 GHz. On observe que si la valeur de  $T_{moy}(z_i)$  est constante entre 0.05 et 0.25 en  $z$ , où se situe 93 % des amas, elle présente de grandes variations au niveau des plus petits, en dessous de 0.05, et un plus grand décalage vers le rouge, au dessus de 0.25. Ces grandes variations ont probablement pour origine le manque de statistiques à ces décalages vers le rouge. Elles sont plus grandes que le signal attendu, qui est de quelques  $\mu\text{K}$ , pour des variations de plusieurs dizaines de  $\mu\text{K}$ . Leur effets sont donc à prendre en compte.

D'une part, à grandes échelles, on s'attend à ce que le moment moyen soit nul, puisque de fait avec cet écartement entre les halos, les amas ne devraient plus sentir l'effet de la gravité entre eux. Or comme on le voit dans la figure 6.8 (figure en haut à gauche),

l'absence de l'utilisation de  $T_{moy}(z_i)$  a pour effet de faire apparaître une montée inattendue dans le calcul du moment moyen. D'autre part, à plus petites échelles, l'absence de cette moyenne va faire apparaître un biais non négligeable (figure en haut à droite). Le moment moyen, qui doit être théoriquement négatif, devient même positif. L'adjonction de  $T_{moy}(z_i)$  permet de corriger ces deux effets, comme le démontre le passage des deux figures du haut à celle du bas. L'utilisation de cette moyenne est donc indispensable pour reconstruire le signal attendu. Cependant, le contenu réel de cette moyenne de température reste opaque. Il correspond à un certain nombre d'effets qu'on ne comprend dans les données. En effet, si on réalise le même exercice sur les simulations, l'effet de la moyenne de température est faible, voire très faible. Cela indique clairement que les effets corrigés par la moyenne des températures ne sont pas, pour l'instant, pris en compte dans les simulations et demanderaient de plus amples investigations.

### 6.2.2 Mesure du moment moyen des paires avec un filtre multifréquentiel

Dans cette partie, nous utilisons les filtres multifréquentiels biaisé ou non-biaisé sur l'ensemble des six fréquences HFI, de façon à obtenir le moment moyen des paires.

**Mesure du moment moyen des paires** On observe dans la figure 6.9 que les résultats obtenus en sortie de ces deux filtres sont très proches. Ainsi, contrairement à ce qu'on a observé dans la simulation, l'effet de la contamination par le SZT est faible. La barre d'erreurs a été améliorée, par rapport au filtre monofréquentiel, de l'ordre de 20 %. Les

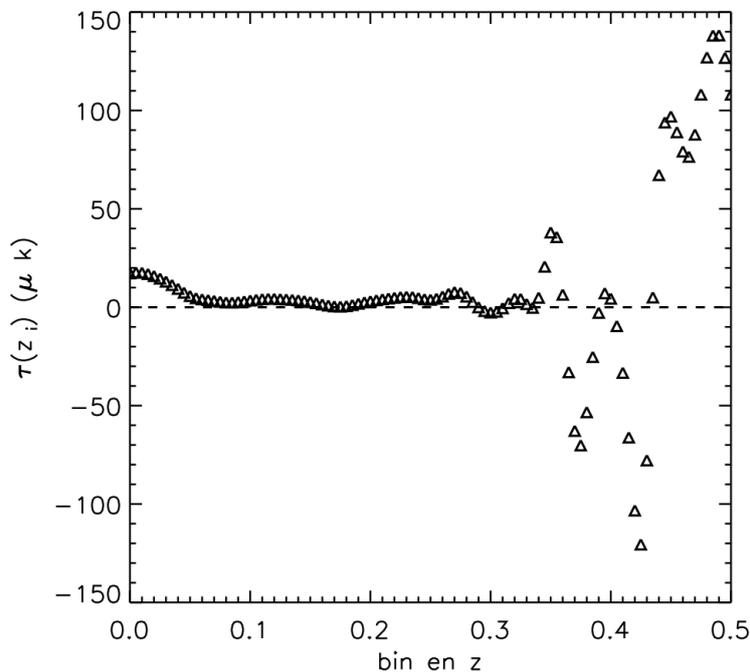


FIGURE 6.7 – Calcul de la moyenne de la déformation en température due aux effets SZ en bin de décalage vers le rouge. Les effets SZ ont été extraits de la carte à 217 GHz avec un filtre monofréquentiel.

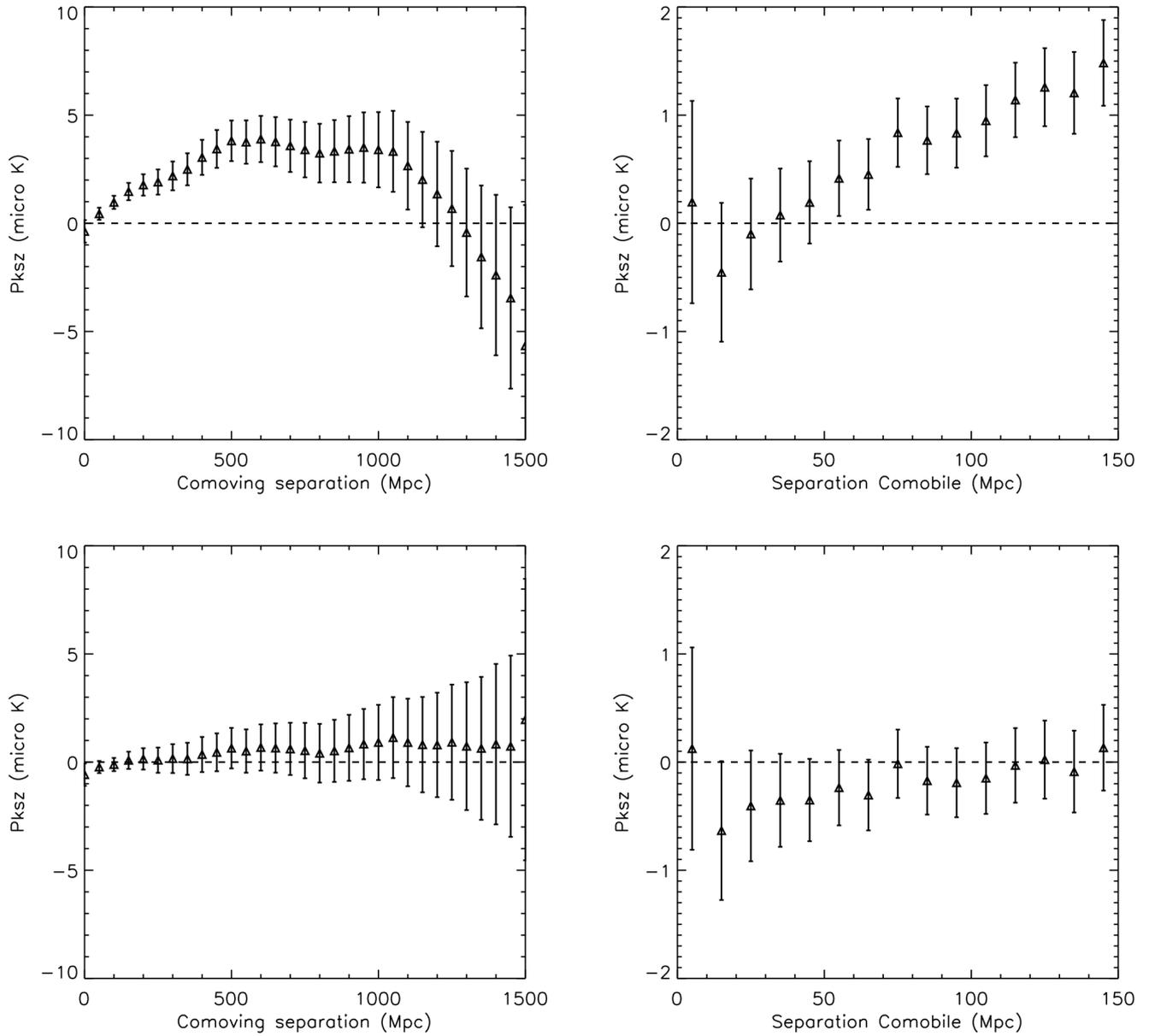


FIGURE 6.8 – Moment moyen cinétique calculé sur les données Planck HFI à 217 GHz pour deux échantillonnages de séparation comobile allant de 0 à 1 500 Mpc (graphiques de gauche) et allant de 0 à 150 Mpc (graphiques de droite). Les deux figures du haut sont calculées en ne prenant pas en compte de  $T_{moy}(z_i)$ , contrairement aux deux figures du bas.

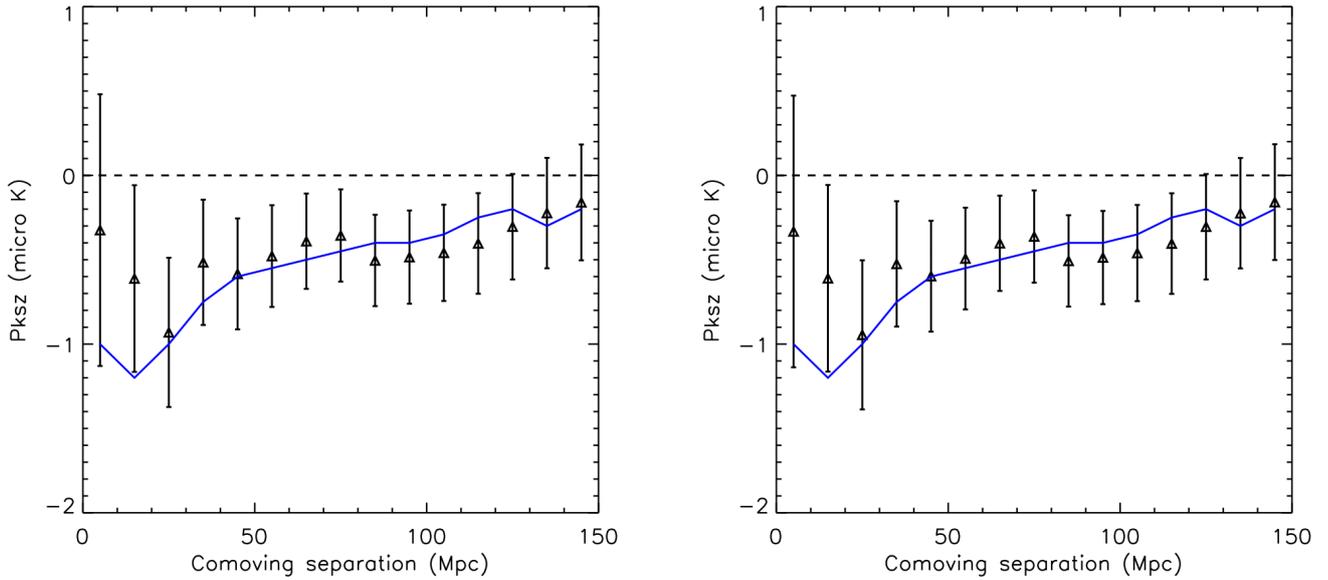


FIGURE 6.9 – Moment moyen cinétique calculé sur les six cartes Planck HFI, obtenu avec le filtre multifréquentiel non-biaisé (à droite) et biaisé (à gauche). Les droites en bleu correspondent au meilleur modèle d’ajustement de Hand et al. (2012). On peut observer que les deux filtres donnent des résultats comparables.

Type de filtres	Filtre multifréquentiel biaisé	Filtre multifréquentiel non-biaisé
$\chi^2$ sur les mesures Planck	6.51	6.49
$\chi^2$ sur les réalisations aléatoires	22.88	20.96

TABLE 6.1 – Ce tableau donne les mesures du  $\chi^2$  obtenues pour les deux filtres multifréquentiels, que ce soit pour les données ou sur les réalisations aléatoires.

points de mesure suivent de façon claire le modèle d’ajustement de Hand et al. (2012), avec un signal plus fort au troisième bin. Les points sont significativement négatifs.

**Test aléatoire** Pour vérifier que cette mesure n’est pas un simple effet statistique, nous avons effectué un test aléatoire sur les données. Nous avons réalisé celui-ci en mélangeant aléatoirement la mesure de la déformation en température obtenue en sortie des filtres. La mesure de l’effet SZC ne correspond donc plus à la position des amas. Les résultats de ces deux test sont présentés dans la figure 6.10. Dans les deux cas, les points restent totalement compatibles avec zéro et ne semblent plus présenter la même forme que précédemment.

**Test du  $\chi^2$**  Les résultats des test  $\chi^2$  obtenus pour les différents filtres et leur test aléatoire sont présentés dans le tableau 6.1. Dans la figure 6.11 est représentée la distribution de  $\chi^2$  correspondant à 15 degrés de liberté. On voit, au travers de la figure et du tableau, que le  $\chi^2$  est faible pour les mesures. Ce fait pourrait donc correspondre à une mesure de l’effet SZC. À l’opposé, le test du  $\chi^2$  pour les réalisations aléatoires donne des valeurs fortes. La probabilité que le signal aléatoire corresponde au modèle de prédiction est de 14 % pour le filtre non-biaisé et de 8.6 % pour le filtre biaisé.

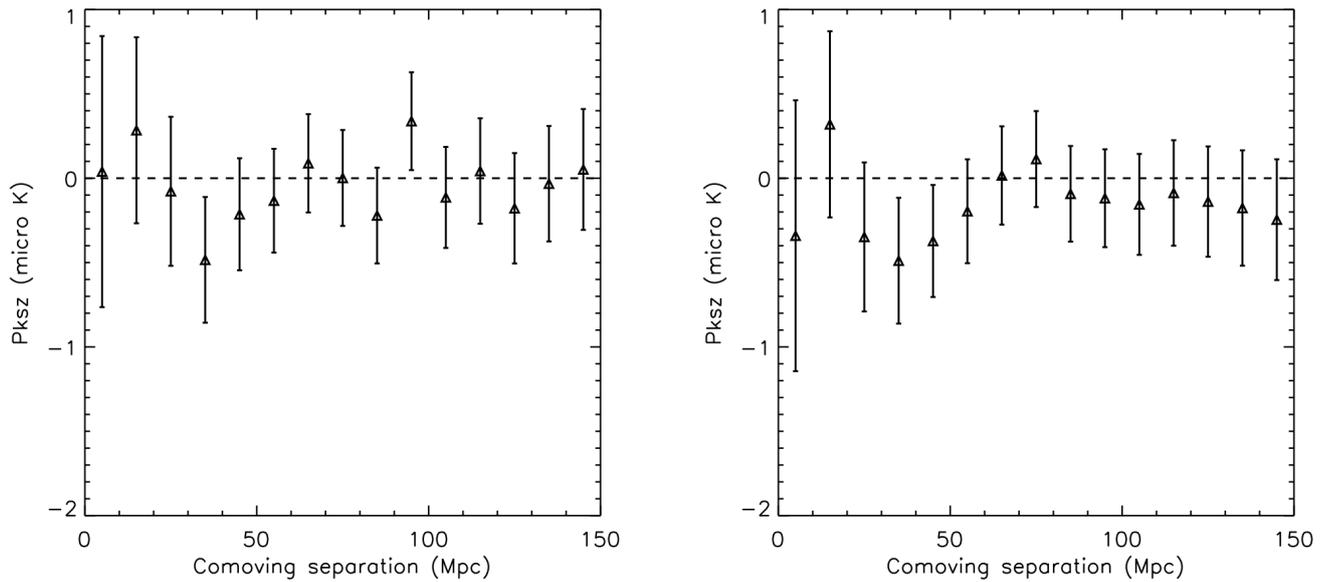


FIGURE 6.10 – Moment moyen cinétique calculé sur les six cartes Planck HFI, en désolidarisant leurs positions de leurs mesures.

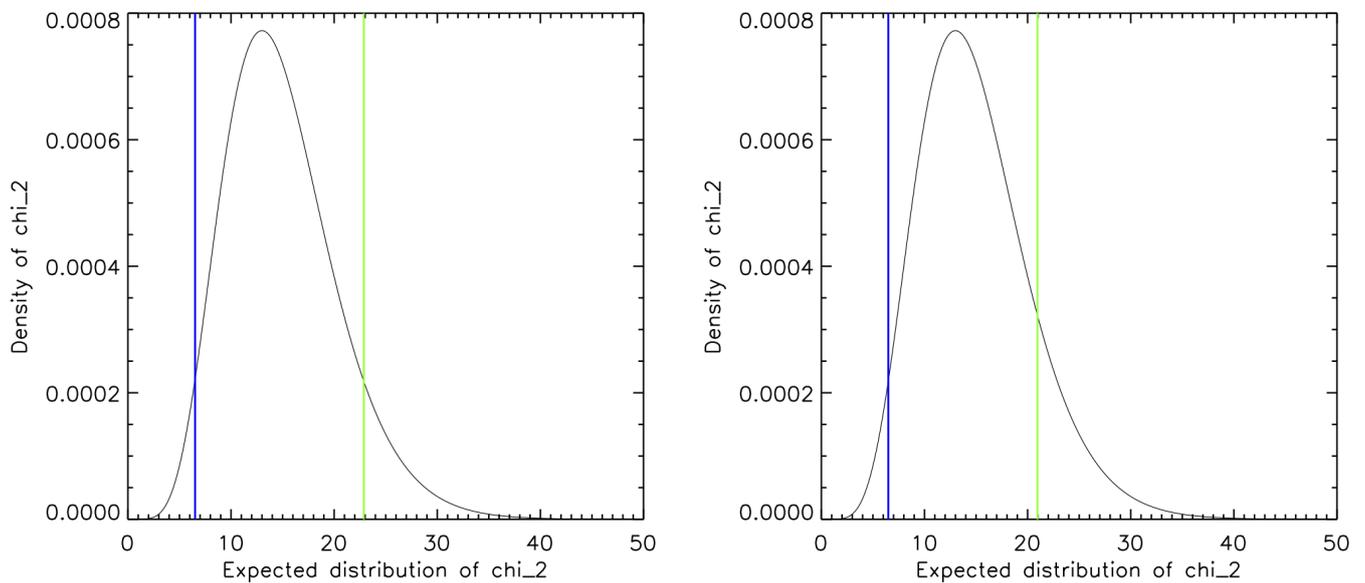


FIGURE 6.11 – Distribution du  $\chi^2$  pour un système à 15 degrés de liberté (courbe incurvée en noir). Les  $\chi^2$  mesurés sur les données et sur la réalisation aléatoire sont respectivement en bleu et en vert. La figure de gauche correspond au filtre non-biaisé et celle de droite au filtre biaisé.

### 6.3 Conclusion et discussion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le moment cinétique des paires de halos de galaxies. Nous avons tout d'abord testé nos outils de mesure du moment moyen sur des simulations simples. Par la suite, nous avons mesuré le moment moyen des halos de paires sur les vraies mesures à l'aide d'un filtre monofréquentiel appliqué sur les cartes Planck à 217 et 143 GHz, puis de deux filtres multifréquentiels : un filtre prenant en compte l'effet SZT et l'autre ne le prenant pas en compte. De plus, pour ces deux filtres multifréquentiels, nous avons réalisé un test aléatoire, en séparant et réassociant aléatoirement des mesures de l'effet SZC et les positions des amas. Plusieurs conclusions s'imposent :

- Les résultats sont en accord, quel que soit le filtre utilisé.
- Les filtres multifréquentiels donnent les meilleurs résultats et permettent de faire sortir un signal clair par rapport au test aléatoire. Le  $\chi^2$  mesuré dans le cas des données pour le filtre multifréquentiel non-biaisé est de 6.49, contre 20.96 pour le cas aléatoire pour quinze degrés de liberté.
- L'ensemble de ces résultats est en accord avec les mesures obtenues par Hand et al. (2012), avec une barre d'erreurs légèrement inférieure à celle montrée dans l'article.

Ces résultats feront partie d'une publication prévue pour fin 2014. Néanmoins, pour l'instant, des dissensions sur la mesure sont présentes entre les différents groupes intervenant sur cet article. L'utilisation d'une simulation réaliste de champs de vitesses des halos, dans le cadre de la chute des objets les uns vers les autres serait nécessaire pour uniformiser ces mesures. Ce travail est donc prometteur pour la suite mais demande d'autres investigations.



# Chapitre 7

## Etude de l'effet SZT relativiste

L'effet SZ thermique relativiste a été calculé à la fin des années 1990 (voir Itoh et al. (1998); Challinor & Lasenby (1998)). La théorie liée au SZT thermique relativiste est exposée dans la partie 2.4.1. L'adjonction de cette correction relativiste a pour conséquence que le flux SZT dépend aussi de la température intra-amas. De ce fait, il est normalement possible de déterminer la température intra-amas en étudiant l'effet SZT relativiste. Nous avons cherché à étudier cet effet dans les données Planck. Ce chapitre est divisé en cinq sections distinctes. Dans la première, nous présenterons le catalogue et les procédures utilisées. Dans la seconde, nous étudierons l'impact de la correction relativiste sur les flux SZ thermiques. Dans la troisième, nous aborderons la comparaison entre le flux X et le flux SZ. Dans la quatrième partie, nous verrons les possibilités de mesure de la température par l'effet SZT relativiste. Enfin, dans la dernière partie, nous concluons en rappelant les principaux points de ce chapitre.

### 7.1 Catalogue et procédure

Dans ce chapitre, nous utiliserons principalement le catalogue XMMESZ. Ce dernier contient 62 amas appartenant aux archives XMM. Chacun de ces amas a donc une position, une taille et une température X précises. Le catalogue est présenté dans la partie 3.4.3. Nous utiliserons, dans ce chapitre, les six fréquences Planck HFI DX9, ainsi que deux types de spectre SZ, l'un issu de l'équation de Kompaneets non-relativiste et l'autre issu des équations relativistes présentées dans Itoh et al. (1998) (voir la partie 2.4.1, et l'annexe C).

Comme dans le cas du catalogue MCXC (voir le chapitre 5), les cartes Planck seront d'abord découpées en petites cartes de  $10^\circ \times 10^\circ$  centrées autour de chaque amas. Pour chaque amas, nous supposons que le profil de pression est le profil non-standard universel de Arnaud et al. (2010).

Au niveau de l'extraction, l'effet des bandes de fréquences est systématiquement pris en compte. Pour extraire le flux SZT des cartes Planck nous avons utilisé deux types de filtres différents : un filtre monofréquentiel et un filtre multifréquentiel. Le filtre monofréquentiel, présenté dans la partie 4.3, permet d'obtenir un flux dans chaque bande de fréquence  $F_{\nu,i}$  et une erreur sur ce flux  $\sigma_{F_{\nu,i}}$  pour un amas donné  $i$ . Pour l'extraction, aucune supposition sur la dépendance en fréquence de l'effet SZT n'est effectuée dans ce cas. Par conséquent, pour le filtre monofréquentiel, il n'y a pas lieu de faire une supposition relativiste ou non. À l'opposé, nous avons le cas du filtre multifréquentiel thermique. Celui-ci est présenté dans la partie 4.4.2. Dans le cas de ce filtre, nous utilisons une supposition sur la dépendance en fréquence de l'effet SZT. Il est donc possible d'extraire le flux en supposant,

soit un spectre relativiste, soit un spectre non-relativiste. Le filtre multifréquentiel donne donc, pour chaque amas  $i$ , un flux non-relativiste,  $Y_{non-relativiste,i}$ , et un flux relativiste,  $Y_{relativiste,i}$ , associés à une erreur sur ces flux, respectivement  $\sigma_{Y_{nr,i}}$  et  $\sigma_{Y_{r,i}}$ . On reconstruit le spectre SZT à chaque fréquence à partir de ces flux en se servant de la dépendance en fréquence de l'effet SZT.

Ces deux filtres et ces différentes dépendances en fréquence vont nous permettre d'étudier l'effet de la correction relativiste sur la mesure du flux thermique.

## 7.2 Impact de la correction relativiste sur les flux SZ thermiques

Dans cette partie, nous verrons l'impact de la correction relativiste sur la mesure du flux SZT moyen des amas XMMESZ.

### 7.2.1 Spectre relativiste moyen

Ainsi, nous avons pour chaque amas  $i$ , deux flux SZ,  $Y_{non-relativiste,i}$ ,  $Y_{relativiste,i}$ , et six flux à chaque fréquence  $F_{\nu,i}$ . A partir des flux non-relativistes et relativistes, on reconstruit le flux attendu à toutes les fréquences, en utilisant la dépendance en fréquence relativiste ou non-relativiste du spectre SZT.

Nous avons ensuite déterminé la moyenne des spectres SZT sur l'ensemble des amas du catalogue. Ces spectres sont pondérés. Pour les spectres SZT reconstruits, nous utilisons une pondération en  $1/\sigma_{Y_{nr,i}}^2$  et en  $1/\sigma_{Y_{r,i}}^2$  respectivement pour le spectre non-relativiste et le spectre relativiste. Nous moyennons aussi les mesures par fréquence, en utilisant une pondération en  $1/\sigma_{F_{\nu,i}}^2$ . Les spectres moyens sont présentés dans la figure 7.1. Pour comparer les mesures par fréquence au spectre, on intègre les spectres reconstruits sur les bandes optiques de Planck. On obtient alors les carrés verts dans le cas non-relativiste, et les losanges noirs dans le cas relativiste. On observe que les points relativistes semblent être plus proches des points de flux mesurés (les triangles roses) que les points non-relativistes. On peut calculer la  $\chi^2$  des points reconstruits par rapport aux flux issus du filtre monofréquentiel en suivant la formule :

$$\chi^2 = \sum_{\nu=1}^6 \frac{(Y_{reconstruit,\nu} - F_{moyen,\nu})^2}{\sigma_{reconstruit,\nu}^2}, \quad (7.1)$$

avec  $Y_{reconstruit,\nu}$ , les points reconstruits à partir des spectres relativistes ou non-relativistes (les carrés verts ou les losanges noirs), et  $F_{moyen,\nu}$  le flux moyen mesuré pour chaque fréquence (les triangles roses). Les erreurs sont calculées sur les points reconstruits. Pour calculer ce  $\chi^2$ , les points sont supposés indépendants entre eux. Nous réduisons ensuite le  $\chi^2$  en supposant six degrés de liberté, soit le nombre de bandes de fréquences. On obtient alors  $\chi^2$  réduit de 2.98 pour le cas relativiste et  $\chi^2 = 4.55$  pour le cas non-relativiste. Comme prévu, le cas relativiste semble, être pour l'instant, celui donnant le meilleur résultat. Il est donc, à priori, nécessaire de prendre en compte les effets de correction relativiste dans Planck. Néanmoins, ces  $\chi^2$  restent relativement mauvais, révélant la présence soit d'une contamination par un élément externe aux amas de galaxies, soit d'un problème dans la méthode de calcul.

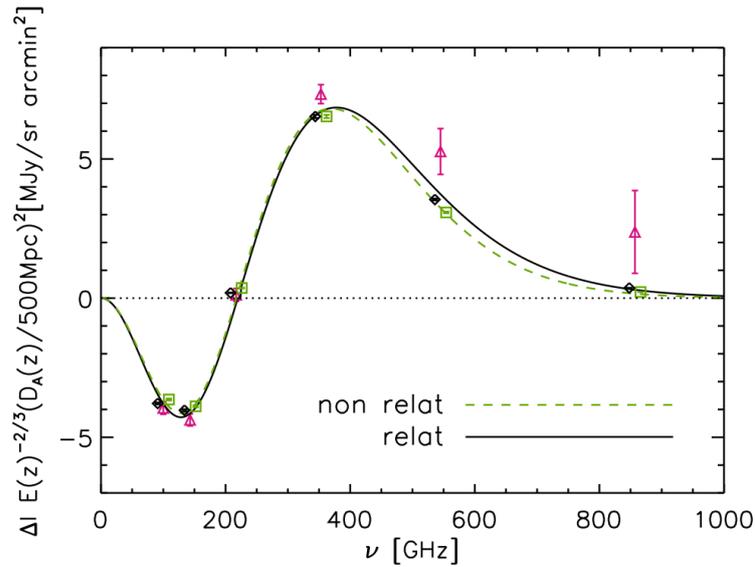


FIGURE 7.1 – Flux SZ estimés. Les triangles roses représentent la moyenne sur les flux mesurés à chaque fréquence. La ligne noire solide est obtenue à partir du flux mesuré par le filtre multifréquentiel thermique biaisé et reconstruit puis moyenné sur l’ensemble de la population XMMESZ suivant un spectre relativiste. La ligne en tirets verts est équivalente à la première mais pour un spectre non-relativiste. Dans les deux cas, les points de même couleur sur la courbe, c’est-à-dire les losanges noirs pour le cas relativiste et les carrés verts pour le cas non-relativiste, correspondent à l’intégration de la courbe sur les bandes optiques Planck. Pour plus de clarté, les points à une même fréquence sont légèrement décalés. L’axe y est donné en  $\Delta I E(z)^{3/2} (D_A(z)/500 Mpc)^2$  avec  $E(z)$  correspondant à  $H(z)/H_0$ ,  $D_A(z)$  la distance angulaire et  $\Delta I$  l’intensité de la distorsion. Cette quantité a l’avantage de donner le flux intrinsèque de chaque amas, indépendamment de son décalage spectral.

### 7.2.2 Contamination du signal

Pour étudier la contamination du signal, nous avons tracé le résidu, c’est-à-dire le résultat de la soustraction des flux reconstruits par les flux mesurés. Le résultat de cette opération est présenté dans la figure 7.2. On observe que le résidu est légèrement négatif aux trois fréquences les plus basses et positif aux trois fréquences les plus hautes, avec des points à plus de deux sigmas de zéro pour les points à 353 et à 545 GHz. Cette forme semble rappeler celle du spectre SZT, comme si un surplus de signal SZT était présent dans les cartes.

Il est maintenant nécessaire de trouver l’origine de cette contamination. A cet effet, nous avons effectué plusieurs tests aléatoires. Nous avons d’abord voulu savoir si l’origine de cette contamination était un effet astrophysique autre que l’effet SZT. La base de ces tests consiste à extraire des flux à des positions différentes de celles des amas. On ne s’attend donc plus à la mesure d’un spectre SZ. Pour choisir les positions, nous avons utilisé trois techniques différentes :

1. on mesure les flux à des positions décalées de  $3^\circ$  par rapport à la position réelle des amas ;
2. on mesure les flux à des positions décalées de  $-3^\circ$  par rapport à la position réelle des amas ;

3. on mesure les flux à des positions aléatoires sur le ciel.

La figure 7.3 présente le résultat de ces études pour les différents cas. Les graphiques de gauche présentent les mesures du spectre, les graphiques de droite représentent les résidus calculés. L'intérêt de ces tests est de voir si l'origine de la contamination vue précédemment est autre que les amas de galaxies. Or, on voit que quel que soit le mode de mesure, aucune contamination semblable à celle des données n'est visible. L'ensemble des résidus est compatible avec zéro. On pourrait conclure de cette étude que la contamination est susceptible de se faire au sein même des amas. Les points à hautes fréquences sembleraient indiquer la présence de poussière, ceux à basses fréquences pourraient être la marque d'une annihilation de matière noire présente au sein des amas (voire Colafrancesco et al. (2006)). En effet, plusieurs études sont concordantes sur la présence de poussière au sein même des amas (Montier & Giard, 2005; X. I. Planck Collaboration, 2012). Nous avons donc cherché la présence de poussière au sein des amas, soit en essayant d'ajuster un signal de poussière sur les points de résidus en sortie, soit en extrayant directement dans le filtre adapté multifréquenciel le flux SZ, mais également le signal de poussière, modélisé par une loi de corps gris. Dans les deux cas, les résultats ne sont pas concluants. Le meilleur ajustement trouvé ne correspond pas à un signal possible pour la poussière dans le premier cas. Pour le second cas d'étude, les points ne sont pas significativement changés quand on inclut la poussière dans l'extraction par le filtre adapté.

Les tests sur la poussière n'ayant pas donné de résultats concluants, nous avons également voulu vérifier que l'origine de ce signal résiduel se situait bien dans les amas eux-mêmes. Pour tester cette hypothèse, nous avons injecté dans les 6 cartes HFI Planck 62 amas simulés. Ces amas simulés ont un spectre relativiste. Nous avons ensuite répété l'opération 500 fois. À chaque fois, nous avons mesuré les spectres relativistes et non-relativistes, ainsi que les flux par fréquence, comme nous le faisons sur les vraies données. Ces amas simulés ne contenaient donc pas de composante inconnue. On s'attendait à ce que le résidu obtenu dans le cas relativiste soit nul, et que celui pour le cas non-relativiste soit de l'ordre de la correction relativiste. Le résultat obtenu sur ces 500 injections est

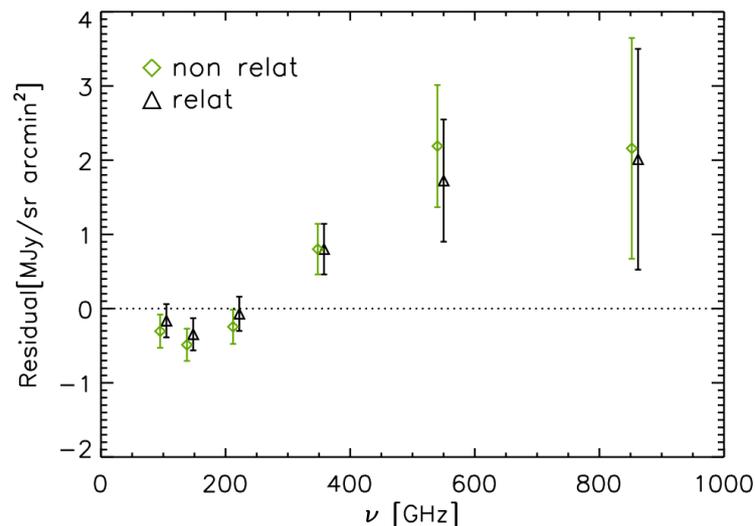


FIGURE 7.2 – Résidus obtenus en mesurant la différence entre les flux obtenus par fréquences (triangles roses) et les flux reconstruits (carrés verts ou losanges noirs). Les losanges verts représentent le cas non-relativiste et les triangles roses le cas relativiste.

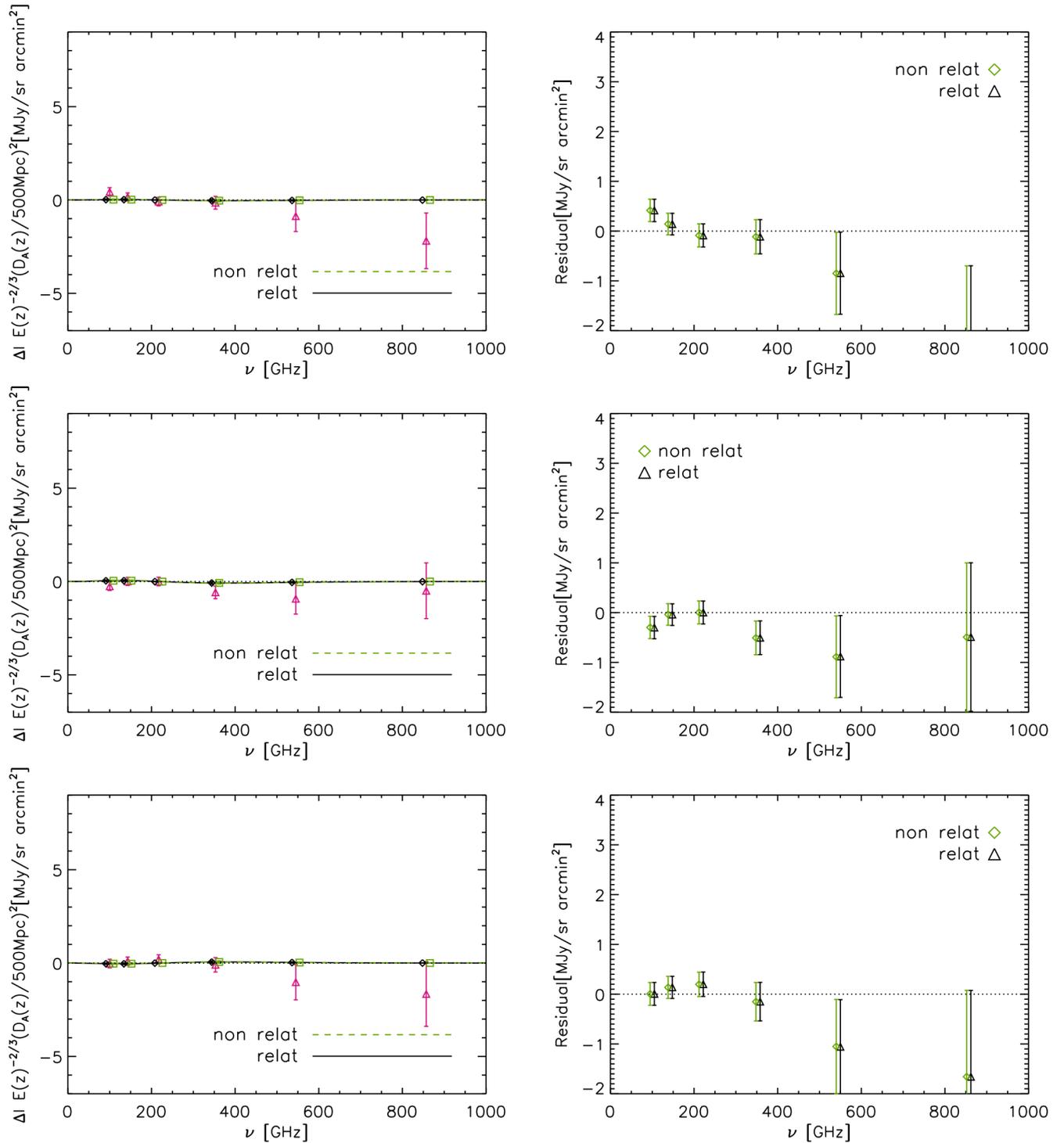


FIGURE 7.3 – Mesure des spectres (figures de gauche) et des résidus relativistes (figures de droite) et non-relativistes mesurés à des positions ne contenant pas d’amas. Les deux graphiques du haut correspondent au cas décalé de  $3^\circ$ , ceux au centre au cas décalé de moins  $3^\circ$ , et ceux du bas correspondent aux cas aléatoires.

présenté dans la figure 7.4.

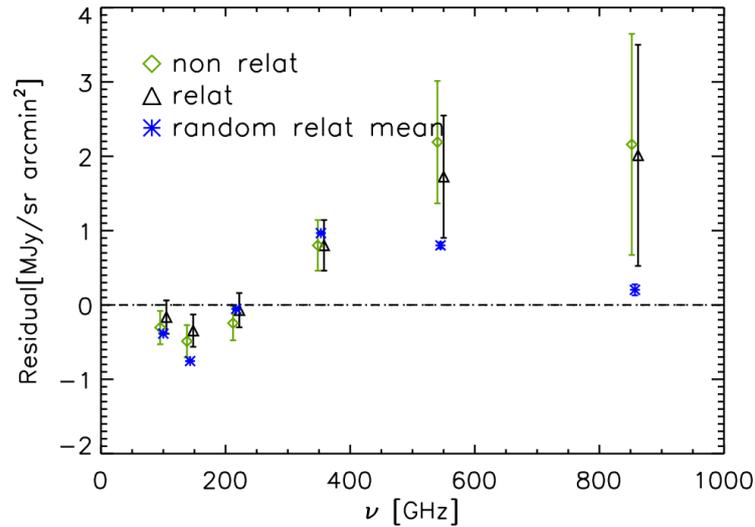


FIGURE 7.4 – Effets de la procédure de moyennage. Les triangles noirs et les losanges verts, correspondent respectivement aux résidus calculés sur les données dans le cas relativiste et dans celui non-relativiste, présentés dans la partie précédente. Les étoiles bleues correspondent aux résidus obtenus en moyennant sur les 500 injections aléatoires. Il est intéressant de remarquer que le même forme apparaît au niveau des positions aléatoires et au niveau des amas.

Contrairement à ce qu'on attendait, les résidus sur les 500 injections ne sont pas nuls, mais présentent la même forme de contamination que sur les vraies données. La contamination observée plus haut ne vient donc pas d'une émission physique particulière, mais est due à la procédure de moyennage. Le résidu calculé sur la moyenne ne correspond, en fait, pas à la moyenne des résidus.

### 7.2.3 Etude du résidu

Suite à l'étude précédente, nous avons donc décidé de changer la procédure de moyennage. Nous avons ainsi modifié le filtre multifréquentiel thermique pour qu'il calcule directement le résidu pour chaque amas. En sortie de ce filtre, on obtient, de ce fait, pour chaque amas  $i$ ,  $F_{\nu,i} - Y_{non-relativiste,i} f_{\nu,i}$  et  $F_{\nu,i} - Y_{relativiste,i} g_{\nu,i}$  et la matrice de corrélation associée, où  $f$  et  $g$  donnent la dépendance en fréquence pour le cas non-relativiste et pour le cas relativiste en tenant compte, dans les deux cas, de l'intégration dans les bandes optiques Planck.

Pour chaque amas, on obtient ainsi le flux résiduel à chaque fréquence et la matrice de covariance correspondante. On calcule ensuite la moyenne sur les 62 amas de façon optimale en prenant en compte la covariance entre les bandes. Les barres d'erreurs sont calculées à partir de la diagonale de la matrice de covariance pour le résidu moyen. La figure 7.5 présente le résultat obtenu sur les données dans les cas relativiste et non-relativiste. Si le spectre SZ décrit parfaitement le signal de l'amas, le résidu devrait donc être compatible avec zéro (l'hypothèse nulle). De façon étrange, on trouve un excès à 100 et 143 GHz, où la différence est supérieure à 2 sigmas dans le cas relativiste. On observe également que le spectre non-relativiste est plus proche de zéro pour les deux premières bandes de fréquences et présente un petit excès pour les bandes à plus hautes fréquences, peut-être

dû à la présence de poussière au sein des amas. Néanmoins, au vu des grandes barres d'erreurs, il n'est pas, pour l'instant, possible de confirmer par l'analyse cette présence.

Pour vérifier que cette contamination n'est pas due à notre procédure, on reproduit le test des 500 injections des 62 amas simulés à des positions aléatoires. Le résultat obtenu correspond aux étoiles bleues de la figure 7.5. La faible amplitude de la barre d'erreurs est due à la moyenne sur les 500 réalisations. On voit que les points sont plus proches de zéro que les points de données, ce qui est compatible avec l'hypothèse nulle. De plus, si l'on zoome (voir la figure 7.6), on observe que les points sont tous compatibles à moins de  $2.2\sigma$ . En conséquence, contrairement au cas précédent, la procédure ne semble pas amener de biais. Les effets observés sur les deux premières fréquences semblent donc être d'origine physique.

#### 7.2.4 Etude du $\chi^2$

Nous avons calculé le  $\chi^2$  obtenu pour chacune des 500 réalisations par rapport à l'hypothèse nulle, comme défini par la moyenne résiduelle et la matrice de covariance. Ces 500 injections ont été faites, soit en supposant des amas relativistes, soit en les supposant non-relativistes. À partir de 500  $\chi^2$ , nous construisons la distribution des  $\chi^2$  à la fois pour les modèles relativiste et non-relativiste. Comme nous avons 6 degrés de libertés, la distribution devrait normalement piquer vers 6. On voit dans la figure 7.7 que si la distribution relativiste pique bien vers 6, la distribution non-relativiste pique à une valeur plus élevée et a une distribution plus large. Ce dernier fait n'est pas étonnant, compte tenu du fait que les amas injectés sont relativistes.

Les  $\chi^2$  des données réelles ont des valeurs très éloignées dans la queue de distribution. En effet, on obtient des  $\chi^2$  égaux à 56 et 59, respectivement pour le cas relativiste et pour le cas non-relativiste. Cet excès semble donc hautement significatif et implique que d'autres signaux que l'effet SZ participent aux mesures obtenues dans les données Planck.

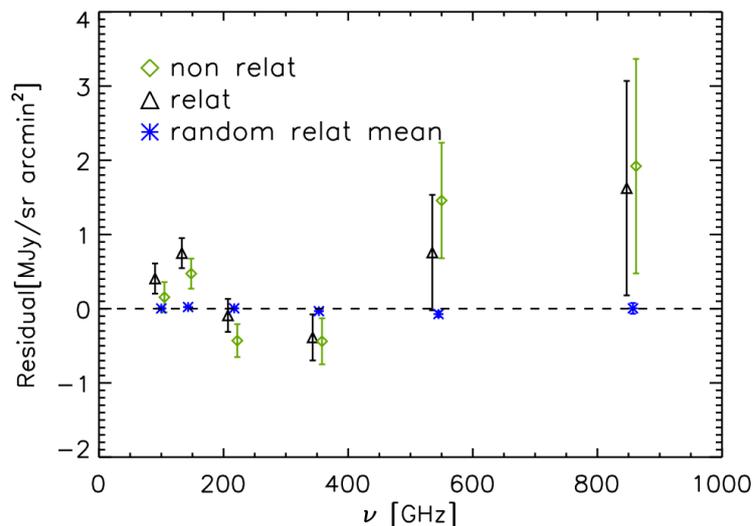


FIGURE 7.5 – Estimation du résidu moyen. Les triangles noirs et les losanges verts correspondent respectivement aux résidus moyens sur les 62 amas pour le cas relativiste et pour celui non-relativiste obtenus sur les données. Les étoiles bleues correspondent aux résidus moyens obtenus sur 500 injections aléatoires de 62 amas simulés.

La forme des premiers points à basses fréquences montre un excès en contradiction avec une possible annihilation de matière noire. L'explication la plus probable pour ces premiers points serait la présence de sources radio au sein même des amas.

### 7.3 Comparaison entre le flux X et le flux SZ

Nous avons comparé le flux  $Y_{SZ}$  relativiste avec les flux  $Y_X$  obtenus par les mesures en X venant des données XMM. Ce travail reprend celui effectué dans l'article X. I. Planck

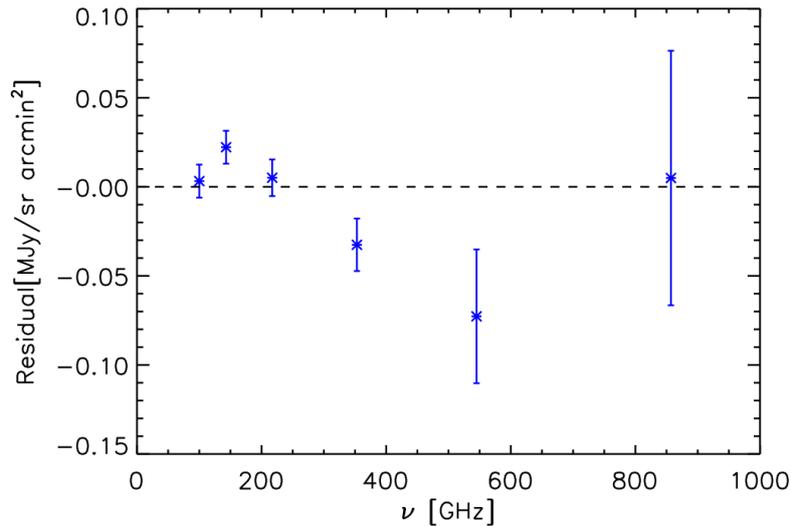


FIGURE 7.6 – Zoom de la figure 7.5 sur les résidus obtenus à partir des 500 réalisations aléatoires.

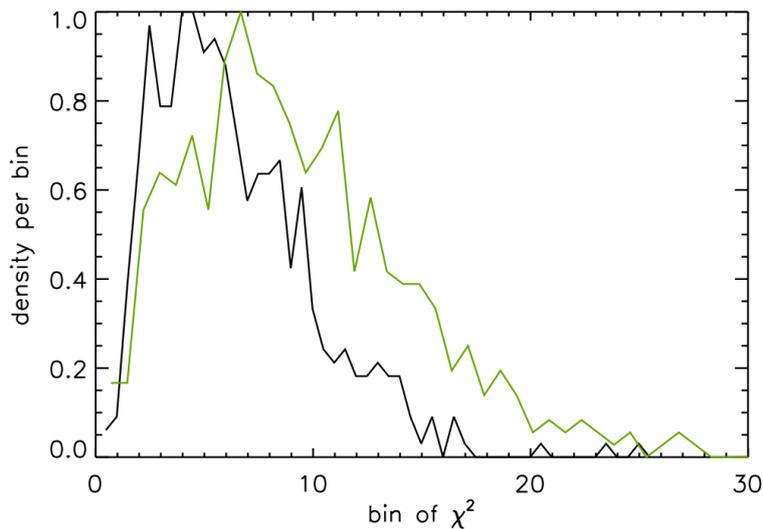


FIGURE 7.7 – Distribution des  $\chi^2$  pour la moyenne des résidus sous l'hypothèse nulle construite à partir des 500 injections. L'hypothèse nulle correspond au cas où les amas ne contiennent que le signal SZ, ce qui est le cas pour les injections. En noir, figurent la distribution pour le cas relativiste et, en vert, celle pour le cas non-relativiste.

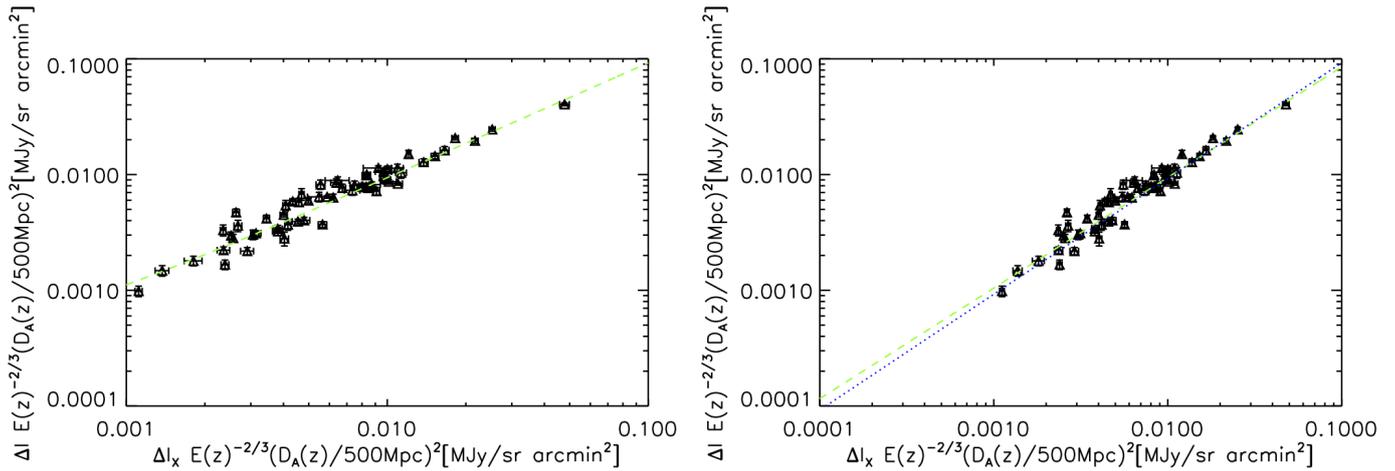


FIGURE 7.8 – Flux SZ relativiste  $Y_{SZ}$  par rapport au flux  $Y_X$  mesuré avec le rayonnement X. Les erreurs pour les parties SZ sont obtenues grâce au filtre multifréquentiel. Les erreurs sur la prédiction X sont obtenues à partir des données XMM. Gauche : la ligne en tirets verts correspond à la régression linéaire sur les données. Droite : la ligne en tirets verts correspond à l'ajustement logarithmique obtenu sur les données. La ligne en pointillés bleus est le modèle prédit par le rayonnement X avec une pente de 0.92.

Collaboration (2011). Les données X seules prédisent que la relation entre le flux SZ et le flux X soit égale à :  $Y_{SZ}/Y_X = 0.924 \pm 0.004$  (voir Arnaud et al. (2010)). Dans la figure 7.8 gauche, est tracé le  $Y_{SZ}$  Planck par rapport au flux XMM  $Y_X$  avec une extraction relativiste. La ligne en tirets verts correspond à la régression linéaire effectuée sur les points. Comme nous pouvons le voir, nous avons une très bonne corrélation entre ces deux flux, avec très peu de dispersion. La pente de la régression linéaire donne  $0.921 \pm 0.01$  pour le cas relativiste et  $0.800 \pm 0.01$  pour le cas non-relativiste. La pente obtenue dans le cas relativiste est totalement compatible avec les résultats prédits par les données X, contrairement au cas non-relativiste.

Néanmoins, quand on effectue un ajustement logarithmique, c'est-à-dire qu'on suppose que  $Y_{SZ} = a_0 \times Y_X^{a_1}$ , on trouve comme coefficient pour le cas relativiste :  $a_0 = 0.769 \pm 0.0356$  et  $a_1 = 0.955 \pm 0.00955$ . Dans ces ajustements, on ne prend en compte que la barre d'erreurs sur  $Y_{SZ}$ . La figure 7.8 droite, présente, outre le rapport entre les deux flux, les ajustements obtenus avec les données X et celui obtenu par la méthode logarithmique. Le facteur  $a_0$  est alors très différent de la pente obtenue par régression linéaire, et donc de la prédiction. Néanmoins, quand on contraint le paramètre  $a_1$  à 1, on obtient une valeur de  $a_0 = 0.950 \pm 0.007$ . Ce résultat est compatible avec celui obtenu dans l'article X. I. Planck Collaboration (2011) de  $0.95 \pm 0.03$ , mais est incompatible avec le résultat des données X de  $0.924 \pm 0.004$ . Cette incompatibilité peut être expliquée par le fait que, dans l'ajustement, seule la barre d'erreurs sur le  $Y_{SZ}$  est prise en compte, quand bien même l'erreur sur les données X n'est, en fait, pas négligeable. Il serait donc nécessaire d'effectuer un ajustement prenant en compte ces barres d'erreurs.

## 7.4 Mesure de la température par l'effet SZT relativiste

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de ce chapitre, l'effet SZT relativiste est sensible à la température. Il est donc théoriquement possible de déterminer la tempé-

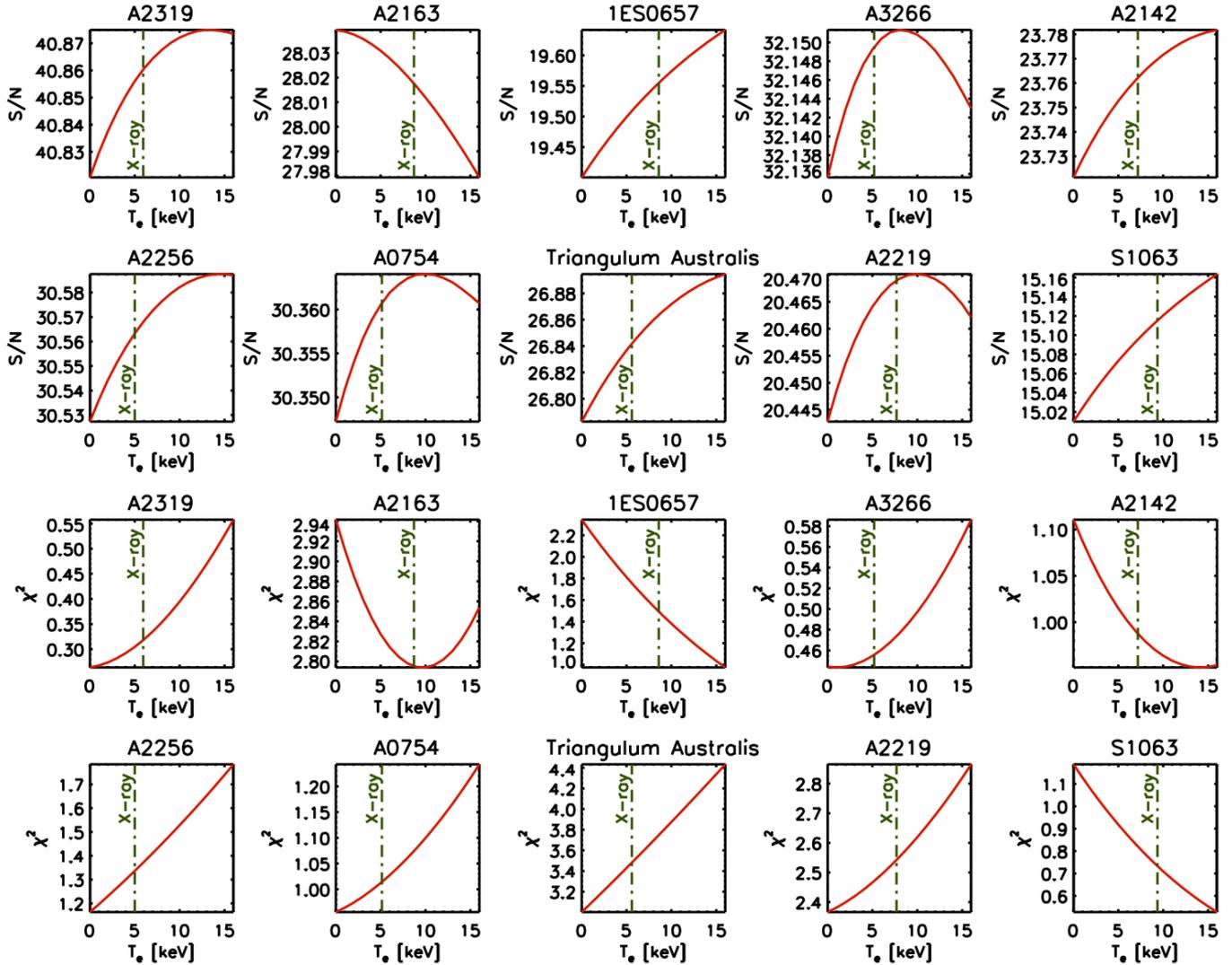


FIGURE 7.9 – Les deux rangées supérieures correspondent à la distribution du signal sur bruit par rapport à la température. La ligne verticale verte en points-tirets est la température prédite par la relation  $L_x - T$ . Normalement, le signal sur bruit est supposé montrer un maximum au niveau de la température de l’amas. Cependant, la variation du signal sur bruit avec la température est trop faible pour montrer un quelconque maximum significatif. Les deux rangées inférieures présentent les mêmes résultats mais, dans le cas du  $\chi^2$ , les mêmes conclusions que pour le signal sur bruit sont applicables.

rature des amas à partir de cet effet. Nous avons testé cette possibilité dans les données Planck, dans une étude majoritairement menée par Jean-Baptiste Melin. Nous avons travaillé avec les données du catalogue MCXC et utilisé le filtre multifréquentiel thermique biaisé. Dans ce filtre, nous avons injecté 17 types de spectres relativistes différents correspondant à 17 températures intra-amas différentes, allant de 0 à 16 keV. Pour chaque amas, on obtient alors, en sortie de l'algorithme, trois quantités différentes :

- les 17 valeurs de flux SZ  $Y_{500}$  en arcmin<sup>2</sup>, correspondant aux 17 températures utilisées dans l'extraction ;
- les 17 erreurs correspondant aux 17  $Y_{500} \sigma_{Y_{500}}$  en arcmin<sup>2</sup>. Le signal sur bruit pour un amas est alors défini comme  $Y_{500}/\sigma_{Y_{500}}$ .
- les 17  $\chi^2$  correspondant aux flux extraits. Le  $\chi^2$  quantifie la manière dont le flux extrait par le filtre multifréquentiel s'accorde avec le flux des amas, mesuré à chaque fréquence (soit le  $F_{\nu,i}$  des parties précédentes).

Sur l'ensemble du catalogue MCXC, seuls 10 amas ont des mesures de flux SZ relativiste qui diffèrent à plus de 2 sigmas des mesures de flux non-relativiste. Pour ces dix amas, nous avons tracé les distributions de signal sur bruit et de  $\chi^2$  en fonction de la température. En cas de mesure, on s'attendrait à un maximum/minimum à la température de l'amas. Les deux rangées supérieures de la figure 7.9 montrent que le changement du signal sur bruit en fonction de la température est, en fait, faible, et ne présente pas de maximum pour la totalité des amas. De plus, quand il en présente un, cela ne coïncide pas avec la température prédite en  $X$  par la relation  $L_X - T$ . Les mêmes conclusions peuvent être tirées pour les distributions en  $\chi^2$  (deux rangées inférieures). Il semble donc difficile avec Planck d'utiliser l'effet SZT relativiste pour déterminer la température des amas.

## 7.5 Impact de la correction relativiste sur la mesure de l'effet SZC

Un autre impact possible de l'effet SZT relativiste se situe au niveau de l'extraction de l'effet SZ cinétique. En effet, au moment de l'extraction de l'effet SZC, on suppose un certain spectre en fréquence à l'effet SZT. Si ce spectre n'est pas tout à fait exact, l'effet SZT est alors potentiellement mal supprimé, et la mesure de l'effet SZC peut donc être contaminée par ce dernier. Nous avons cherché à connaître l'impact de la correction relativiste de l'effet SZT sur la mesure de l'effet SZC et, en particulier, sur la mesure de la moyenne des vitesses des amas de galaxies, présentée dans le chapitre 5. Pour appliquer la correction relativiste, nous avons, pour chaque amas, grâce à sa température issue du catalogue, déterminé son propre spectre SZT, que nous avons ensuite introduit dans le filtre multifréquentiel cinétique non-biaisé. Ceci nous a permis de mesurer, pour chaque amas, sa vitesse particulière radiale et l'erreur sur cette vitesse en supposant la correction. Nous avons alors cherché à les comparer avec les résultats antérieurs présentés dans le chapitre 5. La figure 7.10 montre la moyenne des vitesses obtenues avec ou sans correction relativiste. On voit que le changement entre ces deux cas est faible. Par conséquent, au vu des barres d'erreurs actuelles de Planck, il n'est pas indispensable de prendre en compte l'effet SZT relativiste lors de l'extraction de l'effet SZ cinétique.

## 7.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploré différents aspects de l'effet SZT relativiste dans Planck. Les principales conclusions sont les suivantes :

1. Nous avons tout d'abord examiné le résidu obtenu entre le flux mesuré indépendamment dans chaque fréquence Planck et celui issu du filtre multifréquentiel thermique pour chaque amas. En modifiant le filtre multifréquentiel thermique de façon à ce qu'il donne directement ce résidu pour les 62 amas XMMESZ, nous avons pu calculer le résidu moyen. Ce résidu dévie significativement de zéro, en particulier à 143 GHz, où il dévie à plus de  $2\sigma$ . Pour vérifier la pertinence de ce résultat, nous avons réalisé 500 injections de 62 amas simulés et obtenu ainsi une distribution de  $\chi^2$  correspondant à l'hypothèse nulle. Quand on compare alors le  $\chi^2$  obtenu avec les vraies données, que ce soit en supposant le SZT relativiste ou non avec la distribution, on se rend compte que les  $\chi^2$  sont très loin dans les queues de distribution. Cela signifie donc que la déviation par rapport à un spectre SZ thermique pur a une grande signification. L'origine de cette déviation reste encore à déterminer, l'hypothèse la plus probable est la présence de sources radio au sein même des amas et demandera peut-être des études à plus haute résolution que ne peut offrir Planck.
2. Nous avons également étudié la comparaison entre le flux obtenu en X et celui obtenu grâce à l'effet SZT relativiste. Si la théorie basée uniquement sur les rayons X tend à trouver un rapport de  $Y_{SZ}/Y_X = 0.924 \pm 0.004$ , nous obtenons plutôt pour les données un rapport de  $0.950 \pm 0.007$ . Ce dernier est en tension avec la prédiction X, mais il ne l'est pas avec les précédentes mesures de Planck,  $0.95 \pm 0.03$  (voir X. I. Planck Collaboration (2011)). Cependant, cette tension provient peut-être du

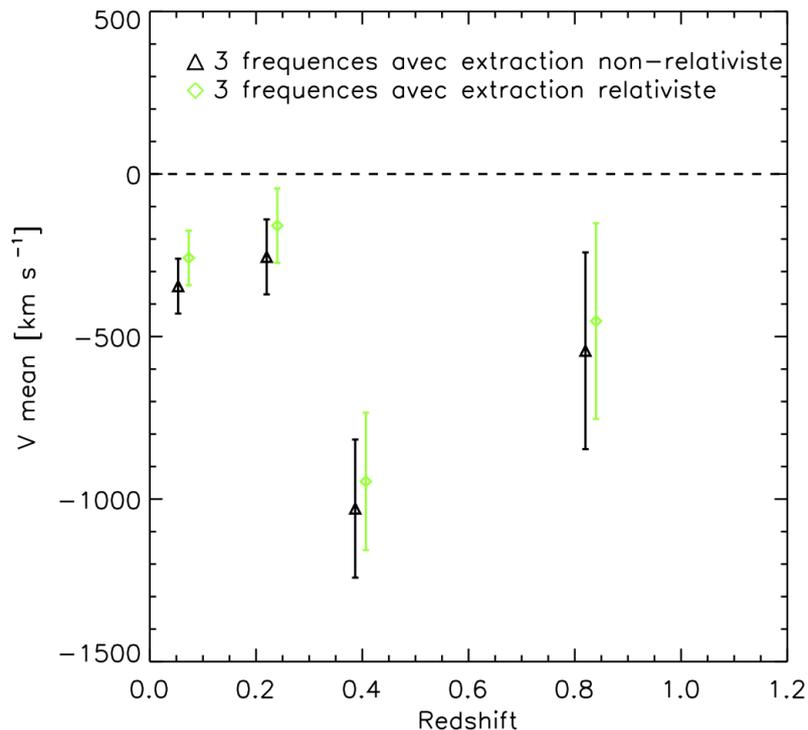


FIGURE 7.10 – Cette figure présente la vitesse moyenne des amas de galaxies du catalogue MCXC en bin de décalage vers le rouge. Les triangles noirs et les losanges verts correspondent à une extraction de la vitesse en supposant, respectivement, les amas relativistes et non-relativistes. Remarque : ici, on ne prend pas en compte les bandes de fréquences Planck, ce qui explique le signe négatif systématique des points de mesure (pour plus de détails sur ce point, voir le chapitre 5).

fait que l'ajustement réalisé ici prend en compte uniquement les barres d'erreur sur le flux SZ et non celles sur le flux X.

3. Nous avons également essayé de mesurer la température des amas MCXC en servant de la dépendance en température de l'effet SZT relativiste. Cette étude n'est pas pour l'instant concluante du fait de la faible évolution du signal sur bruit (ou du  $\chi^2$ ) en fonction de la température.
4. En dernier lieu, nous avons testé l'effet de la correction relativiste lors de la mesure de l'effet SZ cinétique. Nous pouvons conclure que ces corrections ne changent que peu la mesure et ne sont pas pour l'instant, utiles à l'extraction de l'effet SZC.

Si, à cause de la sensibilité et de la résolution de Planck, l'étude de l'effet SZT relativiste est encore limitée, gageons qu'à l'avenir, avec des expériences palliant à ces limitations, ce ne sera plus le cas et que son étude pourra faire avancer la connaissance de la physique des amas de galaxies.



# Conclusion

Le sujet principal de cette thèse est l'étude de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch cinétique, ainsi que de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch thermique relativiste dans les données Planck. La mesure de ce premier est extrêmement importante. En effet, il constitue le seul outil capable de remonter à la vitesse radiale particulière des amas. Le second effet est une correction relativiste à l'effet SZT (non-relativiste). Cette correction a comme particularité de dépendre de la température intra-amas, ce qui n'est pas le cas de l'effet SZT non-relativiste. Ainsi, outre l'intérêt de mesurer plus précisément le flux SZ, il est théoriquement possible de mesurer la température des amas de galaxies en utilisant l'effet SZT relativiste.

Nous avons tout d'abord présenté les outils développés et codés durant cette thèse pour permettre la mesure de l'effet SZ cinétique dans les cartes Planck (voir le chapitre 4). Ces outils sont des filtres adaptés, spécialement conçus pour extraire les effets SZ. Nous avons notamment présenté un filtre multifréquenciel appelé FAMC, ayant la particularité de mesurer l'effet SZC tout en supprimant la totalité de l'effet SZT. Pour extraire l'effet SZC des cartes Planck qui contiennent, en plus, des effets SZ, la galaxie, le fond diffus cosmologique, des sources ponctuelles, et le bruit instrumental, on utilise d'une part le profil spatial des effets SZ pour les séparer des autres composantes, et d'autre part la dépendance en fréquence de l'effet SZT pour le séparer de l'effet SZC.

Dans le chapitre 5, nous avons tout d'abord analysé les performances du filtre FAMC devant un grand échantillon de sources d'erreurs possibles. En particulier, nous avons testé l'effet de toutes les composantes astrophysiques sur la mesure des vitesses des amas de galaxies. De cette analyse est ressorti le fait que le fond diffus cosmologique est la principale source d'erreurs statistiques. En ce qui concerne les erreurs systématiques, on signalera, parmi les sources d'erreurs possibles, en particulier les erreurs générées par la méconnaissance du profil des amas de galaxies.

Ensuite, nous avons présenté les mesures effectuées sur les vitesses radiales des amas de galaxies, aussi bien de façon individuelle qu'au travers de plusieurs études statistiques. Ces mesures ont été faites en utilisant le catalogue MCXC et les cartes Planck HFI. Les résultats les plus marquants sont :

1. La mesure individuelle des vitesses reste inaccessible à Planck. Ceci n'est guère surprenant au vu de la résolution et de la sensibilité de Planck. Le satellite Planck est, de fait, plus adapté à des mesures statistiques.
2. D'après le principe cosmologique, l'univers est homogène et isotrope ; la moyenne des vitesses des amas de galaxies devrait donc être nulle. Les mesures confirment cette prédiction, la mesure la plus contraignante étant de  $-4 \pm 50 \text{ km.s}^{-1}$ . Le principe cosmologique n'est donc pas en danger.
3. La variance de la distribution des vitesses est une valeur importante ; elle dépend des paramètres cosmologiques. Cependant, sa mesure de façon directe reste dominée par le bruit ; l'utilisation de données hors Planck devrait pouvoir donner une mesure à  $4\sigma$  de cette dernière. Pour ce faire, il est théoriquement possible d'utiliser d'une part

les vitesses issues des mesures dans les cartes Planck, et d'autre part leurs signes, issus de données SDSS.

4. Le dernier point d'étude est celui du dipôle des amas de galaxies. Ce dipôle correspondrait à un mouvement d'ensemble de tous les amas de galaxies selon une direction particulière. Des discussions sur la mesure de ce dipôle ont secoué le monde scientifique depuis une dizaine d'années. Les contraintes posées sur l'amplitude des dipôles de galaxies sont, elles aussi, très importantes avec une amplitude maximale sur les plus grandes sphères de l'ordre de  $329 \text{ km.s}^{-1}$ , ce qui est en total désaccord avec les études menées par Kashlinsky et al. (2008, 2010, 2012).

Si, pour l'instant, les contraintes directes sur les paramètres nous sont impossibles, du fait de la non-mesure de la variance, certains renseignements nous ont permis d'étudier la cosmologie de l'univers, que ce soit au niveau du principe cosmologique qu'à celui des modèles inhomogènes d'univers. Par ailleurs, ces résultats sont de bonne augure pour les futures missions dédiées à l'étude du FDC à haute résolution.

Dans le chapitre 6, nous avons étudié le moment cinétique des paires de halos de galaxies. Les halos proches devraient normalement être attirés les uns par les autres, faisant donc apparaître des mouvements dépendant de la distance. La valeur quantifiant cet effet est le moment moyen des paires de halos de galaxies. Nous avons, tout d'abord, testé nos outils de mesure du moment moyen sur des simulations simples. Nous avons également mesuré le moment moyen des paires de halos sur les vraies mesures à l'aide d'un filtre monofréquentiel appliqué sur les cartes Planck à 217 et 143 GHz, puis de deux filtres multifréquentiels : l'un prenant en compte l'effet SZT et l'autre ne le prenant pas en compte. De plus, pour ces deux filtres multifréquentiels, nous avons réalisé un test aléatoire de la valeur du  $\chi^2$ , en séparant et réassociant aléatoirement des mesures de l'effet SZC et les positions des amas. Plusieurs conclusions s'imposent :

1. Les résultats sont concordants, quel que soit le filtre utilisé.
2. Les filtres multifréquentiels donnent les meilleurs résultats et permettent de faire sortir un signal clair par rapport au test aléatoire. Le  $\chi^2$  mesuré dans le cas des données pour le filtre multifréquentiel non-biaisé est de 6.49, contre 20.96 pour le cas aléatoire pour quinze degrés de liberté.
3. L'ensemble de ces résultats est en accord avec les mesures obtenues par Hand et al. (2012), avec des barres d'erreurs légèrement inférieures à celles figurent dans l'article.

Ces résultats feront partie d'une publication prévue pour fin 2014. Néanmoins, pour l'instant, des différences sur la mesure apparaissent entre les différents groupes intervenant dans cette article. Afin d'uniformiser ces mesures, il serait nécessaire d'utiliser une simulation réaliste des champs de vitesse des halos dans le cadre de la chute des objets des uns sur les autres. Ce travail est donc prometteur pour l'avenir et nécessite cependant d'autres investigations.

Dans le dernier chapitre d'analyse, nous avons exploré différents aspects de l'effet SZT relativiste dans Planck. Les principales conclusions sont les suivantes :

1. Nous avons tout d'abord examiné le résidu obtenu entre le flux mesuré indépendamment dans chaque fréquence Planck et celui issu du filtre multifréquentiel thermique pour chaque amas. En modifiant le filtre multifréquentiel thermique de façon à ce qu'il donne directement ce résidu pour les 62 amas XMMESZ, nous avons pu calculer le résidu moyen. Ce résidu dévie significativement de zéro, en particulier à 143GHz, où il dévie à plus de  $2\sigma$ . Pour vérifier la pertinence de ce résultat, nous avons réalisé 500 injections de 62 amas simulés et obtenu ainsi une distribution de  $\chi^2$  correspondant à l'hypothèse nulle. Quand on compare alors le  $\chi^2$  obtenu avec les

vraies données, que ce soit en supposant le SZT relativiste ou non avec la distribution des  $\chi^2$ , on se rend compte que les  $\chi^2$  sont très loin dans les queues de distribution. Cela signifie donc que la déviation par rapport à un spectre SZ thermique pur a une grande signifiante. L'origine de cette déviation reste encore à déterminer ; l'hypothèse la plus probable est la présence de sources radio au sein même des amas et demandera peut-être des études à plus haute résolution que ne peut offrir Planck.

2. Nous avons également étudié la comparaison entre le flux obtenu en X et celui obtenu grâce à l'effet SZT relativiste. Si la théorie basée uniquement sur les rayons X tend à trouver un rapport de  $Y_{SZ}/Y_X = 0.924 \pm 0.004$ , nous obtenons plutôt pour les données un rapport de  $0.950 \pm 0.007$ . Ce dernier est en tension avec la prédiction X, mais il ne l'est pas avec les précédentes mesures de Planck,  $0.95 \pm 0.03$  (voir X. I. Planck Collaboration (2011)). Cependant, cette tension provient peut-être du fait que l'ajustement réalisé ici prend en compte uniquement les barres d'erreur, sur le flux SZ, et non celles sur le flux X.
3. Nous avons également essayé de mesurer la température des amas MCXC en servant de la dépendance en température de l'effet SZT relativiste. Cette étude n'est pas concluante pour l'instant, du fait de la faible évolution du signal sur bruit et du  $\chi^2$  en fonction de la température.
4. En dernier lieu, nous avons testé l'effet de la correction relativiste lors de la mesure de l'effet SZ cinétique. Nous pouvons conclure que ces corrections changent peu la mesure et ne sont pas, pour l'instant, utiles à l'extraction de l'effet SZC.

Si, à cause de la sensibilité et de la résolution de Planck, l'étude de l'effet SZT relativiste est encore limitée, gageons qu'à l'avenir, avec des expériences palliant ces limitations, ce ne sera plus le cas, et que son étude pourra faire avancer la connaissance de la physique des amas de galaxies. Ces résultats feront partie d'une publication prévue à l'automne 2013.

Si les études de l'effet SZT datent d'une dizaine d'années, ce n'est qu'avec la dernière génération d'instruments que des travaux sur les autres effets SZ ont pu être menés. C'est dans cette optique de nouveauté, que s'inscrit cette thèse. L'étude de l'effet SZ cinétique et des vitesses des amas de galaxies n'en est ici qu'à ses premiers pas. Outre les différents points d'approfondissement évoqués au cours de cette thèse, les vitesses des amas de galaxies sont loin d'avoir révélé tous leurs secrets. Le satellite Planck ne permet pas en effet, de mesure individuelle des vitesses. Des études combinées entre différentes expériences de cette génération, mais aussi la prochaine génération d'instruments sensibles au fond diffus cosmologique, devraient permettre de lever une partie du voile entourant les vitesses des amas de galaxies, et d'en faire un outil performant de contrainte cosmologique comme son aîné, l'effet SZ thermique. Par ailleurs, n'oublions pas les derniers effets SZ, c'est-à-dire polarisés, qui devraient permettre, outre la mesure des vitesses transverses des amas de galaxies de mesurer le quadrupôle cosmologique, tel qu'observé par les amas. Sur ce dernier sujet, les cartes Planck polarisées devraient permettre de poser des premières limites supérieures. Plus largement que les effets SZ, les amas de galaxies sont un formidable outil pour comprendre l'évolution des structures de l'univers, son contenu en matière et en énergie, et donc son évolution globale.

La cosmologie moderne comporte encore énormément de questions. N'oublions pas que 96 % du contenu en matière et en énergie de l'univers nous est encore inconnu, que ce soit la nature de la matière noire, qui correspond à environ 26 % du contenu en matière et en énergie de l'univers, qu'au niveau de la mystérieuse énergie noire qui y participe à hauteur de 70 %. Allons-nous réussir à mesurer les modes B de polarisation du fond diffus

cosmologique et confirmer l'existence de l'inflation ? Au contraire, devons-nous repenser le modèle cosmologique sans cette dernière ? Bien des choses restent encore à découvrir. Nous pouvons d'ores et déjà supposer que les amas de galaxies seront des outils intéressants pour répondre à ces questions et à toutes celles qui suivront.

## Annexe A

# Dérivation de l'effet SZ thermique à partir des équations de Kompaneets

Les effets Sunyaev-Zel'dovitch sont dérivés, dans le cas non-relativiste, à partir des équations de Kompaneets. Cette annexe s'inspire en partie du livre de Peebles (Peebles (1993)). La variation au cours du temps du nombre d'occupation  $N$  des photons lors d'un processus de diffusion est la suivante :

$$\frac{1}{\sigma_t n_e c} \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\langle v^2 \rangle}{3c^2} \left[ \nu^2 \frac{\partial^2 N}{\partial \nu^2} + 4\nu \frac{\partial N}{\partial \nu} \right] + \frac{h\nu}{m_e c^2} \left[ 4N(1+N) + (1+2N)\nu \frac{\partial N}{\partial \nu} \right]. \quad (\text{A.1})$$

On suppose ici que le rayonnement a un nombre d'occupation de photons  $N(\nu, t)$  qui est une fonction du temps  $t$  et de la fréquence  $\nu$ . De plus, il est diffusé (avec une section efficace  $\sigma_t$ ) conservant ainsi le nombre de photons par un gaz isotrope homogène d'électrons non-relativistes avec une densité électronique  $n_e$  et une vitesse quadratique moyenne  $\langle v^2 \rangle$ . Cette vitesse moyenne est égale à

$$\langle v^2 \rangle = 3kT_e/m_e, \quad (\text{A.2})$$

si les électrons ont une distribution d'énergie de Maxwell-Boltzmann à une température  $T_e$ . On introduit :

$$x = \frac{h\nu}{kT_{FDC}} \quad (\text{A.3})$$

L'équation A.1 devient alors :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{kT_{FDC}}{m_e c} \frac{\sigma_t n_e}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ x^4 \left( \frac{T_e}{T_{FDC}} \frac{\partial N}{\partial x} + N + N^2 \right) \right]. \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas des amas de galaxies, la température des électrons est très supérieure à celle du fond diffus cosmologique ; l'équation précédente peut donc être encore simplifiée :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_e c} \frac{\sigma_T n_e}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ x^4 \frac{\partial N}{\partial x} \right]. \quad (\text{A.5})$$

Dans le cas du fond diffus cosmologique, l'émission est celle d'un corps noir dont la formule est la suivante  $N = \frac{1}{e^x - 1}$  d'où  $\frac{\partial N}{\partial x} = -\frac{e^x}{(e^x - 1)^2}$ . La formule précédente A.5 donne alors :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_e c} \sigma_T n_e \frac{g(x)}{x^3} \quad (\text{A.6})$$

avec

$$g(x) = \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right]. \quad (\text{A.7})$$

On peut aussi exprimer ces équations en fonction de l'intensité. L'intensité spécifique du rayonnement du fond diffus cosmologique en unité  $\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$  s'écrit  $I_\nu = 2 \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{FDC}}} - 1}$  ou autrement dit  $I_\nu = I_0 x^3 N$  avec  $I_0 = 2 \frac{(kT_{FDC})^3}{(hc)^2}$ . Ainsi, on obtient :

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_e c} \sigma_T n_e I_0 g(x). \quad (\text{A.8})$$

En intégrant la formule précédente A.8 sur la ligne de visée, on obtient alors :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = y \frac{x e^x}{(e^x - 1)} \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right]. \quad (\text{A.9})$$

Il est également possible d'exprimer cette formule en fonction de  $\Delta T_{FDC}$  ou de  $\Delta T_{RJ}$ .  $\Delta I_\nu$  s'écrit alors en fonction de ces deux valeurs précédentes :

$$\Delta I_\nu = \frac{\partial I_\nu}{\partial T} \Delta T_{FDC} \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} \Delta T_{RJ}. \quad (\text{A.11})$$

On obtient alors les deux formules suivantes pour l'effet SZT :

$$\frac{\Delta T_{FDC}}{T_{FDC}} = y \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right] \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\Delta T_{RJ}}{T_{FDC}} = y \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right]. \quad (\text{A.13})$$

## Annexe B

# Dérivation de l'effet SZ cinétique à partir des équations de Kompaneets

Si l'effet SZ thermique est dû à l'excitation thermique des électrons contenus dans l'amas, l'effet SZ cinétique est dû à un mouvement d'ensemble de ces électrons dans le référentiel du fond diffus cosmologique. Dans cette annexe, nous présenterons les calculs permettant de déduire la distorsion du spectre du fond diffus cosmologique induite par l'effet SZC. Cette partie s'inspire du raisonnement présenté par Birkinshaw (voir Birkinshaw (1999)).

Dans le référentiel de l'amas de galaxies  $R_1$  (voir figure B.1), l'équation de transfert radiatif en régime stationnaire s'écrit :

$$\vec{k} \cdot \nabla I_{\nu 1} = -\alpha I_{\nu 1} + \alpha \int_{\Omega_1=4\pi} \phi I_{\nu 1} \frac{d\Omega_1}{4\pi}. \quad (\text{B.1})$$

Dans cette formule,  $\vec{k}$  est le vecteur unitaire correspondant au sens de propagation des photons considérés (voir la figure B.2),  $I_{\nu 1}$  est l'intensité spécifique des photons,  $\alpha = \sigma_T n_e$  est le coefficient d'absorption de la diffusion et  $\phi$  la phase. Si l'on note  $\vec{z}_0$  le vecteur unitaire de l'axe Z, alors  $\mu = -\vec{k} \cdot \vec{z}_0 = \cos(\theta)$ ,  $\mu_1 = -\vec{k} \cdot \vec{z}_0 = \cos(\theta_1)$  et  $d\tau = -\alpha dz$ .  $\phi$  est normalisé à 1, c'est-à-dire  $\int_{-1}^{+1} \phi(\mu; \mu_1) d\mu_1 = 1$ . L'équation précédente B.1 devient alors :

$$\mu \frac{dI_{\nu 1}}{d\tau} = -I_{\nu 1} + \int_{-1}^{+1} \phi(\mu; \mu_1) I(\mu_1) d\mu_1 = \int_{-1}^{+1} \phi(\mu; \mu_1) [I(\mu_1) - I(\mu)] d\mu_1. \quad (\text{B.2})$$

La profondeur optique des amas étant faible, on peut considérer que les photons ne sont diffusés qu'une seule fois. On notera cette profondeur optique  $\tau_e$ . Il est donc possible de simplifier l'équation précédente :

$$\mu \frac{I(\tau_e; \mu) - I(0; \mu)}{\tau_e} = \int_{-1}^{+1} \phi(\mu; \mu_1) [I(0; \mu_1) - I(0; \mu)] d\mu_1. \quad (\text{B.3})$$

Le point 0 correspond au point sur l'axe Z où les photons entrent dans l'amas de galaxies. Si l'on projette la formule sur l'axe Z, qui est l'axe d'observation, on a alors  $\theta = 0$ , c'est-à-dire  $\mu = 1$ . Comme dans le cas d'une diffusion de Thomson, on a  $\phi(1; \mu_1) = \frac{3}{8}(1 + \mu_1^2)$ ; on obtient alors :

$$\frac{I(\tau_e; 1) - I(0; 1)}{\tau_e} = \int_{-1}^{+1} \frac{3}{8} (1 + \mu_1^2) [I(0; \mu_1) - I(0; 1)] d\mu_1. \quad (\text{B.4})$$

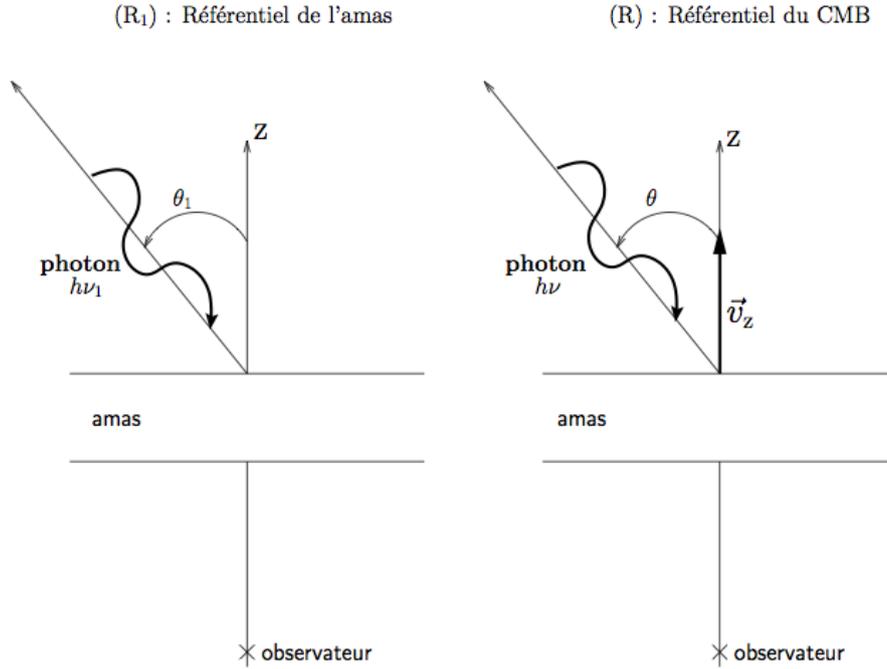


FIGURE B.1 – Ce schéma représente l'effet SZ cinétique dans différents référentiels. À gauche le référentiel de l'amas ( $R_1$ ) et à droite celui du fond diffus cosmologique appelé ( $R$ ). On situe l'observateur sur l'axe  $Z$ , l'amas aura une vitesse  $\vec{v}_z$  dans le référentiel du FDC. Par ailleurs, un photon arrivant avec une énergie  $h\nu_1$  et un angle  $\theta_1$  dans le référentiel ( $R_1$ ) aura une énergie  $h\nu$  et un angle  $\theta$  dans le référentiel ( $R$ ).

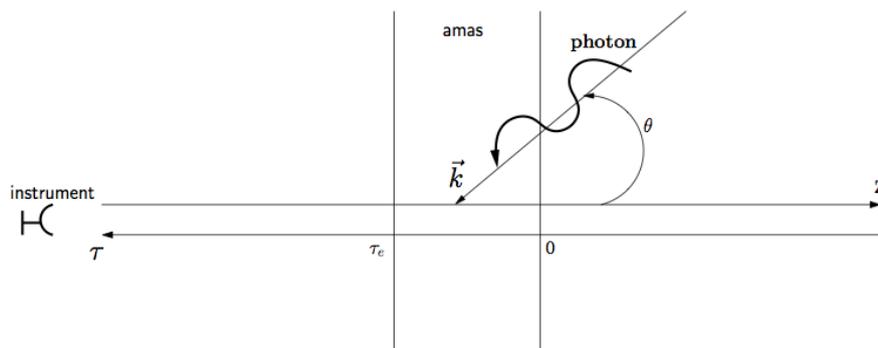


FIGURE B.2 – Ce schéma représente le processus de diffusion de l'effet SZC. L'observateur ou l'instrument de mesure est placé sur l'axe  $Z$  et mesure la distorsion spectrale due à l'effet SZC. L'axe des profondeurs est celui des  $\tau$ , qui est dans le sens opposé à celui des  $z$ . La profondeur optique de l'amas est  $\tau_e$ .

On peut réécrire cette équation de la façon suivante :

$$\frac{\Delta I_{\nu_1}}{I_{\nu_1}} = \tau_e \int_{-1}^{+1} \frac{3}{8} (1 + \mu_1^2) \left[ \frac{I(0; \mu_1)}{I(0; 1)} - 1 \right] d\mu_1. \quad (\text{B.5})$$

On note :

$$\nu_1 = \nu \gamma (1 + \beta) \quad (\text{B.6})$$

$$\beta = \frac{v_z}{c} \quad (\text{B.7})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{B.8})$$

$$T_1 = T_{FDC} (1 + z) \quad (\text{B.9})$$

$$x_1 = \frac{h\nu_1 \gamma (1 - \beta \mu_1)}{kT_1}. \quad (\text{B.10})$$

On peut alors écrire :

$$I_{\nu_1}(0; \mu_1) = 2 \frac{h\nu_1^3}{c^2} \frac{1}{e^{x_1} - 1}. \quad (\text{B.11})$$

Dans les calculs précédents, nous nous sommes placés dans le référentiel de l'amas à une fréquence  $\nu_1$ . En fait, on aurait la même observation dans le référentiel du FDC à la fréquence  $\nu$ . En effet,  $\frac{\Delta I_{\nu_1}}{I_{\nu_1}}$  est un invariant relativiste. On a donc  $\frac{\Delta I_{\nu_1}}{I_{\nu_1}} = \frac{\Delta I_\nu}{I_\nu}$ . On peut également remarquer que la distorsion ne dépend pas du décalage vers le rouge. De ce fait, on peut se placer à  $Z = 0$ . Ainsi,

$$x_1 = \frac{h\nu}{kT_{FDC}} \gamma^2 (1 + \beta)(1 - \beta \mu_1) = x \gamma^2 (1 + \beta)(1 - \beta \mu_1). \quad (\text{B.12})$$

On définit :

$$x_2 \equiv x \gamma^2 (1 + \beta)(1 - \beta \mu_1). \quad (\text{B.13})$$

On obtient alors :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = \frac{\Delta I_{\nu_1}}{I_{\nu_1}} = \tau_e \int_{-1}^{+1} \frac{3}{8} (1 + \mu_1^2) \left[ \frac{e^x - 1}{e^{x_2} - 1} - 1 \right] d\mu_1, \quad (\text{B.14})$$

Pour simplifier l'équation précédente, on peut effectuer le développement limité au premier ordre en  $\beta$  de  $\frac{e^x - 1}{e^{x_2} - 1}$  :

$$\frac{e^x - 1}{e^{x_2} - 1} = 1 - \frac{\beta e^x x}{e^x - 1} (1 - \mu_1) + \mathcal{O}(\beta). \quad (\text{B.15})$$

On obtient ainsi :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \approx \tau_e \int_{-1}^{+1} \frac{3}{8} (1 + \mu_1^2) \left[ \frac{-x \beta e^x}{e^x - 1} \right] d\mu_1, \quad (\text{B.16})$$

soit

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \approx \frac{-x \beta e^x \tau_e}{e^x - 1}, \quad (\text{B.17})$$

qu'on peut également écrire

$$\frac{\Delta T_{FDC}}{T_{FDC}} \approx -\beta \tau_e. \quad (\text{B.18})$$



## Annexe C

# Correction relativiste de l'effet SZ thermique

Dans cette annexe, nous calculerons l'effet SZ thermique dans le cas général relativiste. Nous suivrons le raisonnement et les résultats présentés dans l'article Itoh et al. (1998). Dans cette partie, nous nous placerons dans le référentiel du centre de masse de l'amas de galaxies. Nous utiliserons l'amplitude invariante pour la diffusion de Compton, telle que présentée dans Buchler & Yueh (1976).

Dans ce cadre, l'évolution en fonction du temps de la fonction de la distribution des photons  $n(\omega)$  est écrite de la façon suivante :

$$\frac{\partial n(\omega)}{\partial t} = -2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} d^3 p' d^3 k' W \{ n(\omega)[1 + n(\omega')]f(E) - n(\omega')[1 + n(\omega)]f(E') \} \quad (\text{C.1})$$

$$W = \frac{(e^2/4\pi)^2 \bar{X} \delta^4(p + k - p' - k')}{2\omega\omega'EE'}, \quad (\text{C.2})$$

$$\bar{X} = -\left(\frac{\kappa}{\kappa'} + \frac{\kappa'}{\kappa}\right) + 4m^4 \left(\frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa'}\right)^2 - 4m^2 \left(\frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa'}\right), \quad (\text{C.3})$$

$$\kappa = -2(p \cdot k) = -2\omega E \left(1 - \frac{|\mathbf{p}|}{E} \cos \alpha\right), \quad (\text{C.4})$$

$$\kappa' = -2(p \cdot k') = -2\omega' E \left(1 - \frac{|\mathbf{p}|}{E} \cos \alpha'\right). \quad (\text{C.5})$$

$W$  est la probabilité de transition correspondant à la diffusion de Compton. Les quadrvecteurs correspondant aux moments initiaux de l'électron et du photon impliqués dans la diffusion sont respectivement  $p = (E, \mathbf{p})$  et  $k = (\omega, \mathbf{k})$ . Les états finaux correspondants sont signalés par une apostrophe. Les angles  $\alpha$  et  $\alpha'$  sont les angles respectivement entre  $\mathbf{p}$  et  $\mathbf{k}$  et entre  $\mathbf{p}'$  et  $\mathbf{k}'$ . Dans cette partie, afin de simplifier l'écriture des équations, nous donnerons les calculs en unité naturelle, c'est à dire  $\hbar = c = 1$ .

En ignorant les effets de dégénérescence, la distribution relativiste de Maxwell-Boltzmann des électrons avec une température  $T_e$  correspond à :

$$f(E) = (e^{[(E-m)-(\mu-m)]/k_B T_e} + 1)^{-1} \quad (\text{C.6})$$

$$\approx e^{-[K-(\mu-m)]/k_B T_e}, \quad (\text{C.7})$$

où  $K \equiv (E - m)$  est l'énergie cinétique de l'électron initial et  $(\mu - m)$  est le potentiel

chimique non-relativiste de l'électron. On introduit les quantités suivantes :

$$x \equiv \frac{\omega}{k_B T_e}, \quad (\text{C.8})$$

$$\Delta x \equiv \frac{\omega' - \omega}{k_B T_e}. \quad (\text{C.9})$$

En substituant les équations C.9 et C.7 dans l'équation C.1, nous obtenons alors :

$$\frac{\partial n(\omega)}{\partial t} = -2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} d^3 p' d^3 k' W f(E) \{ [1 + n(\omega')] n(\omega) - [1 + n(\omega)] n(\omega') e^{\Delta x} \}. \quad (\text{C.10})$$

Comme dans l'article de Challinor et al. (1997), on effectue le développement limité de l'équation précédente en terme de puissance de  $\Delta x$ , en supposant que  $\Delta x \ll 1$ . On obtient alors l'expansion de Fokker-Planck :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\omega)}{\partial t} &= 2 \left[ \frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n) \right] I_1 + 2 \left[ \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2(1+n) \frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n) \right] I_2 \\ &+ 2 \left[ \frac{\partial^3 n}{\partial x^3} + 3(1+n) \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 3(1+n) \frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n) \right] I_3 \\ &+ 2 \left[ \frac{\partial^4 n}{\partial x^4} + 4(1+n) \frac{\partial^3 n}{\partial x^3} + 6(1+n) \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 4(1+n) \frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n) \right] I_4 \\ &+ \dots, \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

avec :

$$I_k \equiv \frac{1}{k!} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} d^3 p' d^3 k' W f(E) (\Delta x)^k. \quad (\text{C.12})$$

On ne peut pas obtenir d'intégration analytique de l'équation précédente, excepté en faisant un développement limité à l'ordre  $\mathcal{O}(\theta_e^5)$ , où  $\theta_e = \frac{k_B T_e}{m_e c^2}$ . On obtient, par intégration numérique, le calcul des premiers  $I_k$ . Le développement des  $I_k$  est donné dans le papier Itoh et al. (1998).

On applique maintenant ces résultats de "l'équation de Kompaneets généralisée" à l'effet SZT sur les amas de galaxies. On suppose que la distribution initiale de photons émis par la FDC suit une loi de Planck avec une température  $T_0$  :

$$n_o(X) = \frac{1}{e^X - 1}, \quad (\text{C.13})$$

où

$$X \equiv \frac{\omega}{k_B T_0}. \quad (\text{C.14})$$

En substituant l'équation C.13 et les développements limités des  $I_k$  dans l'équation C.11, et en supposant que  $T_0/T_e \ll 1$ , on obtient la distorsion du spectre des photons due à l'effet SZT relativiste :

$$\frac{\Delta n(x)}{n_0(x)} = \frac{y \theta_e X e^x}{e^x - 1} (Y_0 + \theta_e Y_1 + \theta_e^2 Y_2 + \theta_e^3 Y_3 + \theta_e^4 Y_4). \quad (\text{C.15})$$

On rappelle que le paramètre d'expansion est défini comme suit :

$$\theta_e \equiv \frac{k_B T_e}{m_e c^2}. \quad (\text{C.16})$$

Les termes d'ordre supérieur en  $\theta$  à  $\mathcal{O}(\theta_e^6)$  ont été négligés. On a :

$$Y_0 = -4 + \tilde{X}, \quad (\text{C.17})$$

$$Y_1 = -10 + \frac{47}{2}\tilde{X} - \frac{42}{5}\tilde{X}^2 + \frac{7}{10}\tilde{X}^3 + \tilde{S}^2 \left( -\frac{21}{5} + \frac{7}{5}\tilde{X} \right), \quad (\text{C.18})$$

$$Y_2 = -\frac{15}{2} + \frac{1023}{8}\tilde{X} - \frac{868}{5}\tilde{X}^2 + \frac{329}{5}\tilde{X}^3 - \frac{44}{5}\tilde{X}^4 + \frac{11}{30}\tilde{X}^5 \\ + \tilde{S}^2 \left( -\frac{434}{5} + \frac{658}{5}\tilde{X} - \frac{242}{5}\tilde{X}^2 + \frac{143}{30}\tilde{X}^3 \right) + \tilde{S}^4 \left( -\frac{44}{5} + \frac{187}{60}\tilde{X} \right), \quad (\text{C.19})$$

$$Y_3 = \frac{15}{2} + \frac{2505}{8}\tilde{X} - \frac{7098}{5}\tilde{X}^2 + \frac{14253}{10}\tilde{X}^3 - \frac{18594}{35}\tilde{X}^4 + \frac{12059}{140}\tilde{X}^5 - \frac{128}{21}\tilde{X}^6 + \frac{16}{105}\tilde{X}^7 \\ + \tilde{S}^2 \left( -\frac{7098}{10} + \frac{14253}{5}\tilde{X} - \frac{102267}{35}\tilde{X}^2 + \frac{156767}{140}\tilde{X}^3 - \frac{1216}{7}\tilde{X}^4 + \frac{64}{7}\tilde{X}^5 \right) \\ + \tilde{S}^4 \left( -\frac{18594}{35} + \frac{205003}{280}\tilde{X} - \frac{1920}{7}\tilde{X}^2 + \frac{1024}{35}\tilde{X}^3 \right) + \tilde{S}^6 \left( -\frac{544}{21} + \frac{992}{105}\tilde{X} \right), \quad (\text{C.20})$$

$$Y_4 = \frac{135}{32} + \frac{30375}{128}\tilde{X} - \frac{62391}{10}\tilde{X}^2 + \frac{614727}{40}\tilde{X}^3 - \frac{124389}{10}\tilde{X}^4 \\ + \frac{355703}{80}\tilde{X}^5 - \frac{16568}{21}\tilde{X}^6 + \frac{7516}{105}\tilde{X}^7 - \frac{22}{7}\tilde{X}^8 + \frac{11}{210}\tilde{X}^9 \\ + \tilde{S}^2 \left( -\frac{62391}{20} + \frac{614727}{20}\tilde{X} - \frac{1368279}{20}\tilde{X}^2 + \frac{4624139}{80}\tilde{X}^3 - \frac{157396}{7}\tilde{X}^4 \right) \\ + \tilde{S}^2 \left( \frac{30064}{7}\tilde{X}^5 - \frac{2717}{7}\tilde{X}^6 + \frac{2761}{210}\tilde{X}^7 \right) \\ + \tilde{S}^4 \left( -\frac{124389}{10} + \frac{6046951}{160}\tilde{X} - \frac{248520}{7}\tilde{X}^2 + \frac{481024}{35}\tilde{X}^3 - \frac{15972}{7}\tilde{X}^4 + \frac{18689}{140}\tilde{X}^5 \right) \\ + \tilde{S}^6 \left( -\frac{70414}{21} + \frac{465992}{105}\tilde{X} - \frac{11792}{7}\tilde{X}^2 + \frac{19778}{105}\tilde{X}^3 \right) + \tilde{S}^8 \left( -\frac{682}{7} + \frac{7601}{210}\tilde{X} \right) \quad (\text{C.21})$$

où  $\sigma_T$  est la section efficace de diffusion de Thomson et :

$$y \equiv \sigma_T \int dl N_e, \quad (\text{C.22})$$

$$\tilde{X} \equiv X \coth \left( \frac{X}{2} \right), \quad (\text{C.23})$$

$$\tilde{S} \equiv \frac{X}{\sinh(X/2)}. \quad (\text{C.24})$$

A partir de ces formules, on peut alors déterminer la distorsion de l'intensité spectrale :

$$\Delta I = \frac{X^3}{e^X - 1} \frac{\Delta n(X)}{n_0(X)}. \quad (\text{C.25})$$

C'est cette formule dont nous nous servons dans le chapitre 7 pour étudier l'effet SZ thermique relativiste.



# Table des figures

1.1	Différentes ères de domination de l'univers . . . . .	21
1.2	Shéma de l'histoire thermique de l'univers . . . . .	23
1.3	Schémas de l'univers observable . . . . .	27
1.4	Evolution du rayon de Hubble . . . . .	29
1.5	Spectre mesuré du FDC, un spectre de corps noir . . . . .	30
1.6	Dipôle du FDC mesuré par WMAP . . . . .	31
1.7	Schéma du spectre de puissance des anisotropies du FDC . . . . .	32
1.8	Spectre de puissance du fond diffus cosmologique mesuré par Planck . . . . .	33
1.9	Graphique de $D_V$ en fonction du décalage vers le rouge . . . . .	36
1.10	Spectre de puissance angulaire du SZT obtenu à partir de la méthode du SZ diffus . . . . .	37
1.11	Distribution du nombre d'amas en redshift pour les amas du catalogue SZ cosmologie Planck . . . . .	38
1.12	Mesure de l'indice spectral $n_s$ avec les données WMAP9 et celles du BAO . . . . .	39
1.13	Contour en couleur de $H_0$ obtenu avec les données Planck combinées avec la polarisation WMAP et les données ACT et SPT . . . . .	40
1.14	Mesure de $\Omega_c h^2$ et $H_0$ . . . . .	41
2.1	Évolution de la variance en fonction de la masse et du modèle cosmologique . . . . .	54
2.2	Simulation du dipôle des amas de galaxies . . . . .	56
2.3	Estimation de l'amplitude théorique du dipôle des vitesses d'amas de galaxies . . . . .	56
2.4	Direction en coordonnées galactiques de différents dipôles d'amas de galaxies . . . . .	57
2.5	Spectre des effets SZ thermique et cinétique à gauche . . . . .	60
2.6	Distorsion spectrale de $\Delta I/I_0$ . . . . .	62
2.7	Moment moyen des paires obtenu par Hand et al. (2012) . . . . .	66
3.1	Schéma descriptif du satellite Planck (crédit ESA). . . . .	68
3.2	Position des cinq points de Lagrange du système Terre-Soleil et orbite de Lissajous suivie par le satellite autour du point de Lagrange L2 (crédit ESA). . . . .	68
3.3	Schéma de la stratégie de balayage de Planck . . . . .	69
3.4	Cartes brutes de Planck DX7 . . . . .	71
3.5	Fond diffus cosmologique extrait par le satellite Planck . . . . .	72
3.6	Cartes des composantes de Planck simulées à 100 GHz. En haut à gauche, le FDC reconstruit à partir de son spectre de puissance. En haut à droite, la galaxie telle que simulée par le Planck Sky Model. En bas, carte du bruit instrumental récréée à partir des "hitmaps" et des cartes du bruit issues du PSM. . . . .	75
3.7	"Hitmap" à 100 GHz. Cette carte quantifie la méthode d'observation de Planck. Les zones les plus rouges correspondent à celles les plus observées. . . . .	76

4.1	Profil radial du filtre multifréquentiel cinétique non biaisé . . . . .	86
5.1	Graphique de la vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge en fonction des composantes astrophysiques . . . . .	92
5.2	Effet des bandes optiques sur la vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge . . . . .	95
5.3	Effet de l'utilisation des différents profils sur la vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge . . . . .	96
5.4	Effet de l'utilisation de différentes tailles de profil sur la vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge . . . . .	97
5.5	Rapport de la vitesse en sortie de la simulation par rapport à la vitesse en entrée . . . . .	99
5.6	Histogramme des vitesses radiales particulières obtenues en sortie du FAMC sur des cartes simulées de Planck . . . . .	100
5.7	Histogramme des vitesses radiales particulières obtenues en sortie du FAMC sur les cartes brutes Planck HFI. . . . .	101
5.8	Vitesses mesurées à $3\sigma$ obtenues sur simulation . . . . .	102
5.9	Dépendance en bin de décalage spectral vers le rouge de la vitesse moyenne des amas de galaxies obtenue sur les données Planck . . . . .	104
5.10	Vitesse moyenne en bin de décalage vers le rouge pour deux différents catalogues . . . . .	105
5.11	Etude des vitesses au niveau des amas de galaxies et sur 100 positions aléatoires . . . . .	106
5.12	Histogramme de la variance des vitesses radiales particulières estimées sur les amas de galaxies MCXC et sur 100 positions aléatoires . . . . .	109
5.13	Reconstruction de l'effet SZC couvert par l'expérience SDSS . . . . .	110
5.14	$\sigma_{SZC}$ en fonction de la masse obtenu en combinant les informations sur les signes et les amplitudes des vitesses . . . . .	112
5.15	Amplitude du dipôle des vitesses sur les amas MCXC . . . . .	115
5.16	Contours solides de $\log_{10}(L/L_{hom})$ pour la méthode de photométrie d'ouverture avec les cartes brutes Planck . . . . .	116
6.1	Moment moyen cinétique calculé sur la simulation "toy-model" . . . . .	121
6.2	Effet des différentes tailles d'extraction sur le calcul du moment moyen des paires . . . . .	124
6.3	Moment moyen des amas de galaxies mesuré avec un filtre adapté en taille .	125
6.4	Mesure du moment moyen des paires obtenue avec différents filtres . . . . .	127
6.5	Moment moyen cinétique mesuré sur les données Planck . . . . .	129
6.6	Matrice de covariance obtenue à 143 GHz . . . . .	130
6.7	Moyenne de la déformation en température en bin de décalage vers le rouge	131
6.8	Moment moyen cinétique calculé à 217 GHz . . . . .	132
6.9	Moment moyen cinétique mesuré avec deux filtres multifréquentiels différents	133
6.10	Moment moyen cinétique mesuré sur un test aléatoire . . . . .	134
6.11	Distribution du $\chi^2$ pour un système à 15 degrés de liberté . . . . .	134
7.1	Flux SZ moyens estimés en supposant des amas relativistes ou non-relativistes	139
7.2	Résidus des spectres moyens . . . . .	140
7.3	Mesure des spectres et des résidus relativistes et non-relativistes mesurés à des positions ne contenant pas d'amas . . . . .	141
7.4	Effets de la procédure de moyennage . . . . .	142

---

7.5	Estimation du résidu moyen . . . . .	143
7.6	Zoom sur les estimations du résidu moyen . . . . .	144
7.7	Distribution des $\chi^2$ pour la moyenne des résidus sous l'hypothèse nulle . . .	144
7.8	Flux SZ relativiste $Y_{SZ}$ par rapport au flux $Y_X$ . . . . .	145
7.9	Distribution du signal sur bruit et du $\chi^2$ pour 10 amas MCXC . . . . .	146
7.10	Vitesse moyenne des amas de galaxies en bin de décalage vers le rouge en supposant les amas relativistes ou non . . . . .	148
B.1	Schéma des différents référentiels possibles pour le SZC . . . . .	158
B.2	Schéma de l'effet SZC . . . . .	158



# Liste des tableaux

1.1	Mesures des paramètres cosmologiques $\Lambda$ CDM avec les données WMAP et les données Planck.(X. V. I. Planck Collaboration, 2013; Hinshaw et al., 2012)	34
2.1	Acronymes et références des expériences sensibles aux effets SZ . . . . .	66
3.1	Différentes caractéristiques du satellite Planck. Le pixel correspond ici à un carré dont le côté a la taille de la résolution angulaire à la longueur d'onde choisie, soit un pixel FWHM. La sensibilité SZT est ici une sensibilité moyenne sur le pixel FWHM au paramètre de Compton $y$ (Planck HFI Core Team (2011); Planck LFI Core Team (2011)). . . . .	70
3.2	Caractéristiques de base des catalogues. . . . .	77
5.1	Effets des composantes astrophysiques sur la mesure des vitesses moyennes	91
5.2	Effets des erreurs systématiques sur la mesure des vitesses des amas de galaxies . . . . .	93
5.3	Fréquences effectives d'observation de Planck . . . . .	94
5.4	Valeur et erreur sur la résolution angulaire des cartes aux longueurs d'ondes HFI. . . . .	94
5.5	Résultats du FAMC non biaisé sur une simulation réaliste . . . . .	98
5.6	Mesure de la vitesse moyenne des amas de galaxies sur les données Planck .	100
5.7	Vitesse individuelle mesurée sur les données Planck . . . . .	102
5.8	Vitesse moyenne obtenue sur simulation . . . . .	103
5.9	Variance calculée sur les données Planck . . . . .	108
5.10	Déviations standard calculées sur les données Planck et une simulation . . . .	111
5.11	Dipôle calculée sur les cartes brutes Planck et sur deux simulations différentes	113
6.1	Mesure du $\chi^2$ mesuré avec deux filtres multifréquentiels différents . . . . .	133



# Bibliographie

- Aaronson, M., Huchra, J., Mould, J., Schechter, P. L., & Tully, R. B. (1982). The velocity field in the local supercluster. *Astrophysical Journal*, *258*, 64-76.
- Abate, A., & Feldman, H. A. (2012). Detected fluctuations in Sloan Digital Sky Survey luminous red galaxy magnitudes : bulk flow signature or systematic? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *419*, 3482-3490.
- Abell, G. O. (1958). The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. *Astrophysical Journal Supplement*, *3*, 211.
- Allen, S. W., Evrard, A. E., & Mantz, A. B. (2011). Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, *49*, 409-470.
- Alpher, R. A., & Herman, R. (1948). Evolution of the Universe. *Nature*, *162*, 774-775.
- Anderson, L., Aubourg, E., Bailey, S., Beutler, F., Bolton, A. S., Brinkmann, J., ... Yeche, C. (2013). The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Measuring  $D_A$  and  $H$  at  $z=0.57$  from the Baryon Acoustic Peak in the Data Release 9 Spectroscopic Galaxy Sample. *ArXiv e-prints*, 1303.4666.
- Anderson, L., Aubourg, E., Bailey, S., Bizyaev, D., Blanton, M., Bolton, A. S., ... Zhao, G.-B. (2012). The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : baryon acoustic oscillations in the Data Release 9 spectroscopic galaxy sample. *MNRAS*, *427*, 3435-3467.
- Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. (2005). The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. II. The M-T relation. *Astronomy and Astrophysics*, *441*, 893-903.
- Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. (2007). Calibration of the galaxy cluster  $M_{500}$ - $Y_X$  relation with XMM-Newton. *Astronomy and Astrophysics*, *474*, L37-L40.
- Arnaud, M., Pratt, G. W., Piffaretti, R., Böhringer, H., Croston, J. H., & Pointecouteau, E. (2010). The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the  $Y_{SZ}$  -  $M_{500}$  relation. *Astronomy and Astrophysics*, *517*, A92.
- Audit, E., & Simmons, J. F. L. (1999). The kinematic Sunyaev-Zel'dovich effect and transverse cluster velocities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *305*, L27-L30.

- Bardeen, J. M., Bond, J. R., Kaiser, N., & Szalay, A. S. (1986). The statistics of peaks of Gaussian random fields. *Astrophysical Journal*, *304*, 15-61.
- Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., . . . Weiland, J. L. (2003). First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results. *Astrophysical Journal Supplement*, *148*, 1-27.
- Benson, B. (2011). The South Pole Telescope : Cluster Catalog and Cosmological Results. In *American astronomical society meeting abstracts 217* (Vol. 43, p. 321.06).
- Bernardeau, F., Colombi, S., Gaztañaga, E., & Scoccimarro, R. (2002). Large-scale structure of the Universe and cosmological perturbation theory. *Phys. Rep.*, *367*, 1-248.
- Beutler, F., Blake, C., Colless, M., Jones, D. H., Staveley-Smith, L., Campbell, L., . . . Watson, F. (2011, octobre). The 6dF Galaxy Survey : baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. *MNRAS*, *416*, 3017-3032.
- Bhattacharya, S., & Kosowsky, A. (2007). Cosmological Constraints from Galaxy Cluster Velocity Statistics. *Astrophysical Journal*, *659*, L83-L86.
- Bhattacharya, S., & Kosowsky, A. (2008). Dark energy constraints from galaxy cluster peculiar velocities. *Physical Review D*, *77*(8), 083004.
- Birkinshaw, M. (1999). The Sunyaev-Zel'dovich effect. *Physics Reports*, *310*, 97-195.
- Biviano, A. (2000). From Messier to Abell : 200 Years of Science with Galaxy Clusters. In *Constructing the universe with clusters of galaxies* (p. arXiv :astro-ph/0010409).
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. (1984). Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter. *Nature*, *311*, 517-525.
- Bohringer, H., Dolag, K., & Chon, G. (2012). Modelling self-similar appearance of galaxy clusters in X-rays. *Astronomy and Astrophysics*, *539*, A120.
- Böhringer, H., Schuecker, P., Guzzo, L., Collins, C. A., Voges, W., Cruddace, R. G., . . . Shaver, P. (2004). The ROSAT-ESO Flux Limited X-ray (REFLEX) Galaxy cluster survey. V. The cluster catalogue. *Astronomy and Astrophysics*, *425*, 367-383.
- Bohringer, H., Voges, W., Huchra, J. P., McLean, B., Giacconi, R., Rosati, P., . . . Trumper, J. (2000). The Northern ROSAT All-Sky (NORAS) Galaxy Cluster Survey. I. X-Ray Properties of Clusters Detected as Extended X-Ray Sources. *Astrophysical Journal Supplement*, *129*, 435-474.
- Bregman, J. N. (2007). The Search for the Missing Baryons at Low Redshift. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, *45*, 221-259.
- Brout, R., F., E., & E., G. (1978). The creation of the universe as a Quantum phenomenon. *Ann. Phys.*, *115*, 78-106.
- Buchler, J. R., & Yueh, W. R. (1976). Compton scattering opacities in a partially degenerate electron plasma at high temperatures. *Astrophysical Journal*, *210*, 440-446.
- Burenin, R. A., Vikhlinin, A., Hornstrup, A., Ebeling, H., Quintana, H., & Mescheryakov, A. (2007). The 400 Square Degree ROSAT PSPC Galaxy Cluster Survey : Catalog and Statistical Calibration. *Astrophysical Journal Supplement*, *172*, 561-582.

- Burke, D. J., Collins, C. A., Sharples, R. M., Romer, A. K., & Nichol, R. C. (2003). The Southern SHARC catalogue : a ROSAT survey for distant galaxy clusters. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, *341*, 1093-1108.
- Cacciato, M., van den Bosch, F. C., More, S., Mo, H., & Yang, X. (2013). Cosmological constraints from a combination of galaxy clustering and lensing - III. Application to SDSS data. *MNRAS*, *430*, 767-786.
- Carlstrom, J. E., Ade, P. A. R., Aird, K. A., Benson, B. A., Bleem, L. E., Busetti, S., ... Williamson, R. (2011). The 10 Meter South Pole Telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, *123*, 568-581.
- Carlstrom, J. E., Joy, M., Grego, L., Holder, G., Holzapfel, W. L., LaRoque, S., ... Reese, E. D. (2001). The Sunyaev-Zel'dovich Effect : Results and Future Prospects. *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv :astro-ph/0103480.
- Challinor, A., & Lasenby, A. (1998). Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect. *Astrophysical Journal*, *499*, 1.
- Challinor, A., Lasenby, A., Doran, C., & Gull, S. (1997). Massive, Non-ghost Solutions for the Dirac Field Coupled Self-consistently to Gravity. *General Relativity and Gravitation*, *29*, 1527-1544.
- Clarkson, C. (2012). Establishing homogeneity of the universe in the shadow of dark energy. *Comptes Rendus Physique*, *13*, 682-718.
- Colafrancesco, S., Profumo, S., & Ullio, P. (2006). Multi-frequency analysis of neutralino dark matter annihilations in the Coma cluster. *Astronomy and Astrophysics*, *455*, 21-43.
- Colless, M., Peterson, B. A., Jackson, C., Peacock, J. A., Cole, S., Norberg, P., ... Taylor, K. (2003). The 2dF Galaxy Redshift Survey : Final Data Release. *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv :astro-ph/0306581.
- Courteau, S., Willick, J. A., Strauss, M. A., Schlegel, D., & Postman, M. (2000). Shellflow. I. The Convergence of the Velocity Field at 6000 Kilometers Per Second. *Astrophysical Journal*, *544*, 636-640.
- Crudace, R., Voges, W., Bohringer, H., Collins, C. A., Romer, A. K., MacGillivray, H., ... De Grandi, S. (2002). The ROSAT All-Sky Survey : a Catalog of Clusters of Galaxies in a Region of 1 steradian around the South Galactic Pole. *Astrophysical Journal Supplement*, *140*, 239-264.
- Das, S., Louis, T., Nolta, M. R., Addison, G. E., Battistelli, E. S., Bond, J., ... Wollack, E. (2013). The Atacama Cosmology Telescope : Temperature and Gravitational Lensing Power Spectrum Measurements from Three Seasons of Data. *ArXiv e-prints*, 1301.1037.
- Das, S., Sherwin, B. D., Aguirre, P., Appel, J. W., Bond, J. R., Carvalho, C. S., ... Wollack, E. (2011). Detection of the Power Spectrum of Cosmic Microwave Background Lensing by the Atacama Cosmology Telescope. *Physical Review Letters*, *107*(2), 021301.
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. (1992). The end of cold dark matter ? *Nature*, *356*, 489-494.

- Dekel, A., Bertschinger, E., Yahil, A., Strauss, M. A., Davis, M., & Huchra, J. P. (1993). IRAS galaxies versus POTENT mass - Density fields, biasing, and Omega. *Astrophysical Journal*, *412*, 1-21.
- Delabrouille, J., Betoule, M., Melin, J.-B., Miville-Deschenes, M.-A., Gonzalez-Nuevo, J., Le Jeune, M., ... Toffolatti, L. (2013). The pre-launch Planck Sky Model : a model of sky emission at submillimetre to centimetre wavelengths. *Astronomy and Astrophysics*, *553*, A96.
- Desert, F.-X., Benoit, A., Gaertner, S., Bernard, J.-P., Coron, N., Delabrouille, J., ... Sirbi, A. (1998). Observations of the Sunyaev-Zel'dovich effect at high angular resolution towards the galaxy clusters A665, A2163 and CL0016+16. *New Astronomy*, *3*, 655-669.
- Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., & Wilkinson, D. T. (1965). Cosmic Black-Body Radiation. *Asrophys. J.*, *142*, 414-419.
- Diego, J., Vielva, P., Martinez-González, E., Silk, J., & Sanz, J. L. (2002). A bayesian non-paramandric mandhod to dandect clusters in planck data. *MNRAS*, *336*(4), 1351-1363.
- Dressler, A., Faber, S. M., Burstein, D., Davies, R. L., Lynden-Bell, D., Terlevich, R. J., & Wegner, G. (1987). Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies - A large-scale streaming motion in the local universe. *Astrophysical Journal*, *313*, L37-L42.
- Ebeling, H., Barrett, E., Donovan, D., Ma, C.-J., Edge, A. C., & van Speybroeck, L. (2007). A Complete Sample of 12 Very X-Ray Luminous Galaxy Clusters at  $z > 0.5$ . *Astrophysical Journal Letter*, *661*, L33-L36.
- Ebeling, H., Edge, A. C., Allen, S. W., Crawford, C. S., Fabian, A. C., & Huchra, J. P. (2000). The ROSAT Brightest Cluster Sample - IV. The extended sample. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, *318*, 333-340.
- Ebeling, H., Edge, A. C., Bohringer, H., Allen, S. W., Crawford, C. S., Fabian, A. C., ... Huchra, J. P. (1998). The ROSAT Brightest Cluster Sample - I. The compilation of the sample and the cluster log N-log S distribution. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, *301*, 881-914.
- Ebeling, H., Edge, A. C., Mantz, A., Barrett, E., Henry, J. P., Ma, C. J., & van Speybroeck, L. (2010). The X-ray brightest clusters of galaxies from the Massive Cluster Survey. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, *407*, 83-93.
- Eckmiller, H. J., Hudson, D. S., & Reiprich, T. H. (2011). Testing the low-mass end of X-ray scaling relations with a sample of Chandra galaxy groups. *Astronomy and Astrophysics*, *535*, A105.
- Edge, A. C., & Stewart, G. C. (1991). EXOSAT observations of clusters of galaxies. I - The X-ray data. II - X-ray to optical correlations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *252*, 414-441.
- Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., Scoccamarro, R., Blanton, M. R., Nichol, R. C., ... York, D. G. (2005). Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *Astrophysical Journal*, *633*, 560-574.

- Fan, X., Bahcall, N. A., & Cen, R. (1997). Determining the Amplitude of Mass Fluctuations in the Universe. *Astrophysical Journal Letter*, *490*, L123.
- Feldman, H. A., Watkins, R., & Hudson, M. J. (2010). Cosmic flows on  $100 h^{-1}$  Mpc scales : standardized minimum variance bulk flow, shear and octupole moments. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *407*, 2328-2338.
- Ferreira, P. G., Juszkiewicz, R., Feldman, H. A., Davis, M., & Jaffe, A. H. (1999). Streaming Velocities as a Dynamical Estimator of Omega. *Astrophysical Journal Letter*, *515*, L1-L4.
- Finoguenov, A., Reiprich, T. H., & Böhringer, H. (2001). Details of the mass-temperature relation for clusters of galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, *368*, 749-759.
- Fixsen, D. J. (2009). The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, *707*, 916-920.
- Fowler, J. W., Acquaviva, V., Ade, P. A. R., Aguirre, P., Amiri, M., Appel, J. W., ... Zhao, Y. (2010). The Atacama Cosmology Telescope : A Measurement of the  $600 < \ell < 8000$  Cosmic Microwave Background Power Spectrum at 148 GHz. *Astrophysical Journal*, *722*, 1148-1161.
- Gamow, G. (1948). The Evolution of the Universe. *Nature*, *162*, 680-682.
- Giodini, S., Lovisari, L., Pointecouteau, E., Ettori, S., Reiprich, T. H., & Hoekstra, H. (2013). Scaling Relations for Galaxy Clusters : Properties and Evolution. *Space Science Reviews*, *177*, 247-282.
- Gioia, I. M., & Luppino, G. A. (1994). The EMSS catalog of X-ray-selected clusters of galaxies. 1 : an atlas of CCD images of 41 distant clusters. *Astrophysical Journal Supplement*, *94*, 583-614.
- Glenn, J., Bock, J. J., Chattopadhyay, G., Edgington, S. F., Lange, A. E., Zmuidzinas, J., ... Ade, P. A. (1998). Bolocam : a millimeter-wave bolometric camera. In T. G. Phillips (Ed.), *Society of photo-optical instrumentation engineers (spie) conference series* (Vol. 3357, p. 326-334).
- Gorski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., Wandelt, B. D., Hansen, F. K., Reinecke, M., & Bartelmann, M. (2005). HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *Astrophysical Journal*, *622*, 759-771.
- Gull, S. F., & Northover, K. J. E. (1976). Detection of hot gas in clusters of galaxies by observation of the microwave background radiation. *Nature*, *263*, 572.
- Gusten, R., Nyman, L., Schilke, P., Menten, K., Cesarsky, C., & Booth, R. (2006). The Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) - a new submillimeter facility for southern skies -. *Astronomy and Astrophysics*, *454*, L13-L16.
- Guth, A. H. (1981). Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, *23*, 347-356.
- Haehnelt, M. G., & Tegmark, M. (1996). Using the kinematic sunyaev-zeldovich effect to dandermine the peculiar velocities of clusters of galaxies. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Sociandy*, *279*, 545-556.

- Hakim, R. (1994). *Gravitation relativiste*. InterÉditions/CNRS Éditions.
- Hand, N., Addison, G. E., Aubourg, E., Battaglia, N., Battistelli, E. S., Bizyaev, D., ... Zunckel, C. (2012). Evidence of Galaxy Cluster Motions with the Kinematic Sunyaev-Zel'dovich Effect. *Physical Review Letters*, *109*(4), 041101.
- Henry, J. P. (2004). X-Ray Temperatures for the Extended Medium-Sensitivity Survey High-Redshift Cluster Sample : Constraints on Cosmology and the Dark Energy Equation of State. *Astrophysical Journal*, *609*, 603-616.
- Henry, J. P., Mullis, C. R., Voges, W., Bohringer, H., Briel, U. G., Gioia, I. M., & Huchra, J. P. (2006). The ROSAT North Ecliptic Pole Survey : The X-Ray Catalog. *Astrophysical Journal Supplement*, *162*, 304-328.
- Henry, P., & Tucker, W. (1979). A luminosity-temperature relation for cluster X-ray sources. *Astrophysical Journal*, *229*, 78-82.
- Herranz, D., Sanz, J. L., Barreiro, R., & López-Caniego, M. (2005). The estimation of the sunyaev-zel'dovich effects with unbiased multifilters. *MNRAS*, *356*, 944-954.
- Herranz, D., Sanz, J. L., Hobson, M., Barreiro, R., Diego, J., Martinez-González, E., & Lasenby, A. N. (2002). Filtering techniques for the detection of sunyaev-zel'dovich clusters in multifrequency maps. *MNRAS*, *336*(4), 1057-1068.
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., Spergel, D. N., Bennett, C. L., Dunkley, J., ... Wright, E. L. (2012, décembre). Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Parameter Results. *ArXiv e-prints*, 1212.5226.
- Hinshaw, G., Weiland, J. L., Hill, R. S., Odegard, N., Larson, D., Bennett, C. L., ... Wright, E. L. (2009). Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results. *Astrophys. J.*, *180*, 225-245.
- Holder, G. P., Mohr, J. J., Carlstrom, J. E., Evrard, A. E., & Leitch, E. M. (2000). Expectations for an Interferometric Sunyaev-Zeldovich Effect Survey for Galaxy Clusters. *Astrophysics Journal*, *544*, 629-635.
- Holzappel, W. L., Ade, P. A. R., Church, S. E., Mauskopf, P. D., Rephaeli, Y., Wilbanks, T. M., & Lange, A. E. (1997). Limits on the Peculiar Velocities of Two Distant Clusters Using the Kinematic Sunyaev-Zeldovich Effect. *Astrophysical Journal*, *481*, 35.
- Horellou, C., & Berge, J. (2005). Dark energy and the evolution of spherical overdensities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *360*, 1393-1400.
- Horner, D. J., Perlman, E. S., Ebeling, H., Jones, L. R., Scharf, C. A., Wegner, G., ... Maughan, B. (2008). The WARPS Survey. VII. The WARPS-II Cluster Catalog. *Astrophysical Journal Supplement*, *176*, 374-413.
- Hu, W., & Eisenstein, D. J. (1998). Small-Scale Perturbations in a General Mixed Dark Matter Cosmology. *Astrophysical Journal*, *498*, 497.
- Hudson, M. J., Smith, R. J., Lucey, J. R., & Branchini, E. (2004). Streaming motions of galaxy clusters within  $12\,000\text{ km s}^{-1}$ . V. The peculiar velocity field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *352*, 61-75.

- Hudson, M. J., Smith, R. J., Lucey, J. R., Schlegel, D. J., & Davies, R. L. (1999). A Large-scale Bulk Flow of Galaxy Clusters. *Astrophysical Journal*, 512, L79-L82.
- Huff, E. M., Eifler, T., Hirata, C. M., Mandelbaum, R., Schlegel, D., & Seljak, U. (2011). Seeing in the dark – II. Cosmic shear in the Sloan Digital Sky Survey. *ArXiv e-prints*, 1112.3143.
- I., P. V. I. (2011, décembre). Planck early results. VIII. The all-sky early Sunyaev-Zeldovich cluster sample. *Astronomy and Astrophysics*, 536, A8.
- Itoh, N., Kohyama, Y., & Nozawa, S. (1998). Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect for Clusters of Galaxies. *Astrophysical Journal*, 502, 7.
- Jarosik, N., Bennett, C. L., Dunkley, J., Gold, B., Greason, M. R., Halpern, M., ... Wright, E. L. (2011). Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. *Astrophysical Journal Supplement*, 192, 14.
- Jasche, J., & Kitaura, F. S. (2010). Fast Hamiltonian sampling for large-scale structure inference. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 407, 29-42.
- Jasche, J., Kitaura, F. S., Li, C., & Ensslin, T. A. (2010). Bayesian non-linear large-scale structure inference of the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 355-370.
- Jee, M. J., Tyson, J. A., Schneider, M. D., Wittman, D., Schmidt, S., & Hilbert, S. (2013). Cosmic Shear Results from the Deep Lens Survey. I. Joint Constraints on  $\Omega_M$  and  $\sigma_8$  with a Two-dimensional Analysis. *Astrophysical Journal*, 765, 74.
- Jones, C., & Forman, W. (1984). The structure of clusters of galaxies observed with Einstein. *Astrophysical Journal*, 276, 38-55.
- Kaiser, N. (1986). Evolution and clustering of rich clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 222, 323-345.
- Kashlinsky, A., Atrio-Barandela, F., & Ebeling, H. (2012). Measuring bulk motion of X-ray clusters via the kinematic Sunyaev-Zeldovich effect : summarizing the "dark flow" evidence and its implications. *ArXiv e-prints*, 1202.0717.
- Kashlinsky, A., Atrio-Barandela, F., Ebeling, H., Edge, A., & Kocevski, D. (2010). A New Measurement of the Bulk Flow of X-Ray Luminous Clusters of Galaxies. *Astrophysical Journal Letter*, 712, L81-L85.
- Kashlinsky, A., Atrio-Barandela, F., Kocevski, D., & Ebeling, H. (2008). A Measurement of Large-Scale Peculiar Velocities of Clusters of Galaxies : Results and Cosmological Implications. *Astrophysical Journal Letter*, 686, L49-L52.
- Keel, W. C. (2007). *The road to galaxy formation (2nd ed.)*. Springer-Praxis.
- Keisler, R., Reichardt, C. L., Aird, K. A., Benson, B. A., Bleem, L. E., Carlstrom, J. E., ... Zahn, O. (2011). A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope. *Astrophysical Journal*, 743, 28.

- Kelly, P. L., Hicken, M., Burke, D. L., Mandel, K. S., & Kirshner, R. P. (2010). Hubble Residuals of Nearby Type Ia Supernovae are Correlated with Host Galaxy Masses. *Astrophysical Journal*, *715*, 743-756.
- Kilbinger, M., Fu, L., Heymans, C., Simpson, F., Benjamin, J., Erben, T., ... Velander, M. (2013). CFHTLenS : combined probe cosmological model comparison using 2D weak gravitational lensing. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *430*, 2200-2220.
- King, I. R. (1972). Density Data and Emission Measure for a Model of the Coma Cluster. *Astrophysical Journal*, *174*, L123.
- Kneissl, R., Jones, M. E., Saunders, R., Eke, V. R., Lasenby, A. N., Grainge, K., & Cotter, G. (2001). Surveying the sky with the Arcminute MicroKelvin Imager : expected constraints on galaxy cluster evolution and cosmology. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, *328*, 783-794.
- Kocevski, D. D., Ebeling, H., Mullis, C. R., & Tully, R. B. (2007, juin). A Systematic X-Ray Search for Clusters of Galaxies behind the Milky Way. II. The Second CIZA Subsample. *Astrophysical Journal*, *662*, 224-235.
- Koester, B. P., McKay, T. A., Annis, J., Wechsler, R. H., Evrard, A., Bleem, L., ... York, D. (2007). A MaxBCG Catalog of 13,823 Galaxy Clusters from the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophysical Journal*, *660*, 239-255.
- Kogut, A., Lineweaver, C., Smoot, G. F., Bennett, C. L., Banday, A., Boggess, N. W., ... Wright, E. L. (1993). Dipole Anisotropy in the COBE Differential Microwave Radiometers First-Year Sky Maps. *Astrophysical Journal*, *419*, 1.
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., ... Wright, E. L. (2011). Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *Astrophysical Journal Supplement*, *192*, 18.
- Kosowsky, A. (2003). The Atacama Cosmology Telescope. *New Astronomy Reviews*, *47*, 939-943.
- Kosowsky, A., & Bhattacharya, S. (2009). A future test of gravitation using galaxy cluster velocities. *Physical Review D*, *80*(6), 062003.
- Lahav, O., Lilje, P. B., Primack, J. R., & Rees, M. J. (1991). Dynamical effects of the cosmological constant. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *251*, 128-136.
- Lampeitl, H., Smith, M., Nichol, R. C., Bassett, B., Cinabro, D., Dilday, B., ... Stritzinger, M. (2010). The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II Supernova Survey. *Astrophysical Journal*, *722*, 566-576.
- Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., Komatsu, E., Nolta, M. R., Bennett, C. L., ... Wright, E. L. (2011). Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters. *Astrophysical Journal Supplement*, *192*, 16.

- Lauer, T. R., & Postman, M. (1994). The motion of the Local Group with respect to the 15,000 kilometer per second Abell cluster inertial frame. *Astrophysical Journal*, *425*, 418-438.
- Lidsey, J. E., Liddle, A. R., Kolb, E. W., Copeland, E. J., Barreiro, T., & Abney, M. (1997). Reconstructing the inflaton potential-an overview. *Reviews of Modern Physics*, *69*, arXiv :astro-ph/9508078.
- Lin, H., Dodelson, S., Seo, H.-J., Soares-Santos, M., Annis, J., Hao, J., ... Simet, M. (2012). The SDSS Co-add : Cosmic Shear Measurement. *Astrophysical Journal*, *761*, 15.
- Linde, A. D. (1990). Particle physics and inflationary cosmology. *Contemporary Concepts in Physics*, *5*.
- Lo, K. Y., Chiueh, T., & Martin, R. N. (2000, décembre). AMiBA : Array for Microwave Background Anisotropy. In *American astronomical society meeting abstracts* (Vol. 32, p. 1497).
- Lokas, E. L., & Hoffman, Y. (2001). The Spherical Collapse Model in a Universe with Cosmological Constant. In N. J. C. Spooner & V. Kudryavtsev (Eds.), *Identification of dark matter* (p. 121).
- Lyth, D. H., & Riotto, A. (1999). Particle physics models of inflation and the cosmological density perturbation. *Phys. Rep.*, *314*, arXiv :hep-ph/9807278.
- Ma, Y.-Z., & Scott, D. (2013). Cosmic bulk flows on 50 h<sup>-1</sup> Mpc scales : a Bayesian hyper-parameter method and multishell likelihood analysis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *428*, 2017-2028.
- Mak, D. S. Y., Pierpaoli, E., & Osborne, S. J. (2011). Measuring Bulk Flow of Galaxy Clusters Using Kinematic Sunyaev-Zeldovich Effect : Prediction for Planck. *Astrophysical Journal*, *736*, 1101.1581.
- Mandelbaum, R., Slosar, A., Baldauf, T., Seljak, U., Hirata, C. M., Nakajima, R., ... Smith, R. E. (2012). Cosmological parameter constraints from galaxy-galaxy lensing and galaxy clustering with the SDSS DR7. *ArXiv e-prints*, 1207.1120.
- Mandelbrot, B. (1967). How Long Is the Coast of Britain ? Statistical Self-Similarity and Fractional Dimension. *Science*, *156*, 636-638.
- Mantz, A., Allen, S. W., Ebeling, H., Rapetti, D., & Drlica-Wagner, A. (2010). The observed growth of massive galaxy clusters - II. X-ray scaling relations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *406*, 1773-1795.
- Markevitch, M. (1998). The L X-T Relation and Temperature Function for Nearby Clusters Revisited. *Astrophysical Journal*, *504*, 27.
- Melin, J.-B., Bartlandt, J. G., & Delabrouille, J. (2006). Catalog extraction in sz cluster surveys : a matched filter approach. *A&A*, *459*, 341-352.
- Mitchell, R. J., Ives, J. C., & Culhane, J. L. (1977). The X-ray temperatures of eight clusters of galaxies and their relationship to other cluster properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *181*, 25P-32P.

- Montier, L. A., & Giard, M. (2005). Dust emission from clusters of galaxies : statistical detection. *Astronomy and Astrophysics*, *439*, 35-44.
- Moss, A., Zibin, J. P., & Scott, D. (2011). Precision cosmology defeats void models for acceleration. *Physical Review D*, *83*(10), 103515.
- Mukhanov, V. F., Feldman, H. A., & Brandenberger, R. H. (1992, juin). Theory of cosmological perturbations. *Phys. Rep.*, *215*, 203-333.
- Mullis, C. R., McNamara, B. R., Quintana, H., Vikhlinin, A., Henry, J. P., Gioia, I. M., ... Jones, C. (2003). The 160 Square Degree ROSAT Survey : The Revised Catalog of 201 Clusters with Spectroscopic Redshifts. *Astrophysical Journal*, *594*, 154-171.
- Murshotzky, R. F. (1984). *Physica Scripta*, *7*, 157.
- Murshotzky, R. F., Serlemitsos, P. J., Boldt, E. A., Holt, S. S., & Smith, B. W. (1978). OSO 8 X-ray spectra of clusters of galaxies. I - Observations of twenty clusters : Physical correlations. *Astrophysical Journal*, *225*, 21-39.
- Nagai, D., Kravtsov, A. V., & Vikhlinin, A. (2007). Effects of Galaxy Formation on Thermodynamics of the Intracluster Medium. *Astrophysical Journal*, *668*, 1-14.
- Nozawa, S., Itoh, N., & Kohyama, Y. (1998). Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect for Clusters of Galaxies. II. Inclusion of Peculiar Velocities. *Astrophysical Journal*, *508*, 17-24.
- Nusser, A., & Davis, M. (2011). The Cosmological Bulk Flow : Consistency with  $\Lambda$ CDM and  $z$  astrophysics 0 Constraints on  $\sigma_8$  and  $\gamma$ . *Astrophysical Journal*, *736*, 93.
- Oguri, M., Inada, N., Strauss, M. A., Kochanek, C. S., Kayo, I., Shin, M.-S., ... White, R. L. (2012). The Sloan Digital Sky Survey Quasar Lens Search. VI. Constraints on Dark Energy and the Evolution of Massive Galaxies. *Astronomical Journal*, *143*, 120.
- O'Hara, T. B., Mohr, J. J., Bialek, J. J., & Evrard, A. E. (2006). Effects of Mergers and Core Structure on the Bulk Properties of Nearby Galaxy Clusters. *Astrophysical Journal*, *639*, 64-80.
- Padmanabhan, N., Xu, X., Eisenstein, D. J., Scalzo, R., Cuesta, A. J., Mehta, K. T., & Kazin, E. (2012). A 2 per cent distance to  $z = 0.35$  by reconstructing baryon acoustic oscillations - I. Methods and application to the Sloan Digital Sky Survey. *MNRAS*, *427*, 2132-2145.
- Pariisky, Y. N. (1973). *Soviet Astronomy*, *50*, 453.
- Peacock, J. A. (1999). *Cosmological physics*. Cambridge University Press.
- Pearson, T. J., Mason, B. S., Readhead, A. C. S., Shepherd, M. C., Sievers, J. L., Udomprasert, P. S., ... Joy, M. (2003). The Anisotropy of the Microwave Background to  $l = 3500$  : Mosaic Observations with the Cosmic Background Imager. *Astrophysical Journal*, *591*, 556-574.
- Peebles, P. J. E. (1980). *The large-scale structure of the universe*.

- Peebles, P. J. E. (1982). Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations. *Astrophysical Journal Letter*, 263, L1-L5.
- Peebles, P. J. E. (1993). *Principles of Physical Cosmology*.
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophys. J.*, 142, 419-421.
- Percival, W. J. (2005). Cosmological structure formation in a homogeneous dark energy background. *Astronomy and Astrophysics*, 443, 819-830.
- Percival, W. J., Reid, B. A., Eisenstein, D. J., Bahcall, N. A., Budavari, T., Frieman, J. A., ... Zehavi, I. (2010). Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401, 2148-2168.
- Perlman, E. S., Horner, D. J., Jones, L. R., Scharf, C. A., Ebeling, H., Wegner, G., & Malkan, M. (2002). The WARPS Survey. VI. Galaxy Cluster and Source Identifications from Phase I. *Astrophysical Journal Supplement*, 140, 265-301.
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., ... Supernova Cosmology Project (1999). Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophysical Journal*, 517, 565-586.
- Peter, P., & Uzan, J.-P. (2005). *Cosmologie primordiale*. Belin.
- Piffaretti, R., Arnaud, M., Pratt, G. W., Pointecouteau, E., & Melin, J.-B. (2011). The MCXC : a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 534, A109.
- Planck Collaboration, X. I. (2011). Planck early results. XI. Calibration of the local galaxy cluster Sunyaev-Zeldovich scaling relations. *Astronomy and Astrophysics*, 536, A11.
- Planck Collaboration, X. I. (2012). Planck Intermediate Results. XI : The gas content of dark matter halos : the Sunyaev-Zeldovich-stellar mass relation for locally brightest galaxies. *ArXiv e-prints*, 1212.4131.
- Planck Collaboration, X. I. I. (2011). Planck early results. XII. Cluster Sunyaev-Zeldovich optical scaling relations. *Astronomy and Astrophysics*, 536, A12.
- Planck Collaboration, X. I. I. I. (2013). Planck intermediate results. XIII. Constraints on peculiar velocities. *ArXiv e-prints*, 1303.5090.
- Planck collaboration, X. V. (2013). Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood. *ArXiv e-prints*, 1303.5075.
- Planck Collaboration, X. V. I. (2013). Planck 2013 results. XVI., Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, 1303.5076.
- Planck Collaboration, X. X. (2013). Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. *ArXiv e-prints*, 1303.5080.
- Planck Collaboration, X. X. I. (2013). Planck 2013 results. XXI. Cosmology with the all-sky Planck Compton parameter  $y$ -map. *ArXiv e-prints*, 1303.5081.

- Planck Collaboration, X. X. I. I. I. (2011). Planck Early Results XXIII : The Galactic Cold Core Population revealed by the first all-sky survey. *ArXiv e-prints*, 1101.2035.
- Planck HFI Core Team, V. I. (2011). Planck early results. VI. The High Frequency Instrument data processing. *Astronomy and Astrophysics*, 536, A6.
- Planck LFI Core Team, V. (2011). Planck early results. V. The Low Frequency Instrument data processing. *Astronomy and Astrophysics*, 536, A5.
- Pratt, G. W., Böhringer, H., Croston, J. H., Arnaud, M., Borgani, S., Finoguenov, A., & Temple, R. F. (2007). Temperature profiles of a representative sample of nearby X-ray galaxy clusters. *Astronomy and Astrophysics*, 461, 71-80.
- Pratt, G. W., Croston, J. H., Arnaud, M., & Böhringer, H. (2009). Galaxy cluster X-ray luminosity scaling relations from a representative local sample (REXCESS). *Astronomy and Astrophysics*, 498, 361-378.
- Reichardt, C. L., Shaw, L., Zahn, O., Aird, K. A., Benson, B. A., Bleem, L. E., . . . Williamson, R. (2012). A Measurement of Secondary Cosmic Microwave Background Anisotropies with Two Years of South Pole Telescope Observations. *Astrophysical Journal*, 755, 70.
- Reid, B. A., Percival, W. J., Eisenstein, D. J., Verde, L., Spergel, D. N., Skibba, R. A., . . . Zehavi, I. (2010). Cosmological constraints from the clustering of the Sloan Digital Sky Survey DR7 luminous red galaxies. *MNRAS*, 404, 60-85.
- Remazeilles, M., Delabrouille, J., & Cardoso, J.-F. (2011). CMB and SZ effect separation with constrained Internal Linear Combinations. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 410, 2481-2487.
- Rephaeli, Y. (2003). Cosmology with the S-Z Effect. In N. G. Sanchez & Y. N. Parijskij (Eds.), *The early universe and the cosmic microwave background : Theory and observations* (p. 201). Kluwer Academic Publishers.
- Rich, J. (2001). *Fundamentals of cosmology*. Springer-Verlag.
- Richards, J. L., Max-Moerbeck, W., Pavlidou, V., King, O. G., Pearson, T. J., Readhead, A. C. S., . . . Bustos, R. (2011). Blazars in the Fermi Era : The OVRO 40 m Telescope Monitoring Program. *Astrophysical Journal Supplement*, 194, 29.
- Riess, A. G. (2000). Peculiar Velocities from Type Ia Supernovae. In S. Courteau & J. Willick (Eds.), *Cosmic flows workshop* (Vol. 201, p. 80).
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., . . . Tonry, J. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astronomical Journal*, 116, 1009-1038.
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., Lampeitl, H., Ferguson, H. C., Filippenko, A. V., . . . Chornock, R. (2011). A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. *Astrophysical Journal*, 730, 119.
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., Sosey, M., Lampeitl, H., Ferguson, H. C., . . . Sarkar, D. (2009). A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder. *Astrophysical journal*, 699, 539-563.

- Romer, A. K., Nichol, R. C., Holden, B. P., Ulmer, M. P., Pildis, R. A., Merrelli, A. J., ... Commons, K. (2000). The Bright SHARC Survey : The Cluster Catalog. *Astrophysical Journal Supplement*, 126, 209-269.
- Runyan, M. C., Ade, P. A. R., Bhatia, R. S., Bock, J. J., Daub, M. D., Goldstein, J. H., ... Woolsey, D. (2003). ACBAR : The Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver. *Astrophysical Journal Supplement*, 149, 265-287.
- Sakharov, A. (1967). CP violation and baryonic asymmetry of the universe. *JandP Landt.*, 5, 24-27.
- Sarazin, C. L. (1986). X-ray emission from clusters of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 58, 1-115.
- Saunders, R. (1997). Sunyaev-Zel'dovich observations with the Ryle Telescope. In F. R. Bouchet, R. Gispert, B. Guiderdoni, & J. Tran Thanh Van (Eds.), *Microwave background anisotropies* (p. 377-381).
- Sazonov, S. Y., & Sunyaev, R. A. (1999). Microwave polarization in the direction of galaxy clusters induced by the CMB quadrupole anisotropy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 310, 765-772.
- Semboloni, E., Schrabback, T., van Waerbeke, L., Vafaei, S., Hartlap, J., & Hilbert, S. (2011). Weak lensing from space : first cosmological constraints from three-point shear statistics. *MNRAS*, 410, 143-160.
- Sherwin, B. D., Dunkley, J., Das, S., Appel, J. W., Bond, J. R., Carvalho, C. S., ... Wollack, E. (2011). Evidence for Dark Energy from the Cosmic Microwave Background Alone Using the Atacama Cosmology Telescope Lensing Measurements. *Physical Review Letters*, 107(2), 021302.
- Smoot, G. F. (1997). The Cosmic Microwave Background Spectrum. *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv :astro-ph/9705101.
- Starobinskiĭ, A. A. (1979, décembre). Spectrum of relict gravitational radiation and the early state of the universe. *Soviand Journal of Experimental and Theoretical Physics Landters*, 30, 682.
- Story, K. T., Reichardt, C. L., Hou, Z., Keisler, R., Aird, K. A., Benson, B. A., ... Zahn, O. (2012, octobre). A Measurement of the Cosmic Microwave Background Damping Tail from the 2500-square-degree SPT-SZ survey. *ArXiv e-prints*, 1210.7231.
- Sullivan, M., Conley, A., Howell, D. A., Neill, J. D., Astier, P., Balland, C., ... Walker, E. S. (2010). The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies. *MNRAS*, 406, 782-802.
- Sullivan, M., Guy, J., Conley, A., Regnault, N., Astier, P., Balland, C., ... Walker, E. S. (2011). SNLS3 : Constraints on Dark Energy Combining the Supernova Legacy Survey Three-year Data with Other Probes. *Astrophysical Journal*, 737, 102.
- Sun, M., Voit, G. M., Donahue, M., Jones, C., Forman, W., & Vikhlinin, A. (2009). Chandra Studies of the X-Ray Gas Properties of Galaxy Groups. *Astrophysical Journal*, 693, 1142-1172.

- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, I. B. (1980). The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background - The possibility of its measurement. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 190, 413-420.
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. (1970). Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation. *Astrophysics and Space Science*, 7, 3-19.
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. (1972). The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173.
- Sylos Labini, F., Montuori, M., & Pietronero, L. (1998). Scale-invariance of galaxy clustering. *Phys. Rep.*, 293, 61-226.
- Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J.-L., Banos, T., Bersanelli, M., Bouchet, F. R., ... et al. (2010). Planck pre-launch status : The Planck mission. *Astronomy and Astrophysics*, 520, A1.
- Tinker, J. L., Sheldon, E. S., Wechsler, R. H., Becker, M. R., Rozo, E., Zu, Y., ... Koester, B. P. (2012). Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and the Mass-to-number Ratio of Galaxy Clusters. *Astrophysical Journal*, 745, 16.
- Tonry, J. L., & Davis, M. (1981). Velocity dispersions of elliptical and S0 galaxies. I - Data and mass-to-light ratios. II - Infall of the local group to Virgo. *Astrophysical Journal*, 246, 666-695.
- van Engelen, A., Keisler, R., Zahn, O., Aird, K. A., Benson, B. A., Bleem, L. E., ... Williamson, R. (2012). A Measurement of Gravitational Lensing of the Microwave Background Using South Pole Telescope Data. *Astrophysical Journal*, 756, 142.
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., Ebeling, H., Forman, W. R., Hornstrup, A., ... Voevodkin, A. (2009). Chandra Cluster Cosmology Project III : Cosmological Parameter Constraints. *Astrophysical Journal*, 692, 1060-1074.
- Wang, L., & Steinhardt, P. J. (1998). Cluster Abundance Constraints for Cosmological Models with a Time-varying, Spatially Inhomogeneous Energy Component with Negative Pressure. *Astrophysical Journal*, 508, 483-490.
- Wang, Y., & Mukherjee, P. (2007). Observational constraints on dark energy and cosmic curvature. *Physical Review D.*, 76(10), 103533.
- Watkins, R., Feldman, H. A., & Hudson, M. J. (2009). Consistently large cosmic flows on scales of  $100h^{-1}\text{Mpc}$  : a challenge for the standard  $\Lambda\text{CDM}$  cosmology. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392, 743-756.
- Weinberg, S. (1972). *Gravitation and cosmology*. John Wiley and Sons.
- Weymann, R. (1966). The Energy Spectrum of Radiation in the Expanding Universe. *Astrophysical Journal*, 145, 560.
- Willick, J. A. (1999). The Las Campanas Observatory/Palomar 10,000 Kilometer per Second Cluster Survey. II. Constraints on Large-Scale Streaming. *Astrophysical Journal*, 522, arXiv :astro-ph/9812470.

- Wilson, M. J., Sherwin, B. D., Hill, J. C., Addison, G., Battaglia, N., Bond, J. R., ... Wollack, E. (2012). Atacama Cosmology Telescope : A measurement of the thermal Sunyaev-Zel'dovich effect using the skewness of the CMB temperature distribution. *Physical Review D*, 86(12), 122005.
- Yang, H.-Y. K., Ricker, P. M., & Sutter, P. M. (2009). The Influence of Concentration and Dynamical State on Scatter in the Galaxy Cluster Mass-Temperature Relation. *Astrophysical Journal*, 699, 315-329.
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, J. E., Jr., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N. A., ... SDSS Collaboration (2000). The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary. *Astronomical Journal*, 120, 1579-1587.
- Zibin, J. P., & Moss, A. (2011). Linear kinetic Sunyaev-Zel'dovich effect and void models for acceleration. *Classical and Quantum Gravity*, 28(16), 164005.

