



HAL
open science

Cosmologie observationnelle avec le satellite PLANCK : modélisation des émissions galactiques polarisées

Lauranne Fauvet

► **To cite this version:**

Lauranne Fauvet. Cosmologie observationnelle avec le satellite PLANCK : modélisation des émissions galactiques polarisées. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. Français. NNT: . tel-00564700

HAL Id: tel-00564700

<https://theses.hal.science/tel-00564700>

Submitted on 9 Feb 2011

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.

THESE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Grenoble

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée et soutenue publiquement par

Lauranne Fauvet

le 24 septembre 2010

Cosmologie observationnelle avec le satellite PLANCK modélisation des émissions galactiques polarisées

Thèse dirigée par Daniel Santos et Juan Francisco Macías-Pérez

JURY

M.	Jean-Philippe Bernard	CESR- Toulouse	Examineur
M.	Jacques Delabrouille	APC - Paris	Examineur
M.	Gilles Henri	LAOG - Grenoble	Président
Mme.	Guilaine Lagache	IAS - Orsay	Rapporteur
M.	Juan Francisco Macías-Pérez	LPSC - Grenoble	Co-Directeur de thèse
M.	Olivier Perdereau	LAL - Paris	Rapporteur
M.	Daniel Santos	LPSC - Grenoble	Directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
dans l' Ecole Doctorale de Physique de Grenoble

Remerciements

Ma plus sincère reconnaissance va tout d'abord à mes deux directeurs de thèse, Daniel Santos et Juan Francisco Macías-Pérez pour m'avoir proposé cette thèse passionnante et l'avoir si bien encadrée. Merci à toi Daniel de t'être intéressé à ma thèse et pour m'avoir toujours encouragé à faire de la physique avec précision, rigueur et enthousiasme. Merci également de m'avoir poussé à sortir de mes retranchements et à participer à toutes ces conférences, j'ai beaucoup appris grâce à toi. Et, enfin, merci pour avoir relu avec attention même les parties les plus confuses de mon manuscrit.

Merci à toi Juan, pour ta bonne humeur et ton enthousiasme durant ces presque 4 années à tes côtés, dire que j'ai énormément appris grâce à toi me paraît être le minimum que je puisse faire. Merci pour ta patience sans égal, ta tenacité, et tes nombreuses relectures de mon manuscrit. Merci enfin de ne pas avoir trop souvent renversé ton café sur mon bureau, même si je sais que ça a dû être très difficile. En fait, tout simplement, merci pour tout ...

Je voudrais ensuite remercier les membres de mon jury Jean-Philippe Bernard, Jacques Delabrouille et Gilles Henri pour leur présence et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux. Je souhaiterais aussi remercier mes deux rapporteurs Guilaine Lagache et Olivier Perdereau, pour leur lecture exhaustive de mon manuscrit, pour leurs corrections et leurs remarques qui ont beaucoup contribué à son amélioration.

Je tiens également à remercier toutes les personnes grâce auxquelles j'ai beaucoup appris durant ma thèse. Tout d'abord, merci à François-Xavier Désert pour l'intérêt que tu as porté à mes travaux au cours de ma thèse et pour les très nombreuses discussions que nous avons eu. Merci à Cécile Renault et Jonathan Aumont pour m'avoir accueillie dans leur bureau et pour avoir répondu à mes nombreuses questions quant à l'utilisation d'IDL. Merci également à Frédéric Mayet pour tes nombreux conseils et ta disponibilité. Merci à André Waelkens, Anthony Banday et Tess Jaffe avec lesquels j'ai eu le plaisir de travailler au sein du WG7 de la collaboration PLANCK. Merci Laurence pour tes conseils, tes relectures attentives, et, surtout, pour ton amitié. Enfin, un grand merci à Richard pour avoir relu l'intégralité de mon manuscrit, tes nombreuses corrections et remarques ont grandement contribué à améliorer sa qualité.

Merci à H. Guillaume, maître incontesté de la joute verbale et du gif animé.

Merci à Benjamin, Björn, Colas, Cyril, Damien, Guillaume P., Isabelle, Manu, Pierrot, Sylvain, Thomas, joyeux lurons du LPSC, avec lesquels j'ai partagé de nombreux cafés, quelques bières, et, à l'occasion, des balades en montagnes, chaussures, chaussons, crampons ou skis aux pieds. Merci à Julien pour ta gentillesse et pour m'avoir fait découvrir Djian et Ferré. Merci à Yoann pour m'avoir appris patiemment les rudiments de la mécanique auto. Enfin, merci à Vincent pour ce voyage en ta compagnie par-delà le cercle polaire arctique.

Merci à Carole et Stéphanie pour avoir été là durant ces 3 années au LPSC, merci pour les pauses-café, les balades et tous les bons moments passés ensemble, en fait, sincèrement, merci pour votre amitié.

Merci à Christian et Manuel pour m'avoir communiqué votre passion pour les mystères du cosmos. Merci à Amandine, Anne, Fanny, Florence, Florie, Johanna, Josué, Mathieu, Raphaël, Sylvain, Tuyen, Violaine et Virginie de faire partie de ma vie, de près ou de loin.

Ma dernière pensée va à ma famille, à ma mère qui a toujours cru en moi et m'a toujours soutenu, à Alizée, Jacques, Macri, Thomas et Véronique, et à tous les autres.

Merci,
Lauranne

Table des matières

I	Cadre théorique	13
1	Du principe cosmologique au modèle de concordance	15
	1.1 <i>Le principe cosmologique</i>	15
	1.2 <i>Métrie de Friedmann-Robertson-Walker</i>	17
	1.3 <i>Dynamique de l'Univers</i>	17
	1.4 <i>Les piliers du modèle standard dit du Big Bang chaud</i>	19
	1.5 <i>Le modèle de Big Bang, évolution énergétique de l'Univers</i>	20
	1.6 <i>Les limites du modèle</i>	22
	1.7 <i>L'hypothèse de l'Inflation</i>	23
	1.8 <i>Le modèle ΛCDM</i>	26
2	Où il est question du Fond Diffus Cosmologique	29
	2.1 <i>Un peu d'histoire</i>	29
	2.2 <i>Le découplage des photons</i>	29
	2.3 <i>Le corps noir</i>	30
	2.4 <i>Formalisme d'étude des anisotropies du CMB</i>	30
	2.5 <i>Description physique des anisotropies du CMB</i>	35
	2.6 <i>Approche physique des spectres de puissance</i>	42
	2.7 <i>CMB et paramètres cosmologiques</i>	45
	2.8 <i>Émissions d'avant-plan</i>	47
II	État des lieux : données CMB actuelles	49
3	Archeops	51
	3.1 <i>Description</i>	51
	3.2 <i>L'instrument</i>	51
	3.3 <i>La stratégie de pointage</i>	53
	3.4 <i>Traitement du signal</i>	55
	3.5 <i>Résultats scientifiques</i>	56
4	WMAP	61
	4.1 <i>Description</i>	61
	4.2 <i>L'instrument</i>	61
	4.3 <i>Résultats</i>	63
5	Planck	69
	5.1 <i>Préambule</i>	69
	5.2 <i>Présentation</i>	69
	5.3 <i>Objectifs scientifiques</i>	73
III	Étude des émissions galactiques diffuses	77
6	Les émissions galactiques diffuses	79
	6.1 <i>Emission synchrotron</i>	79
	6.2 <i>L'émission thermique de poussière</i>	84
	6.3 <i>Emission bremsstrahlung</i>	88
	6.4 <i>Émission anormale</i>	91
	6.5 <i>Conclusion</i>	92
7	Étude des émissions galactiques diffuses en température dans le plan galactique	93

7.1	<i>Étude de l'émission de la poussière dans le plan galactique</i>	93
7.2	<i>Étude du domaine de validité du modèle d'émission de poussière</i>	97
7.3	<i>Modélisation du rayonnement bremsstrahlung et de l'émission synchrotron</i>	99
7.4	<i>Étude de la composante d'émission anormale</i>	104
7.5	<i>Conclusions</i>	108
8	Modélisation tri-dimensionnelle des émissions galactiques polarisées	111
8.1	<i>Observations relatives aux émissions galactiques polarisées</i>	111
8.2	<i>Modélisation des émissions galactiques</i>	113
8.3	<i>Conclusions</i>	122
9	Comparaison pixel à pixel des modèles d'émissions galactiques polarisées avec les données préexistantes	123
9.1	<i>Données utilisées</i>	123
9.2	<i>Masques</i>	123
9.3	<i>Méthode d'analyse</i>	127
9.4	<i>Description des résultats</i>	129
10	Comparaison de profils galactiques des modèles d'émissions galactiques polarisées avec les données préexistantes	135
10.1	<i>Conclusions</i>	140
11	Modèle des émissions galactiques polarisées issu de cartes-patron	149
11.1	<i>Présentation du modèle</i>	149
11.2	<i>Description des résultats</i>	152
12	Contraintes sur les paramètres des modèles d'émissions galactiques polarisées attendues grâce à l'utilisation des données PLANCK	155
12.1	<i>Simulations utilisées</i>	155
12.2	<i>Méthode utilisée</i>	158
12.3	<i>Description des résultats</i>	161
12.4	<i>Conclusions</i>	164
IV Contamination du signal CMB de PLANCK par les émissions galactiques diffuses polarisées		167
13	Spectres de puissance des d'émissions galactiques polarisées	169
13.1	<i>Estimation des spectres de puissance angulaire</i>	169
13.2	<i>Comparaison des spectres de puissance en température et en polarisation</i>	174
13.3	<i>Conclusions</i>	178
14	Contamination résiduelle des données CMB Planck par les émissions galactiques polarisées	179
14.1	<i>Simulations des données de PLANCK</i>	179
14.2	<i>Construction de masques tenant compte de l'émission de poussière polarisée</i>	184
15	Conclusion	193
V Annexes		197
P	Compléments concernant l'inflation	199
P.1	<i>Les champs scalaires en cosmologie</i>	199
P.2	<i>Fluctuations quantiques du champ scalaire</i>	199
Q	Quelques définitions	203
Q.1	<i>Le tenseur d'Einstein</i>	203
Q.2	<i>Fonction Gamma</i>	203

R	Harmoniques sphériques	205
	<i>R.1 Les matrices $D_{m'm}^\ell$</i>	205
	<i>R.2 Relation entre les matrices $D_{mm'}^\ell$ et les moments cinétiques</i>	206
	<i>R.3 Harmoniques sphériques spinnées</i>	206
S	matrice de couplage	209
T	Paramètres de Stokes de la diffusion Thomson	213
	<i>T.1 Calcul de I</i>	213
	<i>T.2 Calcul de Q et U</i>	214
U	Comparaison des spectres de puissance du modèle d'émissions galactiques aux données des expériences WMAP et ARCHEOPS	217

Résumé

Cette thèse est dédiée à la mesure des anisotropies du Fond Diffus Cosmologique (CMB) ainsi qu'à la caractérisation des émissions d'avant-plan galactiques. Les travaux que nous avons réalisés s'inscrivent dans le cadre de la préparation à l'analyse des données du satellite PLANCK. Cette thèse débute par une description du modèle de Big Bang chaud et de la physique du CMB. Ensuite un état des lieux des expériences dédiées à la mesure du CMB est dressé, donnant lieu à la présentation des expériences ARCHEOPS, WMAP et PLANCK. Une deuxième partie est dédiée à la présentation des émissions galactiques diffuses puis à l'étude de ces émissions dans le plan galactique, permettant d'établir des cartes partielles des variations spatiales de la température des grains de poussière et des indices spectraux des émissions synchrotron et de poussière. Une troisième partie est dédiée à l'étude des deux principales émissions galactiques polarisées diffuses : les émissions synchrotron et de la poussière. Nous avons étudié des modèles effectifs de ces émissions basés sur l'utilisation de cartes-patron. Ensuite nous avons construit des modèles basés sur la physique de ces émissions et les avons comparés aux données ARCHEOPS et WMAP afin de contraindre les paramètres de ces modèles. Ceci nous permet de proposer pour la première fois un modèle cohérent de ces deux émissions. Ensuite nous fournissons une méthode pour améliorer ces contraintes à l'aide des données PLANCK. Dans une dernière partie nous étudions les spectres de puissance angulaires de ces émissions galactiques et estimons la contamination du signal CMB par ces émissions d'avant-plan. Enfin nous proposons une méthode pour minimiser la contamination du signal CMB de PLANCK par l'émission de la poussière.

Abstract

This thesis is dedicated to the Cosmic Microwave Background (CMB) anisotropies measurement and to the characterisation of the foreground Galactic emissions. This work is in the framework of the Planck satellite data analysis preparation. First, this thesis give a description of the Big Bang model and of the CMB physics. Then, we present the ARCHEOPS, WMAP and PLANCK experiments and their data analysis. Part two is devoted to the description of the diffuse Galactic synchrotron, free-free and thermal dust emissions and to the study of those emissions in the Galactic plane. Using comparison between our simulations and the WMAP, ARCHEOPS and IRIS data we are able to provide partial maps of the spatial variations of the dust grain temperature and of the spectral index of the synchrotron and thermal dust emissions. Third part is dedicated to the study of the two main polarized Galactic emissions : synchrotron and thermal dust emissions. We evaluate effective models based on template maps. We also build physical model based on physics for these emissions that is to say shape of the Galactic magnetic field and matter density in our Galaxy. Using maps and Galactic profiles, we compare our simulations of these emissions to the ARCHEOPS and WMAP data. Thanks to that we are able to provide for the first time a coherent model of the synchrotron and thermal dust emissions. Then we propose a method to improved the constraints on our model using the PLANCK data. Finally the last part focuses on the angular power spectra of the polarized Galactic emissions. We estimate the contamination due to these foreground emissions on the CMB signal. In addition we propose a method to minimize the contamination of the CMB PLANCK data by the thermal dust emission using masks.

Introduction

La physique des particules est une science récente qui a été développée en quelques dizaines d'années seulement : le premier modèle atomique ayant été proposé par Thomson en 1897, et le modèle standard ayant été établi à la fin des années 1960 par Weinberg [Weinberg 1967], Salam [Salam 1968] et Glashow [Glashow 1961].

Les réflexions concernant le cosmos faisaient déjà les délices des philosophes bien avant notre ère. Au cours des siècles, elles sont sorties du contexte métaphysique pour acquérir le rang de science, au sens moderne du terme, grâce aux travaux fondateurs de Copernic, Galilée, Kepler et Newton. Au début du xx^e siècle, Einstein proposa une théorie de la gravité, la relativité générale, offrant ainsi un cadre formel à la cosmologie [Einstein 1916].

En 1929, Hubble observe l'éloignement des galaxies les unes des autres, à une vitesse proportionnelle à la distance qui les sépare [Hubble 1929]. Les travaux de Friedmann et Lemaître sur les solutions non statiques des équations de la relativité générale y trouvent une preuve observationnelle. Dès 1920, Friedmann proposait que l'Univers ait été initialement un "atome primordial", ce qui peut être considéré comme un prémice d'unification de la cosmologie et de la physique des particules.

La jonction entre ces deux domaines date des travaux de Gamow, Alpher et Herman [Gamov 1940], qui à la fin des années 1940, développèrent un modèle pour expliquer la formation des noyaux dans un Univers en expansion, s'inspirant de la physique nucléaire et des observations de l'éloignement des galaxies faites par Hubble. C'est une idée audacieuse et ces détracteurs ont vite fait de lui attribuer un sobriquet : *Big Bang*. Les travaux offrent la possibilité d'être testés par l'expérience. L'une de ses prédictions est l'existence dans l'Univers d'un rayonnement de corps noir à 5 K, vestige de son passé dense et chaud.

En 1964, les ingénieurs Penzias et Wilson sont confrontés à un rayonnement parasite de température d'antenne à 3,5 K, isotrope et non polarisé. Après un an de recherche d'effets systématiques et de discussion on arriva à la conclusion que cette émission était le rayonnement fossile prédit par Gamov [Penzias & Wilson 1966, Dicke et al 1965]. L'existence de ce rayonnement micro-onde, ou fond diffus cosmologique est une confirmation du modèle du Big Bang mais aussi un pont jeté entre la cosmologie et la physique des particules.

Dans ce contexte, la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique (rayonnement à 3 K, CMB pour *Cosmic Microwave Background* dans la suite de ce manuscrit), joue donc un rôle important. En effet, celui-ci a été émis lors du découplage entre les photons et les électrons du plasma primordial et nous renseigne sur la physique de l'Univers primordial. Au cours des dix dernières années, les mesures de ces anisotropies se sont affinées. Après COBE qui a mesuré la température du CMB à $2,725 \pm 0,001$ K [Fixsen & Mather 2002], les données prises par des instruments au sol ou embarqués ont sans cesse amélioré la précision de nos estimations. ARCHEOPS [Benoît et al 2003a] a fait partie de cette génération d'instruments et a contribué à l'amélioration des contraintes sur les modèles cosmologiques. La mission WMAP [Hinshaw et al 2009], quant à elle, a fourni la première mesure précise du spectre de puissance angulaire des anisotropies du CMB en température. La mission PLANCK [Planck Bluebook], actuellement en vol, fournira avec une très grande précision, une mesure de référence en température ainsi qu'une mesure du mode scalaire de la polarisation. Elle permettra peut être de découvrir la présence d'un fond d'ondes

gravitationnelles en détectant des modes tensoriels.

Cette thèse est dédiée à la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique en polarisation et tout particulièrement à l'étude des modes B, témoins privilégiés des modes tensoriels. Son intensité étant d'un ou deux ordres de grandeur inférieure aux anisotropies en température, sa mesure est un véritable défi pour les observateurs actuels. À cette difficulté vient s'ajouter la présence d'émissions d'avant-plan galactiques diffuses très intenses aux mêmes fréquences. Cette thèse est dédiée à la compréhension et à la modélisation des émissions d'avant-plan diffuses d'origine galactique contaminant le signal CMB, en température et en polarisation.

Première partie :

Elle nous permettra de décrire le cadre théorique dans lequel s'inscrit cette thèse. Nous y présenterons le modèle du Big Bang et l'Inflation et définirons les paramètres cosmologiques en introduisant le modèle Λ CDM. Nous discuterons du CMB et de sa polarisation et montrerons en quoi son étude permet de contraindre les paramètres cosmologiques.

Seconde partie :

Nous présenterons ici successivement les missions ARCHEOPS, WMAP et PLANCK tant au niveau de la conception technique qu'au niveau de l'interprétation de leurs observations. Nous mettrons en évidence les améliorations de PLANCK attendues par rapport aux deux autres missions.

Troisième partie :

Nous détaillerons les caractéristiques des émissions galactiques diffuses qui perturbent la mesure des anisotropies du CMB. Nous décrirons l'étude que nous en avons fait, en température, dans le plan galactique. Ensuite nous proposerons différentes modélisations des deux émissions galactiques diffuses polarisées basées sur les processus physiques à l'origine de ces rayonnements ou sur des cartes patrons. Par la suite nous présenterons les différentes méthodes que nous avons mises au point pour contraindre ces modèles en utilisant des cartes ou des profils galactiques. Nous fournirons finalement une estimation des contraintes que nous pourrions poser sur ces modèles en utilisant les données PLANCK.

Quatrième partie :

Nous nous livrerons tout d'abord à l'étude des spectres de puissance polarisés des émissions d'avant-plan galactiques dans le but d'estimer l'efficacité de nos modèles. Ensuite nous estimerons le biais résiduel induit par la présence de ces émissions d'avant-plan dans les spectres de puissance du CMB de PLANCK. Enfin nous proposerons des méthodes de construction de masques de l'émission de poussière afin de minimiser la présence de ces résidus d'avant-plan lors de la mesure du CMB.

Cadre théorique

1. Du principe cosmologique au modèle de concordance

Développé par Friedmann [Friedmann 1922, Friedmann 1924], puis par Gamov [Gamov 1940], le modèle dit du "*Big Bang*", s'inscrit dans le cadre de la *relativité générale* d'Einstein [Einstein 1916]. Il permet d'établir la dynamique de l'Univers à partir d'un *a priori* théorique, le *principe cosmologique*, et des équations d'Einstein. Dans ce modèle l'Univers s'étend à partir d'une singularité primordiale, le Big Bang, ce qui confère à l'Univers un âge fini. Il a servi de point de départ aux modèles cosmologiques actuels et s'appuie sur plusieurs piliers fondamentaux :

- ▶ l'expansion de l'Univers, observée par Hubble en 1929 [Hubble 1929],
- ▶ la nucléosynthèse primordiale [Gamov 1946],
- ▶ le fond diffus cosmologique à 3 K, découvert en 1965 par Penzias & Wilson [Penzias & Wilson 1966].
- ▶ la formation des grandes structures.

Ce modèle n'étant pas suffisant pour expliquer toutes les observations faites à ce jour, il fallu y ajouter une période d'expansion, appelée *inflation*, hypothèse dont nous présentons les grandes lignes. Nous discuterons enfin du modèle Λ CDM (pour *Lambda-dominated Cold Dark Matter*), et montrerons en quoi il s'accorde aux observations contraignant la géométrie et la composition de l'Univers.

1.1 Le principe cosmologique

Le *principe cosmologique* postule que l'Univers est un système homogène (ou invariant par translation) et isotrope (ou invariant par rotation) à grande échelle. Autrement dit, statistiquement, les caractéristiques décrivant le contenu et la géométrie de l'Univers en chacun de ses points sont les mêmes. La mesure de la température du fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*) à 2,735 K [Penzias & Wilson 1966] en est une preuve puissante, étant homogène à 10^{-5} près [Smoot et al 1992], quelle que soit la direction du ciel observée.

Partant de ce principe, il est possible d'élaborer une théorie pour décrire l'Univers. Pour ce faire, il faut connaître les interactions entrant en jeu parmi les quatre forces fondamentales connues à ce jour, qui sont l'interaction faible, l'interaction forte, l'interaction électromagnétique et l'interaction gravitationnelle. Pour cela, on s'appuie sur le modèle dit de *Big Bang chaud*, qui retrace les grandes lignes de l'évolution de l'Univers en se basant sur les observations disponibles. La première de ces observations, à l'origine de ce modèle, est la mesure de l'expansion de l'Univers, faite par Hubble entre 1923 et 1924 en estimant le décalage du spectre de la lumière émise par les galaxies. Démontrant que plus une galaxie est éloignée plus elle s'éloigne rapidement, il a ainsi pu mettre en évidence l'expansion de l'Univers [Hubble 1929]. Si l'Univers est en expansion, on peut en déduire qu'en remontant le temps, il était de plus en plus dense. Le modèle prévoit donc une phase initiale très dense (donc très énergétique et très chaude), au cours de laquelle les interactions à courte portée ont eu une influence dominante sur la dynamique de l'Univers. Très vite, du fait de l'expansion de l'Univers, les interactions à courte portée deviennent négligeables devant les interactions à longue portée. Des quatre forces fondamentales, seules deux sont à longue portée et ont donc un rôle dans l'évolution de l'Univers : l'interaction électromagnétique

et l'interaction gravitationnelle. De plus, la présence de charges négatives et positives rend négligeable la résultante des interactions électromagnétiques (c'est *l'effet d'écrantage*). De ce fait, seule une théorie de l'interaction gravitationnelle est à même de décrire la structure et l'évolution de l'Univers. Cette théorie, c'est la *Relativité Générale*, formulée par Einstein en 1916 [Einstein 1916]. Elle est à ce jour la base du modèle standard en cosmologie.

1.1.1 Équations d'Einstein

La théorie de la relativité générale postule que l'espace et le temps peuvent être définis par une géométrie commune à 4 dimensions. Ceci était déjà le cas pour la relativité restreinte, la relativité générale introduit également la possibilité que cette géométrie soit courbe et surtout que la gravitation soit une manifestation de cette courbure. Cette géométrie est décrite par un tenseur symétrique, dit tenseur *métrique*, noté $g_{\mu\nu}$ dans un système de coordonnées x^ν . L'intervalle entre deux points de l'Univers (ou *événements*) peut y être défini par¹ :

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

Ce tenseur métrique dépend de la géométrie. Ce tenseur étant symétrique, il compte 10 composantes indépendantes sur 16. Les lois de la physique étant invariantes par changement de référentiel (*formulation covariante*), 6 équations décrivant la dynamique de l'Univers peuvent être formulées. Pour fixer les 4 degrés de liberté subsistants (les 4 coordonnées) il faut choisir un système de référence.

Les équations d'Einstein permettent de relier l'information géométrique contenue dans le tenseur d'Einstein, défini en annexe Q.1, et le contenu énergétique de l'Univers, décrit par le tenseur *énergie-impulsion* $T_{\mu\nu}$.

Les équations d'Einstein s'écrivent comme suit :

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

où le facteur $8\pi G$ permet de retrouver la limite newtonnienne dans le cas de champs gravitationnels faibles (équation de Poisson : $\Delta\Phi = 4\pi G\rho$).

En définissant une dérivée covariante D_μ associée à la métrique, le tenseur d'Einstein satisfait aux équations $D_\mu G^\mu_\nu = 0$ (identités de Bianchi). Les équations d'Einstein impliquent donc que le tenseur énergie-impulsion satisfasse aux équations :

$$D_\mu T^\mu_\nu = 0 \quad (1.3)$$

Il y a donc conservation du tenseur-énergie impulsion. Le tenseur le plus simple satisfaisant à cette loi de conservation est en fait le tenseur métrique lui-même. On ajoute alors un terme supplémentaire dans les équation d'Einstein, dépendant linéairement du tenseur métrique et de la constante cosmologique.

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

Introduite par Einstein pour fournir une solution statique à ses équations, la constante cosmologique fut par la suite abandonnée après la mise en évidence de l'expansion de l'Univers par Hubble. Et, finalement, elle fut réintroduite dans les équations au cours des années 90 en tant que composante responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers.

¹Nous suivrons ici la convention selon laquelle les indices grecs vont de 0 à 3 et les indices latins de 1 à 3. Ainsi le x^0 de x^ν représente la dimension temporelle, et les $x^i = x^1, x^2, x^3$ représentent les dimensions spatiales.

1.2 Métrique de Friedmann-Robertson-Walker

Afin de pouvoir utiliser la théorie de la relativité générale comme cadre de notre modèle cosmologique et en déduire des lois de dynamique de l'Univers il faut imposer des contraintes : les symétries induites par le *principe cosmologique* et l'expansion de l'Univers.

Les métriques qui satisfont au principe cosmologique peuvent se réduire au choix de la métrique de Friedmann-Robertson-Walker qui s'écrit comme suit en coordonnées sphériques :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a(t)^2 \left\{ \frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right\} \quad (1.5)$$

où r est une coordonnée de distance sans dimension, $a(t)$ le facteur d'échelle décrivant l'expansion de l'Univers et κ est le facteur de courbure qui, lorsqu'il n'est pas nul, est fixé à ± 1 par ajustement de la normalisation de r . De fait, κ vaut respectivement -1 , 0 , ou 1 selon que l'Univers est ouvert (surface hyperbolique), plat (surface plane) ou fermé (surface elliptique).

De la même façon, les symétries induites par l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers imposent un tenseur énergie-impulsion diagonal dépendant uniquement de la densité $\rho(t)$ et de la pression $p(t)$:

$$T_\nu^\mu = \text{diag}(-\rho(t), p(t), p(t), p(t)) \quad (1.6)$$

où la densité $\rho(t)$ et la pression $p(t)$ sont celles d'un fluide parfait contenant l'ensemble des composants de l'Univers, soit essentiellement la matière baryonique, la matière noire froide (CDM pour *Cold Dark Matter*), les photons, les neutrinos et l'énergie noire, correspondant à la constante cosmologique Λ .

1.3 Dynamique de l'Univers

1.3.1 Formulation

En appliquant les équations d'Einstein (voir équation 1.2) à la métrique de Friedmann-Robertson-Walker (eq. 1.5) nous obtenons les *équations de Friedmann-Lemaître* [Friedmann 1922, Friedmann 1924], régissant la variation temporelle du facteur d'échelle, et, ainsi, la dynamique de l'Univers :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{\kappa}{a^2} \quad (1.7)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3} (\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.8)$$

où $H \equiv \dot{a}/a$ est le *paramètre de Hubble*. La *constante de Hubble* H_0 quant à elle fait référence à la valeur actuelle de H avec $H_0 \equiv H(z = 0)$ le décalage vers le rouge (ou *redshift*) z est relié au facteur d'échelle par $(1 + z = a/a_0)$ où a_0 est la valeur actuelle de a .

Partant de ces deux équations ou de la loi de conservation du tenseur énergie-impulsion nous obtenons l'*équation de continuité* pour le fluide primordial :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (1.9)$$

Dans cette équation, les paramètres de pression p et de densité ρ_m ne sont pas indépendants, ils sont liés par une constante w par le biais d'une équation d'état pour chaque composante :

$$p = w\rho \quad (1.10)$$

En terme de densité, l'équation 1.7 peut alors être réécrite de la façon suivante :

$$H^2 = \left(\frac{\ddot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_\kappa + \rho_\Lambda) \quad (1.11)$$

où ρ_m représente la densité totale de matière non-relativiste (ρ_{NR}), de rayonnement, et de matière relativiste (ρ_R). La densité de courbure ρ_κ et la densité de constante cosmologique ρ_Λ s'expriment de la manière suivante :

$$\rho_\kappa \equiv -\frac{3\kappa}{8\pi G a^2} \quad , \quad \rho_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (1.12)$$

La densité critique $\rho_c \equiv 3H^2/8\pi G$ est définie comme la densité totale d'un Univers plat sans constante cosmologique ². L'Univers étant plat, ouvert ou fermé suivant que ρ est égal, inférieur ou supérieur à cette valeur, toujours avec $\Lambda = 0$, on peut alors définir le *paramètre cosmologique* Ω_i relatif au constituant i (rayonnement, matière baryonique ou non-baryonique ...) comme le rapport de sa densité à la densité critique :

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (1.13)$$

Il est possible de généraliser cette définition aux "densités" de courbure et de constante cosmologique :

$$\Omega_\kappa = \kappa/(a^2 H^2) \quad (1.14)$$

$$\Omega_\Lambda = \Lambda/(3H^2) \quad (1.15)$$

Nous pouvons alors réécrire l'équation 1.12 comme suit :

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda - \Omega_\kappa = 1 \quad (1.16)$$

La densité *totale* de l'Univers est alors définie comme étant ³ : $\Omega_{tot} = 1 + \Omega_\kappa = \Omega_m + \Omega_\Lambda$.

Cette équation relie en fait la courbure de l'Univers Ω_κ au contenu en matière Ω_m et à la constante cosmologique Ω_Λ . Ainsi, connaissant la somme $\Omega_m + \Omega_\Lambda = \Omega_{tot}$ il est possible de déterminer la géométrie de l'Univers :

- ▶ $\Omega_{tot} > 1$: $\kappa = 1$, l'Univers est fermé,
- ▶ $\Omega_{tot} = 1$: $\kappa = 0$, l'Univers est plat,
- ▶ $\Omega_{tot} < 1$: $\kappa = -1$, l'Univers est ouvert.

²Actuellement cette densité est de $10^{-29} h^2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, où $h \equiv H_0/100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ soit une densité équivalente à 3 protons par mètre cube.

³Les contributions du rayonnement CMB et des neutrinos Ω_r étant considérées comme négligeables [Komatsu et al 2010] actuellement.

1.3.2 Évolution du facteur d'échelle $a(t)$

Grâce à l'équation d'état (1.10) et à l'équation de continuité (1.9) il est possible d'aboutir à l'évolution de la densité de chaque composante en fonction de $a(t)$:

$$\rho \propto a(t)^{-3(1+w)} \quad (1.17)$$

En utilisant l'équation de Friedmann 1.12, on obtient la dépendance en temps du facteur d'échelle :

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3(1+w)}}, (w \neq -1) \quad (1.18)$$

► **domination de la matière non-relativiste (ρ^{NR}) :**

Pour la matière non-relativiste $w = 0$, d'où $\rho \propto a^{-3}$ et $a \propto t^{\frac{2}{3}}$. Ce résultat est assez intuitif puisqu'on s'attend à ce que la matière se dilue spatialement avec l'expansion.

► **domination du rayonnement (ρ^R) :**

Pour le rayonnement $p^R = \rho^R/3$ (soit $w = 1/3$) et ainsi $\rho \propto a^{-4}$ et $a \propto t^{\frac{1}{2}}$, ce qui peut s'expliquer par l'action simultanée de la dilution et du décalage en longueur d'onde linéaire en a^{-1} .

► **domination de la constante cosmologique (ρ_Λ) :**

Il s'agit en fait du cas particulier où $w = -1$ ce qui mène à l'équation d'état $p = -\rho$. De fait la densité liée à ce paramètre ne dépend pas de a . Comme les densités de matière et de rayonnement décroissent au cours du temps, la constante cosmologique, même faible, peut dominer à long terme. L'équation de Friedmann permet de montrer que cette domination conduit à une expansion exponentielle de l'Univers en $a \propto e^{Ht}$.

Nous verrons par la suite que les observations montrent que la courbure est négligeable. Et si, actuellement, la constante cosmologique semble dominante, il n'en a pas toujours été ainsi. En particulier, l'évolution de la densité de rayonnement en a^{-4} et de la matière en a^{-3} permettent de conclure que l'Univers primordial était dominé par la radiation. Sous l'effet de l'expansion, le rayonnement s'est dilué plus vite que la matière, et, après l'égalité rayonnement-matière ($\rho^R = \rho^{RN}$), survenue à $z_{eq} = 3209_{-89}^{+85}$ [Komatsu et al 2010], la matière a été dominante, avant de céder sa place à la constante cosmologique récemment.

1.4 Les piliers du modèle standard dit du Big Bang chaud

Après avoir donné une description géométrique de l'Univers on cherche à présent à décrire son évolution à l'échelle microscopique, mettant en jeu les particules et leurs interactions, que nous avons mentionnées précédemment. Ceci est possible grâce au modèle du *Big Bang chaud* qui s'appuie sur trois observations fondamentales :

► **L'expansion de l'Univers :**

En 1929, Hubble mesure le décalage vers le rouge (*redshift*) de la lumière émise par les galaxies [Hubble 1929]. Interprétée en terme d'effet Doppler, cette mesure montre que les galaxies s'éloignent les unes des autres dans toutes les directions. Par la suite il démontra que le *redshift* z d'une galaxie est proportionnel à sa distance d par rapport à l'observateur :

$$z \simeq \frac{Hd}{c} = \frac{v}{c} \quad (1.19)$$

De fait, plus un objet est loin, plus son décalage vers le rouge est important donc plus il s'éloigne vite, ce qui traduit le fait que l'Univers est en expansion.

► **La nucléosynthèse primordiale :**

Jusque dans les années 50, la théorie la plus plébiscitée postulait que les éléments chimiques plus lourds que l'hydrogène avaient été produits au sein des étoiles et lors des supernovæ. Cette hypothèse s'appliquait à merveille pour les éléments lourds mais peinait à expliquer l'abondance d'éléments légers dans l'Univers, constituant 90% de la matière (baryonique), tels que le deutérium ^2H , l'hélium ^3He et ^4He ou le lithium ^7Li . En 1946, Gamov élaborait une théorie selon laquelle quasiment toute la matière de l'Univers fut formée au cours des 3 premières minutes, par fusion des éléments légers en éléments lourds, la température d'alors étant suffisamment importante. C'est la théorie de la *nucléosynthèse primordiale* [Gamov 1946]. Les connaissances actuelles concernant le modèle standard en physique des particules et les mesures des sections efficaces (réalisées en accélérateurs) permettent de prédire les abondances relatives des différentes espèces [Kolb & Turner 1990] en fonction du rapport η entre le nombre des baryons et le nombre de photons, supposé constant dans le temps. La théorie de Gamov présente un bon accord avec les proportions d'éléments légers (jusqu'au ^7Li) observées, pourtant étalées sur plusieurs ordres de grandeurs.

► **Le découplage des photons :**

Au sein du plasma primordial, les photons sont couplés aux électrons par diffusion Thomson $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$. Le taux de réaction s'écrit :

$$\Gamma = \sigma n v \quad (1.20)$$

où σ est la section efficace de la réaction, n la densité volumique des électrons et v leur vitesse relative. Les photons et les électrons ne restent en équilibre thermodynamique que si le temps moyen entre deux collisions τ est inférieur au temps de Hubble τ_H :

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} < \tau_H = \frac{1}{H} \quad (1.21)$$

La température de l'Univers décroissant avec le temps, et la section efficace σ diminuant avec la température, le temps moyen entre deux collisions va augmenter jusqu'au moment où les espèces n'interagissent plus entre elles. On parle alors de *découplage*. Les photons sont alors libres de se propager dans l'Univers et parviennent jusqu'à nous en subissant la dilution due à l'expansion de l'Univers. C'est le *rayonnement de fond diffus* (ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*) que nous observons aujourd'hui et dont la température a été mesurée par le satellite COBE [Fixsen & Mather 2002] à $2,725 \pm 0,001$ K.

1.5 Le modèle de Big Bang, évolution énergétique de l'Univers

À partir des observations décrites ci-dessus et du modèle standard de la physique des particules, nous sommes à présent en mesure de reconstituer l'évolution des constituants et de leurs interactions.

Aux échelles d'énergie considérées, il est possible d'appliquer les lois thermodynamiques

à la matière qui compose l'Univers. Qu'ils soient découplés ou qu'ils interagissent fortement avec la matière, la distribution thermique des photons reste identique. Elle est régie par l'effet de dilution causé par l'expansion, avec :

$$T(t) \propto \frac{1}{a(t)} \quad (1.22)$$

La température de l'Univers décroît, provoquant l'évolution des interactions entre les différentes espèces composant l'Univers. Décrire cette évolution revient à raconter l'histoire thermique de l'Univers à partir du temps de Planck (10^{-43} s). En deça du temps de Planck, la densité et la température deviennent tellement extrêmes que les théories de la gravitation et de la mécanique quantique doivent s'unifier pour y décrire les événements. À ce jour, aucune théorie ne le permet, les modèles de grande unification (GUT) [Ross 1985] proposant uniquement de lier les interactions électromagnétique, faible et forte. Pour plus de détails, se référer à [Liddle & Lyth 2000, Peacock 2001, Peebles 1993].

- ▶ **$T \simeq 10^{26}$ K : GUT**, $z = 10^{32}$, $E = 10^{16}$ TeV : à cette température, seule l'interaction gravitationnelle n'était pas unifiée aux trois autres interactions. Lorsque la température diminue, les théories GUT prédisent que le mécanisme de Higgs brisa la symétrie pour aboutir au groupe de symétrie du modèle standard de physique des particules $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$.
- ▶ **$T \simeq 10^{16}$ K : brisure électrofaible**, $z = 10^{16}$, $E = 1$ TeV : à cette échelle d'énergie (~ 300 GeV), le mécanisme de Higgs est censé avoir brisé la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ pour différencier les interactions électromagnétique et faible.
- ▶ **$T \simeq 10^{13}$ K : transition de phase quark-hadrons**, $z = 10^{13}$, $E = 1$ GeV : Jusqu'à ce qu'il ait atteint cette température, l'Univers était composé d'un plasma de particules (quarks, gluons, photons, électrons) en constante interaction. À 10^{13} K, les quarks ont été confinés par l'interaction forte sous forme de hadrons (dont les nucléons), ce qui les a rendu stables : c'est ce qu'on appelle la transition de phase quarks-hadrons.
- ▶ **$T \simeq 10^{11} - 10^9$ K : nucléosynthèse primordiale**, $z = 10^{11} - 10^9$, $E = 1$ MeV : à partir des nucléons, dont nous avons décrit la formation dans le paragraphe précédent, les premiers noyaux ont été créés en commençant par les plus légers (deutérium, tritium). En effet, aux alentours de 10^{11} K, les protons et les neutrons ont commencé à interagir lors de collisions : $n + p \rightarrow D + \gamma$. Puis, vers 10^9 K, ce sont les éléments plus lourds (${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$) qui se sont formés, jusqu'au lithium (${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$). C'est au cours de cette nucléosynthèse primordiale que les neutrinos se sont découplés, se propageant librement depuis lors. Ils forment un rayonnement de fond dont la température actuelle est de 1,96 K [Gnedin & Gnedin 1998].
- ▶ **$T \simeq 65000$ K : égalité rayonnement-matière** : jusqu'à ce qu'il ait atteint cette température, la dynamique de l'Univers était dominée par les particules relativistes. Il s'étendait donc en $a(t) \propto t^{1/2}$ (voir paragraphe 1.3.2). La transition a eu lieu autour de $t \simeq 35000$ ans après la singularité initiale. Par la suite, l'évolution du facteur d'échelle a suivi une loi en $a(t) \propto t^{2/3}$.

- ▶ **T \simeq 3000 K : recombinaison** , $z \sim 1000$, $E = 0,3$ eV : La valeur de la température au moment du découplage est donnée par l'équation d'équilibre thermique d'ionisation de Saha : $T_{dec} = 3700$ K [Peebles 1993], ce qui équivaut à une énergie de $\simeq 0,3$ eV, inférieure à l'énergie d'ionisation de l'hydrogène (13,6 eV). Ceci s'explique par le fait que les photons sont 10^{10} fois plus nombreux que les électrons. Ainsi, même avec une énergie moyenne du milieu inférieure au seuil de réaction, il restait suffisamment de photons pour ioniser la matière. A $T = 3700$ K, l'équilibre thermique est rompu et les électrons commencent à se coupler aux baryons pour former les premiers atomes neutres : c'est la recombinaison. Les photons, qui interagissaient par diffusions Thomson avec les électrons, acquièrent un libre parcours moyen plus grand que la taille de l'Univers : c'est le découplage. Les photons se sont alors propagés jusqu'à nous : c'est le *fond diffus cosmologique*.
- ▶ **T \simeq 15 K : formation des grandes structures** , $z = 10$, $E = 0,01$ eV : suivant les observations actuelles, les galaxies sont regroupées en amas, eux-même formant des super-amas le long de filaments plus denses. Le processus de formation de ces super-structures n'est pas encore compris à ce jour, mais le modèle *bottom-up* est le plus favorisé par les observations des amas de galaxies et les mesures du spectre de puissance de la matière $P(k)$ à partir des catalogues de galaxies (2dF [Peacock 2001] et SDSS [Tegmark 2004]). Les simulations à N-corps permettent d'expliquer les observations concernant la formation de ces grandes structures [Frenk 2002, Le Fèvre et al 2007]. Elles prédisent la formation de galaxies dans des temps très anciens, puis l'apparition d'amas et de super-amas par accrétion. Ce scénario requiert la présence de matière noire froide, autrement dit non relativiste, lors du découplage.
- ▶ **T \simeq 2.725 K : aujourd'hui** , $z = 0$, $E = 0,0002$ eV : L'Univers que nous observons actuellement est fortement inhomogène à petite échelle, et contient des galaxies réunies en amas et en super-amas. Le tout est soumis à un rayonnement de photons à une température de $2,725 \pm 0,001$ K [Fixsen & Mather 2002].

1.6 Les limites du modèle

Le modèle standard de la cosmologie, que nous avons décrit dans les sections précédentes, a connu de grands succès, tels que l'expansion de l'Univers, la nucléosynthèse primordiale et le rayonnement de fond diffus cosmologique. Cependant, un certain nombre d'observations ne peuvent être expliquées en utilisant ce modèle. Nous présentons ici trois de ces problèmes ⁴.

- ▶ **problème de l'horizon** : du fait de l'âge fini de l'Univers et de l'existence d'une vitesse limite (la vitesse de la lumière), un observateur à un instant t ne peut être en contact causal qu'avec des observateurs situés à des distances finies par rapport à lui. On appelle horizon la plus grande de ces distances. Or, dès 1992, le satellite COBE [Smoot et al 1992] montre que la température du CMB est homogène à quelques 10^{-5} près. Ceci implique que l'Univers au moment du découplage était thermalisé, au moins dans une région dont la taille actuelle est celle de notre horizon observable.

⁴S'y ajoutent en réalité le problème des monopôles magnétiques [Peebles 1973] et celui des particules reliques [Liddle & Lyth 2000], que nous n'abordons pas ici.

De fait, toute la région que nous pouvons observer devrait avoir été en contact causal avant le découplage. Cependant notre horizon est très grand devant l'horizon au moment du découplage, qui correspond à des structures de l'ordre du degré sur le ciel d'aujourd'hui. En fait, toutes les régions nous apparaissant comme plus éloignées que le degré sur la sphère céleste n'ont pas pu être en contact causal entre-elles. Comment se fait-il que l'Univers soit thermalisé sur des échelles plus grandes que l'horizon au moment du découplage ?

► **problème de la platitude** : l'équation de Friedmann 1.12 peut être réécrite :

$$\Omega_{tot} - 1 = \Omega_\kappa = \frac{8\pi G\rho}{3H^2} - 1 = \frac{\kappa}{a^2 H^2} \quad (1.23)$$

Dans le cadre du modèle standard, le facteur d'échelle $a(t)$ varie en t^p avec $p < 1$ ($1/2$ pour le rayonnement et $2/3$ pour la matière). Il en résulte que $a^2 H^2$ diminue au cours du temps. Ainsi $\Omega_0 - 1$ croît. Pour obtenir un Univers plat actuellement, il aurait fallu qu'au temps de Planck (10^{-43} s) :

$$\Omega_0 - 1 = 10^{-60} \quad (1.24)$$

Or, dans le cadre du modèle standard, rien n'impose à Ω_0 d'être égal à 1. Il faut donc que ce soit une condition initiale du modèle.

► **problème de l'homogénéité** : le principe cosmologique pose le cadre d'un Univers homogène et isotrope qui sert de base au modèle standard. Cependant, les structures telles que nous les observons actuellement démentent cet état de fait. Ces structures auraient été formées par effondrement gravitationnel de petites inhomogénéités. Ces fluctuations de densité peuvent être décrites par leur longueur d'onde $\lambda(t) = 2\pi a(t)/k$ et évoluent donc comme le facteur d'échelle $a(t)$ en t^p . Le rayon de Hubble est quant à lui caractérisé par un comportement en t/p , et augmente donc plus vite que $\lambda(t)$. Il est possible de montrer que si ces perturbations se sont formées récemment, à l'intérieur du rayon de Hubble, alors elles n'auraient pas encore eu le temps de s'effondrer. Mais leur formation antérieure, hors du rayon de Hubble, proposée par le modèle des défauts topologiques, ne permet pas de reproduire complètement les anisotropies du CMB observées actuellement [Bouchet et al 1998, Durrer et al 1999].

1.7 L'hypothèse de l'Inflation

L'hypothèse de l'*Inflation*, développée au début des années 80, et initiée par [Starobinsky 1982, Guth 1981] et [Linde 1982, Linde 1983] décrit une phase d'expansion, offrant ainsi une solution aux problèmes que nous avons présentés dans la section précédente. Elle n'est pas censée remplacer le modèle standard, simplement décrire les premiers instants de l'Univers. Les données expérimentales ont permis de réduire considérablement le nombre de ses concurrents, plaçant l'hypothèse de l'inflation à une place de choix dans la course aux théories au-delà du modèle standard.

1.7.1 Principe

L'idée initiale du mécanisme d'inflation est d'inverser l'évolution du rayon de Hubble comobile $(a(t)H(t))^{-1}$. De fait, les observations du fond diffus cosmologique semblent

indiquer que l'Univers était en contact causal au moment du découplage. Cependant, en cosmologie standard, λ_H (et donc la taille de l'horizon d_H) croît avec le temps et, d'après les observations, le rayon de Hubble était alors de l'ordre du degré. Pour résoudre ce problème il faut que l'horizon causal ait été plus grand que la taille de l'Univers avant de diminuer pour atteindre la taille du degré lors du découplage. Une telle condition revient à :

$$\frac{d(aH)^{-1}}{dt} < 0 \Rightarrow \ddot{a} > 0 \quad (1.25)$$

Il est possible d'appréhender cette définition en utilisant la seconde équation de Friedmann dans le cas d'une expansion accélérée :

$$\frac{\ddot{a}}{a} \propto (\rho + 3p) < 0 \Leftrightarrow p < \frac{-1}{3}\rho \quad (1.26)$$

Ceci suppose donc la domination d'une forme d'énergie dont la pression serait négative (la densité étant par définition toujours positive). La constante cosmologique pourrait être la solution, puisqu'elle correspond à un fluide donc l'équation d'état serait $p = -\rho$. Cependant, un Univers dominé par un tel fluide serait en expansion constante, et ne connaîtrait jamais les phases de domination par la radiation ou la matière que nous avons décrites précédemment.

1.7.2 Le champ scalaire en cosmologie

La physique des particules nous apprend qu'un champ de type scalaire peut fournir des pressions négatives. Bien qu'à ce jour, aucune particule scalaire (de spin zéro) n'ait pu être observée, de telles particules prolifèrent dans de nombreuses théories. Le champ scalaire associé à l'inflation, que nous présentons ici, est appelé *inflaton*.

Nous fixons comme point de départ les expressions de la densité et de la pression d'un champ scalaire quasi-homogène (pour plus de détails, voir l'annexe P) [Liddle & Lyth 2000] :

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{(\nabla\phi)^2}{2a^2} + V(\phi) \quad (1.27)$$

$$p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{(\nabla\phi)^2}{6a^2} - V(\phi) \quad (1.28)$$

où $V(\phi)$ désigne le potentiel associé au champ scalaire ϕ , qui peut être tiré de motivations physiques. Les modèles peuvent être classés en trois grandes catégories : les champs larges avec des potentiels en loi de puissance ou en exponentielle, champs faibles qui sont basés sur une brisure de symétrie et enfin les champ hybrides utilisant deux champs scalaires. Plus de précisions concernant ces champs scalaires peuvent être trouvées dans [Liddle & Lyth 2000]. Nous avons donc un terme d'énergie cinétique ($\propto \dot{\phi}^2$), un terme de gradient et un terme d'énergie potentielle. Les équation d'évolution de ce champ peuvent être obtenues en substituant les expressions de p et ρ dans les équations de Friedmann 1.12 et de continuité 1.9. Nous nous placerons dans le cas d'un Univers plat, la densité de courbure étant *a priori* faible à cette époque (voir section 1.6) :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \left(\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{(\nabla\phi)^2}{2a^2} + V(\phi) \right) \quad (\text{équation de Friedmann}) \quad (1.29)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{(\nabla\phi)^2}{6a^2} + V' = 0 \quad (\text{équation de Klein-Gordon}) \quad (1.30)$$

L'équation de Klein-Gordon est aussi appelée *équation de l'onde scalaire*. Pendant l'inflation, le facteur d'échelle a devient très important et le terme de gradient est très souvent négligé, d'autant plus que le champ ϕ est quasi-homogène.

1.7.3 Le régime de *slow-roll*

Afin d'obtenir une solution garantissant l'expansion accélérée du système d'équation 1.30, nous cherchons à satisfaire l'équation 1.25, ce qui est le cas si les termes d'énergie cinétique sont négligeables par rapport aux termes d'énergie potentielle. L'approximation de *slow-roll* consiste à négliger $\dot{\phi}^2/2$ dans l'équation de Friedmann et $\ddot{\phi}$ dans l'équation de Klein-Gordon. Le système d'équation peut alors être réécrit :

$$\begin{cases} H^2 \simeq \frac{8\pi G}{3}V(\phi) \\ 3H\dot{\phi} + V'(\phi) \simeq 0 \end{cases} \quad (1.31)$$

où \simeq peut être considéré comme une égalité en restant dans l'approximation du *slow-roll*. En remplaçant les valeurs de $\dot{\phi}$ et H on obtient les conditions sur *les paramètres de slow-roll* ϵ_V et η_V :

$$\begin{cases} \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \ll V(\phi) \\ \ddot{\phi} \ll 3H\dot{\phi} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \epsilon_V \equiv \frac{m_p^2}{2} \left(\frac{V'}{V} \right)^2 \ll 1 \\ \eta_V \equiv m_p^2 \frac{V''}{V} \ll 1 \end{cases} \quad (1.32)$$

où $m_p \equiv 1/\sqrt{8\pi G}$ est la masse de Planck réduite. Les paramètres de *slow-roll* définissent en fait la forme du potentiel de l'inflaton, ϵ_V contraignant sa pente et η_V sa courbure. L'approximation du *slow-roll* est donc valide tant que les paramètres sont suffisamment faibles, l'Univers étant alors en expansion accélérée.

À la fin de l'inflation, le champ scalaire doit se désintégrer pour transmettre son énergie à des champs (dits de matière) qui vont eux-mêmes donner toutes les particules qui constituent l'Univers actuel. Le processus de transfert de l'énergie de l'inflaton sous d'autres formes est appelé *reheating* et fait le lien entre la période inflationnaire et le modèle du Big Bang. Les théories concernant ce processus sont apparues dans les années 1980 [Abbott et al 1982, Albrecht et al 1982, Dolgov & Linde 1982, Traschen & Brandenberger 1990]. Plus de détails concernant ce processus pourront être trouvés dans [Kofman et al 1994, Kofman et al 1997].

1.7.4 Génération des perturbations

L'hypothèse de l'inflation fournit également les conditions initiales requises pour la formation des perturbations cosmologiques scalaires, vectorielles et tensorielles. Ainsi l'expansion accélérée de l'Univers permet aux fluctuations quantiques $\delta\phi$ du champ scalaire de devenir des perturbations de densité cosmologique [Starobinsky 1982, Liddle & Lyth 2000], générant à leur tour les grandes structures que nous pouvons observer actuellement.

La théorie des perturbations cosmologiques décrit l'évolution de ces perturbations. Elle se base sur un développement au premier ordre des équations d'évolution de la géométrie et du contenu d'un Univers homogène et isotrope (pour les développements aux second et troisième ordres voir [Bartolo et al 2006, D'Aimco et al 2008], et pour une étude

à tous les ordres supérieurs, se référer à [Bastero-Gil et al 2010]). Les conditions initiales sont fournies par les fluctuations quantiques du champ scalaire. On écrit tout d'abord les perturbations de la géométrie, donc de la métrique, puis celles concernant le contenu, autrement dit le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$. En utilisant les équations d'Einstein dites "perturbées", il est alors possible d'écrire les lois d'évolution des perturbations scalaires (voir annexe P), qui causeront les inhomogénéités de densité, et les perturbations tensorielles, responsables des ondes gravitationnelles primordiales [Linde 1990, Langlois 2004].

Ces perturbations cosmologiques ont laissé leur empreinte sur les photons du CMB, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

1.7.5 Résolution des problèmes du modèle standard par l'inflation

- ▶ *problème de l'horizon* : l'hypothèse de l'inflation résout ce problème par construction. Le rayon de Hubble évoluant moins vite que le facteur d'échelle, un espace dont les événements sont en contact causal peut s'étendre suffisamment au cours de l'inflation pour être plus grand que l'Univers observable aujourd'hui. L'homogénéité du ciel actuel trouve ainsi une explication.
- ▶ *problème de la platitude* : l'expansion est exponentielle, ce qui fait que localement l'Univers devient très homogène et plat. D'un point de vue mathématique, tandis que la courbure croît dans un Univers dominé par la matière ou par la radiation, elle diminue dans un Univers en inflation. Effectivement, tout comme les autres termes de densité, le terme associé à la courbure ρ_κ décroît rapidement avec l'expansion (en a^2). Il devient alors dominé par le potentiel du champ scalaire. Quelle que soit la valeur de la courbure au début de l'inflation, l'expansion y est telle qu'elle assure inmanquablement une courbure négligeable à la fin de l'inflation, donc un Univers plat. La platitude devient ainsi une prédiction de l'hypothèse de l'inflation.
- ▶ *problème de l'homogénéité* : comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 1.7.4, les fluctuations quantiques du champ scalaires générées à la fin de l'inflation évoluent ensuite en perturbations cosmologiques. Parmi elles, les perturbations scalaires se manifestent sous la forme de sous/sur densités qui donnent naissance aux grandes structures par effondrement gravitationnel.

1.8 Le modèle Λ CDM

Le modèle cosmologique actuel est construit à partir du modèle de Big Bang que nous avons décrit antérieurement et inclus une phase d'inflation [Liddle & Lyth 2000]. Son contenu énergétique est décrit par un modèle de type Λ CDM (pour Λ -dominated Cold Dark Matter), en accord avec la plupart des observations actuelles.

Dans cette section, nous allons mentionner les observations les plus récentes ayant permis de contraindre le plus précisément les paramètres cosmologiques, aboutissant ainsi au modèle de concordance Λ CDM.

Comme nous l'avons décrit dans la section 1.3.1, la dynamique de l'Univers, via les équations de Friedmann, est régie par les paramètres cosmologiques caractérisant son contenu et sa géométrie :

$$\Omega_{tot} = \underbrace{\underbrace{\Omega_{NR}}_{\Omega_b + \Omega_{CDM}} + \underbrace{\Omega_R}_{\Omega_\gamma + \Omega_{HDM}}}_{\Omega_m} + \Omega_\Lambda + \Omega_\kappa \quad (1.33)$$

où Ω_Λ est la densité d'un fluide de pression négative, appelée énergie noire, dont la nature est inconnue à ce jour, bien que de nombreuses hypothèses aient été formulées [Wetterich 1995, Peebles & Ratra 2003]. Ω_κ décrit la densité de courbure et Ω_m la densité de matière, qui peut être décomposée en une partie non-relativiste comprenant la matière baryonique et la *matière noire froide* Ω_{CDM} (CDM pour *Cold Dark Matter*), et une partie relativiste contenant le rayonnement Ω_λ et la *matière noire chaude*, Ω_{HDM} (HDM pour *Hot Dark Matter*) et les neutrinos.

1.8.1 Rayonnement Ω_γ

Ayant décru en a^{-4} , la densité de rayonnement est actuellement négligeable ($\Omega_\gamma h^2 = 2.47 \cdot 10^{-5}$) [Komatsu et al 2010].

1.8.2 Matière baryonique Ω_b

La théorie de la nucléosynthèse primordiale, énoncée par Gamov [Gamov 1946] prédit un rapport du nombre de baryons par rapport au nombre de photons de $\eta_{b/\gamma} \simeq 10^{-9}$. Cette valeur a été affinée par la suite grâce à la mesure de l'abondance de deutérium dans les nuages à haut *redshift*, pour atteindre la valeur de $\eta_{b/\gamma} = (6 \pm 2) 10^{-10}$ [Kirkman et al 2003], qui équivaut à une densité de baryons actuelle de $\Omega_b = 0.04 \pm 0.01$.

Cette estimation a été confirmée par les résultats de l'expérience WMAP, dont nous parlerons plus en détail dans le chapitre 4. La mesure de l'amplitude des pics acoustiques (voir chapitre 2) du spectre de puissance angulaire des anisotropies en température du CMB qui est compatible avec un rapport $\eta_{b/\gamma} = (6,1 \pm 0,2) 10^{-10}$. L'utilisation des données WMAP [Komatsu et al 2010] et des mesures d'oscillations acoustiques de baryons (BAO pour *Baryonique Acoustic Oscillation*) [Percival et al 2009] mènent à $\Omega_b = 0,0456 \pm 0,0016$. Les données de l'expérience Planck devraient permettre de contraindre plus précisément cette densité (voir chapitre 5).

1.8.3 Matière Ω_m et matière noire Ω_{CDM}

Depuis les travaux de Zwicky à la fin des années 20 [Zwicky 1929], les questions de la nature et de la quantité de matière noire n'ont cessées d'être discutées.

La quantité de matière noire est aujourd'hui bien contrainte de manière indirecte, par comparaison entre Ω_m et Ω_b . Nous citerons ici quelques unes des expériences qui ont contribué à cette estimation.

Le sondage SDSS-II Supernova Survey (SDSS pour *Sloan Digital Sky Survey*) a mesuré le spectre de puissance en trois dimensions dans l'espace réel de $6 \cdot 10^5$ galaxies rouges lumineuses, contraignant ainsi $\Omega_m = 0,281 \pm 0.03$ [Kessler et al 2009].

Parallèlement, les mesures des BAO donnent également des renseignements sur Ω_m . Le spectre de puissance de la matière a ainsi été estimé à partir de 50000 galaxies du SDSS ayant un décalage vers le rouge $0,16 < z < 0,47$. Un pic caractéristique de l'empreinte des oscillations acoustiques datant de l'époque du découplage sur l'effondrement de la matière à bas *redshift* a été détecté, permettant de contraindre $\Omega_m = 0.273 \pm 0.025$ [Eisenstein et al 2005].

Enfin les mesures de l'expérience WMAP du spectre de puissance angulaire des anisotropies en température du CMB, ont également contraint les valeurs de Ω_m et Ω_b . En utilisant conjointement les données de WMAP, les mesures de BAO, celles du SDSS-II Supernova S et les mesures de la constante de Hubble [Riess et al 2009], l'équipe de WMAP a finalement obtenu $\Omega_m h^2 = 0.1334_{-0.0055}^{+0.0057}$ [Komatsu et al 2010]. De fait, indirectement, $0.0873 < \Omega_{DM} h^2 < 0.0913$.

Le mystère de la nature de la matière noire n'a pas encore été élucidé. On compte deux types de matière noire : chaude (HDM), c'est à dire ultra-relativiste au moment de son découplage (neutrinos ...), ou froide (CDM), non relativiste. Les scénarios concernant la formation des structures sont différents suivant que l'on considère l'un ou l'autre de ces types de matière noire. La matière noire chaude serait responsable d'un mécanisme *top-down* où les grandes structures se seraient formées en premier avant de se fragmenter en structures de tailles moindres. La matière noire froide serait quant à elle à l'origine d'un mécanisme *bottom-up* au cours duquel les petites structures se seraient formées puis auraient engendré les plus grandes par effondrement gravitationnel. À ce jour, les observations favorisent le mécanisme *bottom-up*, donc la matière noire froide, mais aucun candidat de cette espèce n'a encore été détecté.

1.8.4 Énergie noire Ω_Λ

L'énergie noire est actuellement la composante qui domine la dynamique de l'Univers, en causant son expansion. Cette découverte, l'une des plus inattendues en cosmologie ses 10 dernières années, a essentiellement été mise en évidence par l'étude des chandelles standards, qui permettent de retracer l'histoire récente de l'Univers. Ainsi, les expériences *Supernovae Cosmology Project* [Perlmutter et al 1999] et *High-z project* [Riess et al 1998], en déterminant le diagramme de Hubble à grand décalage vers le rouge ($z < 1.2$) pour des Supernovae de type Ia, on mis en évidence pour la première fois l'existence d'énergie noire. Les flux de photons mesurés s'y sont révélés plus faibles qu'attendu, indiquant une expansion passée plus lente que prévue, impliquant une accélération de l'expansion. Ce sondage des Supernovae a continué avec les SNLS (*Supernova Legacy Survey*) dont les résultats sont venus confirmer ceux liés aux premières observations [Astier et al 2006].

Plus récemment, l'équipe de WMAP, en combinant les résultats obtenus grâce aux précédentes mesures et celle du spectre de puissance du CMB a pu contraindre la densité d'énergie noire $\Omega_\Lambda = 0.728_{-0.016}^{+0.015}$ et son équation d'état $w_\Lambda = -1.10 \pm 0.14$ [Komatsu et al 2010], soit une énergie noire compatible avec la constante cosmologique.

1.8.5 Modèle de concordance

Les contraintes obtenues pour les paramètres cosmologiques par les expériences indépendantes citées ci-dessus convergent toutes vers un modèle unique. Celui-ci est appelé *modèle de concordance*.

Le modèle le plus proche est un modèle de type Λ CDM qui décrit un Univers en expansion sous l'emprise de l'énergie noire et où la matière est dominée par la matière noire froide. Il s'agit finalement d'un modèle incluant le Big Bang chaud et une période d'inflaton. À ce jour, aucune observation n'a permis de réfuter ce modèle.

2. Où il est question du Fond Diffus Cosmologique

2.1 Un peu d'histoire

Comme nous l'avons mentionné dans le premier chapitre, le modèle de Big Bang chaud prévoit que l'Univers soit passé par plusieurs phases de transition, certaines aboutissant au découplage d'un type de particule. L'une d'entre elles s'est avéré être d'une importance capitale en cosmologie observationnelle, le découplage des photons. En effet, les photons CMB sont les plus anciens que nous puissions observer. Ils nous renseignent sur l'Univers à un décalage vers le rouge de $z_{dec} = 1088 \pm 1.2$ [Komatsu et al 2010], donc bien au delà des *redshifts* des galaxies les plus lointaines et des quasars ($z \sim 1 - 10$). Le CMB est bien une sonde unique de l'Univers primordial.

L'hypothèse qu'un flux de photons à 5 K, provenant de ce découplage, baigne l'Univers actuel a été formulée par [Alpher & Herman 1948]. À l'époque, les physiciens pensaient que la détection d'un signal aussi peu énergétique serait impossible. Pourtant, en 1964, deux ingénieurs, Penzias et Wilson, découvrirent un excès de bruit sur leur antenne qu'ils estimèrent à 3.5 K [Penzias & Wilson 1966]. Ce faisant, ils accomplirent la première détection du fond diffus cosmologique, aussi appelé rayonnement à 3 K, à cause de sa température.

2.2 Le découplage des photons

Avant le découplage, la température de l'Univers était suffisamment élevée pour que l'Univers soit totalement ionisé, les protons et les électrons étant incapables de se combiner sous forme d'Hydrogène et d'éléments légers. Les photons diffusent sur les électrons du plasma par diffusion Compton, l'Univers est alors totalement opaque aux photons. Photons, électrons et protons sont considérés comme étant en équilibre thermique au sein de plasma primordial. Cet équilibre thermique d'ionisation est donné par l'équation de Saha, qui relie la température T_e et la fraction d'ionisation x_e [Peebles 1993]. Sous l'effet de l'expansion, la température diminue. Lorsque la température atteint ~ 3000 K (0.3 eV), l'équilibre est rompu, permettant aux protons et aux électrons de se lier pour former les premiers atomes d'Hydrogène neutres. C'est ce qu'on appelle la *recombinaison*. De fait, le taux d'interaction des photons avec les électrons libres du plasma diminue, leur libre parcours moyen augmente jusqu'à atteindre la taille de l'Univers. C'est le *découplage des photons* et la formation du CMB.

Nous pouvons aujourd'hui observer ces photons tels qu'ils sont après avoir subi une dernière diffusion de Thomson, c'est pourquoi nous nous référons au moment du découplage en tant que *surface de dernière diffusion*. Le terme de surface marque l'Univers tel qu'il était au moment du découplage, projeté sur la sphère céleste. Cette surface possède en fait une épaisseur, le découplage n'ayant pas été instantané ($\Delta z_{dec} = 194 \pm 2$ [Spergel et al 2003]).

Les photons se sont ensuite propagés jusqu'à nous en suivant les géodésiques et ont subi une perte d'énergie liée à l'étirement de leur longueur d'onde sous l'effet de l'expansion de l'Univers, les faisant passer de $T_{dec} \sim 3700$ K à $T_{CMB} = 2.725 \pm 0.001$ K [Fixsen & Mather 2002, Fixsen 2009].

2.3 Le corps noir

Lors du découplage, photons, électrons et protons étaient en équilibre thermodynamique. Les photons du CMB possèdent donc un spectre de corps noir, dont l'intensité peut être écrite :

$$I_\nu = \frac{4\pi\hbar\nu^3/c^2}{\exp(2\pi\hbar\nu/k_bT) - 1} \quad (2.1)$$

Afin de vérifier expérimentalement cette prédiction, la NASA a envoyé en 1989 le satellite COBE (*COsmic Background Explorer*). Après un an de prise de données, l'instrument FIRAS (*Far Infrared Absolute Spectrophotometer*) a mesuré le spectre d'émission des photons du CMB. Les résultats, représentés en figure 2.1 montrent un accord parfait entre les mesures et le spectre de corps noir théorique. Les toutes dernières analyses de FIRAS et WMAP donnent une température du CMB de $2.7260 \pm 0.0013\text{K}$ [Fixsen & Mather 2002, Fixsen 2009].

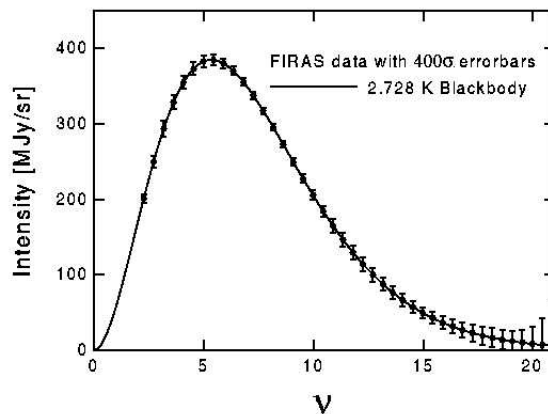


FIG. 2.1 – Spectre en fréquence de la puissance rayonnée par le CMB. Le modèle de corps noir est représenté en ligne pleine (voir [Fixsen & Mather 2002]). Notons que les barres d'erreur ont été multipliées par 400 pour être visibles.

2.4 Formalisme d'étude des anisotropies du CMB

L'observation du CMB nous a permis de découvrir que l'Univers est incroyablement homogène et isotrope. Pendant les 25 années qui ont suivies, nous n'avons pas été capable d'y déceler la moindre anisotropie. L'étude des données de COBE par [Smoot et al 1992] leur a permis de effectuer la première estimation des anisotropies primordiales. Celles-ci sont inférieures de cinq ordres de grandeur par rapport à la température moyenne du CMB. Ces anisotropies sont les empreintes laissées par le plasma primordial sur le CMB. De plus, le CMB est un rayonnement polarisé, les anisotropies en polarisation apportant elles aussi des informations sur la physique de l'Univers primordial. L'extraction de l'information cosmologique contenue dans le CMB passe donc par l'étude de ces anisotropies.

Comme nous le décrirons par la suite, les anisotropies du CMB résultent de processus physiques stochastiques donc seules les propriétés statistiques sont prévisibles. C'est donc par ce biais que nous étudions le CMB ¹. De fait, nous allons construire ici les quantités

¹Notons dès à présent que l'Univers que nous observons n'est qu'une réalisation de ces processus aléatoires initiaux. Il y a donc une incertitude inhérente à notre observation, appelée variance cosmique.

contenant l'ensemble des informations statistiques dans le cas de variables gaussiennes, appelées *spectres de puissance angulaire*. Pour les calculer, il nous faut projeter les anisotropies sur la sphère céleste en utilisant une décomposition en harmoniques sphériques (pour plus de détails concernant les harmoniques sphériques sont donnés en annexe R).

2.4.1 Formalisme d'étude des anisotropies en température

En partant des mesures de la température du CMB, réalisées dans l'espace réel, il est possible de contruire une carte du ciel des anisotropies, autrement dit, des écarts à la température moyenne T_0 en fonction de la direction d'observation \vec{n} . A présent, projetons les anisotropies de cette carte $\Delta T(\vec{n})/T_0$ dans l'espace des harmoniques sphériques décrit par les fonctions $Y_{\ell m}$:

$$\frac{\Delta T(\vec{n})}{T_0} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^T Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (2.2)$$

où les $a_{\ell m}$ sont les coefficients de la décomposition en harmoniques sphériques, qui peuvent s'écrire, en vertu de l'orthonormalité des fonctions $Y_{\ell m}(\vec{n})$:

$$a_{\ell m}^T = \int \frac{\Delta T(\vec{n})}{T_0} Y_{\ell m}^*(\vec{n}) d\vec{n} \quad (2.3)$$

Ce sera à partir de ces coefficients, dont la statistique est gaussienne dans le cas d'anisotropies à distributions gaussiennes, que nous construirons ultérieurement les spectres de puissance angulaire.

2.4.2 Anisotropies en polarisation

Polarisation d'une onde électromagnétique

Généralement, une onde électromagnétique, lorsqu'elle est polarisée, possède une polarisation elliptique. Dans ce cas, le champ électrique qui lui est associé décrit une ellipse dans le plan d'onde. Le but du formalisme de Stokes que nous nous apprêtons à décrire, est de définir une telle ellipse à partir de 4 paramètres, les *paramètres de Stokes*. Pour une onde monochromatique ($\omega = \text{cste}$) se propageant le long d'un axe z , l'évolution du champ électrique au cours du temps peut s'exprimer ainsi :

$$E_x(t) = A_x(t) \cos(\omega t) \quad (2.4)$$

$$E_y(t) = A_y(t) \cos(\omega t + \phi) \quad (2.5)$$

$$(2.6)$$

où $A_x(t)$ et $A_y(t)$ sont les amplitudes respectives suivant les directions x et y , et ϕ représente la phase. On distingue deux cas particuliers :

- $\phi = 0$: l'onde est polarisée *linéairement*,
- $\phi = \pi/2$: l'onde est polarisée *circulairement*.

Les 4 paramètres de Stokes sont définis à partir de ce champ électrique comme suit :

$$\begin{aligned}
I &\equiv \langle A_x^2 \rangle + \langle A_y^2 \rangle \\
Q &\equiv \langle A_x^2 \rangle - \langle A_y^2 \rangle \\
U &\equiv \langle 2A_x A_y \cos(\phi) \rangle \\
V &\equiv \langle 2A_x A_y \sin(\phi) \rangle
\end{aligned} \tag{2.7}$$

où I décrit l'intensité du rayonnement, Q et U la polarisation linéaire, et V , la polarisation circulaire, U permettant de fournir la phase ϕ et V le signe de cette phase. En pratique, ainsi que nous le décrirons plus tard, les phénomènes physiques responsables de la polarisation du CMB ne produisent pas de polarisation V , nous ne ferons donc plus référence à ce paramètre par la suite. Pour une onde non polarisée alors $Q = U = V = 0$.

On définit également le *degré de polarisation* :

$$p \equiv \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \tag{2.8}$$

Si l'onde est totalement polarisée on a alors $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$. Le degré de polarisation linéaire, dont nous nous servirons par la suite dans ce document s'écrit :

$$p_l \equiv \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \tag{2.9}$$

Dans la suite de cet exposé nous ne considérons plus que le degré de polarisation linéaire, que nous appellerons simplement "*degré de polarisation*" et que nous noterons φ .

Algèbre des paramètres de Stokes

Il est très important de noter que les paramètres Q et U dépendent du référentiel d'observation. Afin de traiter l'influence du choix du référentiel nous allons définir l'*algèbre des paramètres de Stokes*. En particulier, considérons la transformation des paramètres Q et U lors d'une rotation du plan xOy d'un angle ϕ . Les paramètres prennent alors les valeurs :

$$Q' = Q \cos(2\phi) + U \sin(2\phi) \tag{2.10}$$

$$U' = -Q \sin(2\phi) + U \cos(2\phi) \tag{2.11}$$

$$\tag{2.12}$$

La quantité (Q, U) se comporte comme un spineur de spin 2 c'est à dire qu'une rotation d'un angle ϕ entraîne une rotation de 2ϕ du doublet. Il faudra en tout cas prendre soin de définir le repère choisi pour qualifier les paramètres de Stokes relatifs à la polarisation linéaire, ceux-ci étant dépendants du référentiel.

Les modes E et B

De manière similaire à ce que nous avons fait pour les anisotropies en température, nous pouvons effectuer la décomposition en harmoniques sphériques des paramètres Q et U sur le ciel. Pour cela nous définissons deux quantités, E et B , qui ont l'avantage d'être

indépendantes du choix du référentiel, construites à partir de Q et U [Zaldarriaga 1998]. Nous obtiendrons ainsi une quantité scalaire, E , et une quantité pseudo-scalaire B , en partant de l'ensemble (Q, U) , en utilisant une décomposition en *harmoniques sphériques spinnés* [Newmann & Penrose 1966] (plus de détails sont donnés en annexe R) :

$$(Q \pm iU)(\vec{n}) = \sum_{\ell, m} a_{\pm 2\ell m \pm 2} Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (2.13)$$

Les coefficients relatifs à E et B sont donc définis comme :

$$\begin{aligned} a_{\ell m}^E &\equiv -\frac{a_{2\ell m} + a_{-2\ell m}}{2} \\ a_{\ell m}^B &\equiv i\frac{a_{2\ell m} - a_{-2\ell m}}{2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

nous pouvons alors construire les quantités E et B de la manière suivante :

$$\begin{aligned} E(\vec{n}) &\equiv \sum_{\ell, m} a_{\ell m}^E Y_{\ell m} \\ B(\vec{n}) &\equiv \sum_{\ell, m} a_{\ell m}^B Y_{\ell m} \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.4.3 Spectres de puissance angulaire

Nous venons de montrer qu'il est possible d'étudier les anisotropies du CMB, en température et en polarisation, en utilisant les trois variables T , E et B , indépendantes du référentiel d'observation choisi. Pour chacune de ces variables, nous avons défini les coefficients de décomposition en harmoniques sphériques $a_{\ell m}^X$, $X \in \{T, E, B\}$. C'est à partir de ces coefficients que nous pouvons définir le *spectre de puissance angulaire*, $C_\ell^{XX'}$ ($\ell \in \{0, +\infty\}$), pour les variables X et X' ($(X, X') \in \{T, E, B\}$) :

$$C_\ell^{XX'} = \langle a_{\ell m}^X \cdot a_{\ell m}^{X'\star} \rangle \quad (2.16)$$

Ainsi, à partir des trois variables T , E et B il est possible de construire six spectres de puissance angulaire. Trois d'entre eux sont des spectres d'*auto-corrélation*, C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{EE} et C_ℓ^{BB} , les autres étant les *corrélations croisées* C_ℓ^{TE} , C_ℓ^{TB} et C_ℓ^{EB} . La variable ℓ , appelée *multipôle*, est homogène à l'inverse d'une échelle angulaire, de telle sorte que les bas multipôles correspondent aux grandes échelles angulaires et inversement.

2.4.4 Statistique associée aux C_ℓ

La distribution gaussienne des anisotropies du CMB sur le ciel est prédite par la plupart des modèles inflationnaires. De plus, les mesures les plus récentes, effectuées par le satellite WMAP (voir chapitre 4) sont compatible avec une distribution de ce type [Komatsu et al 2010]. Il existe cependant des mécanismes instaurant des anisotropies de distributions non gaussiennes.

Dans le cas où les anisotropies sont distribuées de manière gaussienne, ainsi que nous le supposons ici, la distribution des $a_{\ell m}$ sera également gaussienne, par construction. Ces coefficients ont comme variance les spectres auto-corrélés, ces derniers contenant donc l'ensemble des informations concernant les anisotropies. Formellement, nous avons donc :

$$\begin{aligned}\langle a_{\ell m}^X \rangle &= 0 \\ \langle a_{\ell m}^X a_{\ell' m'}^{X'^*} \rangle &= C_\ell^{XX'} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}\end{aligned}\quad (2.17)$$

Étant donné que l'Univers observable est la seule réalisation disponible que nous ayons, nous n'avons qu'un seul jeu d' $a_{\ell m}$ à notre disposition. Les estimateurs des spectres de puissance sont donc construits à partir des seuls $2\ell + 1$ modes m indépendants existant pour chaque ℓ :

$$\tilde{C}_\ell^{XX'} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^X a_{\ell m}^{X'^*}, \quad \{X, X'\} \in \{T, E, B\} \quad (2.18)$$

Dans le cas d'expériences dédiées à la mesure des anisotropies du CMB ces estimateurs sont biaisés par des effets instrumentaux que nous décrirons dans la section 13.1.

2.4.5 Variance cosmique et variance d'échantillonnage

En supposant que les $a_{\ell m}^X$ sont issus d'une distribution gaussienne, qu'on peut leur associer une moyenne nulle et une variance C_ℓ , il est possible de montrer que chacun de ces coefficients possède $2\ell + 1$ degrés de liberté, correspondant à toutes les valeurs de m possibles. On peut donc associer aux spectres de puissance une distribution de χ^2 à $2\ell + 1$ degrés de liberté. L'estimation des C_ℓ est donc entachée d'une erreur, inhérente au fait que nous n'avons accès qu'à une seule réalisation d'Univers. C'est ce qu'on appelle la *variance cosmique* (C_{var} , pour *cosmic variance*). Elle s'écrit :

$$\begin{cases} C_{\text{var}}(C_\ell^{XX'}) = \sqrt{\frac{2}{2\ell + 1}} \cdot C_\ell^{XX'}, & \text{si } X = X' \\ C_{\text{var}}(C_\ell^{XX'}) = \sqrt{\frac{2}{2\ell + 1}} \cdot \sqrt{(C_\ell^{XX'})^2 + C_\ell^{XX} C_\ell^{X'X'}}, & \text{si } X \neq X' \end{cases} \quad (2.19)$$

$$C_{\text{var}}(C_\ell^{XX'}) = \sqrt{\frac{2}{2\ell + 1}} \cdot C_\ell^{XX'} \quad (2.20)$$

Cette variance peut être interprétée comme un manque d'informations aux grandes échelles angulaires (ou bas multipôles), nous empêchant d'estimer correctement la valeur du spectre à partir d'un seul Univers.

À ceci, il nous faut ajouter l'effet dû à la couverture incomplète du ciel lors de la mesure des anisotropies du CMB. En effet, même si l'instrument couvre la totalité du ciel, le plan galactique est très fortement contaminé par les émissions galactiques, et est donc masqué (voir le chapitre 13). Ainsi, pour chaque multipôle, le nombre de degrés de liberté et l'erreur associée augmentent, de manière inversement proportionnelle à la fraction du ciel observée f_{sky} . La variance associée sera donc supérieure à la variance cosmique. On l'appelle *variance d'échantillonnage* (S_{var} pour *sample variance*) :

$$S_{\text{var}}(C_\ell^{XX'}) = \sqrt{\frac{2}{f_{\text{sky}} \cdot (2\ell + 1)}} \cdot C_\ell^{XX'} \quad (2.21)$$

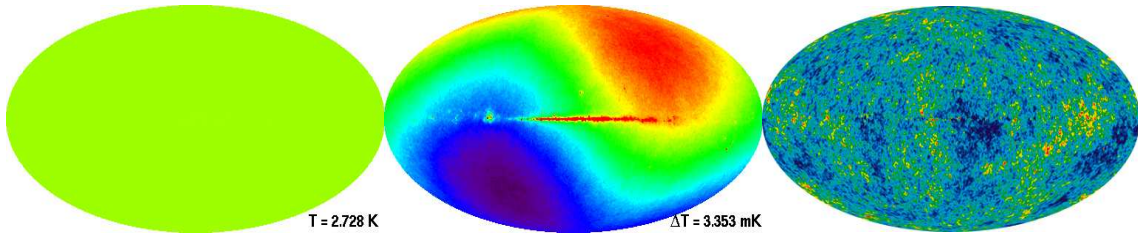


FIG. 2.2 – Le ciel observé aux fréquences millimétriques : de gauche à droite : le ciel est isotrope à 2.725 K. La variation dipolaire apparaît à $\delta T \sim 3$ mK : c’est le dipôle. On peut déjà distinguer au centre l’émission de la Galaxie. En dehors du plan galactique les variations sont de l’ordre du μ K. Les données sont issues de [Jarosik et al 2009]

2.5 Description physique des anisotropies du CMB

2.5.1 Dipôle

En réalité, après avoir soustrait la température moyenne du CMB, on trouve, à un niveau mille fois plus faible, un effet dipolaire. Celui-ci correspond au mouvement relatif du système solaire par rapport à la surface de dernière diffusion. En effet, suivant la direction d’observation du rayonnement, les photons subissent un effet Doppler et sont perçus comme plus froids ou plus chauds par un observateur terrestre. Cette anisotropie n’est pas intrinsèque au CMB, il conviendra donc de la soustraire. Les instruments COBE et WMAP ont permis d’établir que ce dipôle est dans la direction $(l, b) = (264.26^\circ \pm 0.33^\circ, 48.22^\circ \pm 0.13^\circ)$ en coordonnées galactiques avec une amplitude $A_d = 3.353 \pm 0.024$ mK [Bennett et al 2003b]. Ainsi, l’anisotropie en température due à ce dipôle mesurée dans une direction faisant un angle φ avec celle du dipôle sera :

$$\left. \frac{\Delta T(\varphi)}{T_0} \right|_{\text{dipôle}} = \frac{A_d}{T_0} \cos \varphi \quad (2.22)$$

2.5.2 Anisotropies primaires

L’expression ”anisotropies primaires” fait référence aux anisotropies générées au niveau de la surface de dernière diffusion. Nous présentons ici les mécanismes en cause ainsi que leur phénoménologie.

Au sein du plasma primordial, les photons, les électrons et les baryons étaient fortement couplés par le biais d’interactions électromagnétiques. Les zones de sur-densité de matière y créent des puits de potentiel dans lesquels tombent les photons, couplés aux électrons par interaction Compton. La densité de photons croît au sein de la sur-densité, et, ainsi, la pression de radiation devient suffisamment importante pour contrer le phénomène précédent. Il en résulte des *oscillations acoustiques* de densité [Hu 1995]. Au moment du découplage, les photons diffusent une dernière fois, gardant alors l’empreinte des fluctuations de matière. Le découplage n’étant pas instantané, il va y avoir un amortissement du spectre aux petites échelles angulaires, dit amortissement de Silk [Silk 1968] et l’effet dû à l’intégration sur toute l’épaisseur de la surface de dernière diffusion lors de l’observation.

À cette époque on peut distinguer trois effets dominants, dont la physique est donnée par les équations de Boltzmann décrites dans [Hu et al 1998, Zaldarriaga 1998] (voir figure 2.7), respectivement à grande, moyenne, et petite échelle angulaire [Peacock 2001].

- **Effets gravitationnels (Sachs-Wolfe)** [Sachs & Wolfe 1967]. Suivant qu'un photon entre ou sort d'un puit de potentiel gravitationnel, il gagne ou perd de l'énergie et sa longueur d'onde est décalée vers le bleu dans le premier cas et vers le rouge dans le second. Ainsi, un point plus froid dans le spectre en température du CMB correspondra à une sur-densité et inversement. C'est ce qu'on appelle l'effet *Sachs-Wolfe* [Sachs & Wolfe 1967]. L'anisotropie en température résultante d'une variation de potentiel $\delta\varphi$ peut être écrite :

$$\left. \frac{\Delta T(\varphi)}{T_0} \right|_{\text{SW}} \simeq -\frac{\delta\phi}{3} \quad (2.23)$$

- **Effets intrinsèques (adiabatiques)** : les fluctuations quantiques du vide engendrent des fluctuations dans la distribution de densité de la matière ρ . Le couplage entre matière et rayonnement augmente l'intensité du flux lumineux reçu par un observateur au niveau de ces zones plus denses attirant plus de photons. Dans le cadre de l'hypothèse de l'inflation, ces perturbations sont dites *adiabatiques* et leur statistique est gaussienne dans la plupart des scénarios. De fait, à toute fluctuation de densité du fluide primordial ρ , on associe une fluctuation de température :

$$\left. \frac{\Delta T(\varphi)}{T_0} \right|_{\rho} = \frac{\delta\phi}{3\rho} \quad (2.24)$$

- **Effets Doppler** : au sein du plasma primordial, les fluctuations de densité se déplacent, entraînant un décalage Doppler des photons du CMB. Ce décalage est proportionnel à la vitesse de déplacement du fluide v :

$$\left. \frac{\Delta T(\varphi)}{T_0} \right|_v \propto v \quad (2.25)$$

2.5.3 Anisotropies secondaires

Lors du découplage, les photons ont acquis un libre parcours moyen de l'ordre de la taille de l'Univers, du moins en première approximation. En effet, durant leur trajet jusqu'à nous, les fluctuations dites secondaires ont été générées. Elles correspondent, d'une part, aux perturbations du potentiel gravitationnel, et d'autre part, aux interactions, par effets Compton, avec les électrons des milieux ionisés. Pour une revue complète de leurs effets sur le spectre de puissance en température on peut se référer à [Hu 1995, Planck Bluebook].

Effets gravitationnels

- **L'effet Sachs-Wolfe intégré** : il est dû aux variations du potentiel gravitationnel subies par les photons durant leur trajet. Compte-tenu de ce que la vitesse de propagation d'un photon est très grande devant l'échelle caractéristique de variation du potentiel gravitationnel, cet effet reste limité. Il peut néanmoins atteindre $\Delta T/T_0 \sim 10^{-6}$ aux grandes échelles angulaires [Sachs & Wolfe 1967].
- **l'effet de lentille gravitationnel** : il s'agit d'une distorsion du potentiel gravitationnel due à la présence d'objets massifs (galaxies, amas). La trajectoire des photons s'en trouve modifiée. Il en résulte une variation de l'image de la surface de dernière diffusion [Seljak & Zaldarriaga 2000]. Le spectre de puissance s'en trouve légèrement

lissé, autrement dit, l’amplitude des pics est un peu plus faible, au profit des zones creuses (de l’ordre de quelques pourcents), ce qui peut gommer les oscillations pour de très grands multipôles.

- **l’effet Rees-Sciama** [Rees & Sciama 1968] : il est lié au fait que les puits de potentiel ont tendance à se creuser avec le temps. Les photons qui les traversent gagnent de l’énergie en tombant dans les puits de potentiel et en perdent pour en ressortir. Etant donné que le puit s’est creusé dans l’intervalle, le bilan total en énergie du photon est négatif : il perd de l’énergie. Ces variations de potentiel apparaissent surtout au moment de la formation des structures, celles-ci subissant une phase d’évolution non-linéaire. Cette effet résulte en une variation relative de $\Delta T/T = 10^{-7}$, ce qui équivaut à un effet de l’ordre de 0.01% à 0.1% pour une échelle angulaire de l’ordre du degré [Hu et al 1995a]. L’effet en température est maximal pour de petites échelles angulaires (entre 10 et 40 minutes d’arc) où il peut atteindre $\Delta T/T \simeq 10^{-6}$. Il peut même devenir dominant vers 40 secondes d’arc [Seljak 1996].

Effets de diffusion

- **l’effet Sunyaev-Zel-dovich (SZ)** est un effet de diffusion Compton inverse des photons du CMB sur les électrons libres du gaz chaud présent à l’intérieur des amas de galaxies [Zel’dovich & Sunyaev 1969]. Cet effet est thermique et modifie le spectre des photons localement. Il est donc surtout visible aux petites échelles angulaires. Si l’amas de galaxies est en mouvement, un effet Doppler s’ajoute aux anisotropies secondaires, c’est l’effet SZ *cinématique*. Enfin, la diffusion des photons sur les électrons de l’Amas local ajoute un effet diffus visible à grandes échelles angulaires. Les anisotropies résultantes peuvent atteindre $\Delta T/T \simeq 10^{-4}$ pour des échelles allant du degré et la minute d’arc. C’est de loin l’effet dominant parmi ceux qui affectent le CMB.
- **la réionisation** : on suppose que la formation des premières étoiles ($z \sim 6 - 10$) a entraîné un rayonnement puissant provoquant ionisation globale du milieu interstellaire, c’est la *réionisation*. Par analogie avec ce qui s’est produit au sein du plasma primordial, les photons du CMB ont une nouvelle fois interagi avec les électrons. L’effet résultant sur les photons du CMB est visible à la fois localement autour des amas de galaxies, par suppression de puissance aux petites échelles angulaires, mais également de façon globale à très grandes échelles (correspondant aux bas multipôles). Cet effet est très visible sur la polarisation du CMB ainsi que nous le montrerons plus en détails dans la section 2.6.2.

2.5.4 *Polarisation du CMB*

Nous discuterons ici des sources à l’origine de la polarisation du CMB et les raisons pour lesquelles elles étaient présentes dans l’Univers primordial.

Diffusion Thomson

La polarisation résulte de l’interaction des photons avec les particules chargées du plasma primordial par le biais de diffusions Thomson, au niveau de la surface de dernière

diffusion. La section efficace de diffusion photon-particule chargée étant inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule, les principaux diffuseurs sont les électrons.

Nous supposons ici que les photons n'étaient pas polarisés avant d'interagir avec les électrons au moment du découplage. La section efficace différentielle de diffusion Thomson d'un électron (supposé au repos, éclairé par un flux de photons non polarisé s'écrit (voir par exemple [Chandrasekhar 1960]) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\epsilon \cdot \epsilon'|^2 \quad (2.26)$$

Où σ_T est la section efficace de la diffusion Thomson², $\hat{\epsilon}$ et $\hat{\epsilon}'$ sont respectivement les vecteurs unitaires de polarisation du photon incident et diffusé, et $d\Omega$ est l'élément d'angle solide. Remarquons que cette interaction ne modifie pas la phase de l'onde et ne peut donc pas générer de polarisation circulaire : pour le CMB : $V=0$.

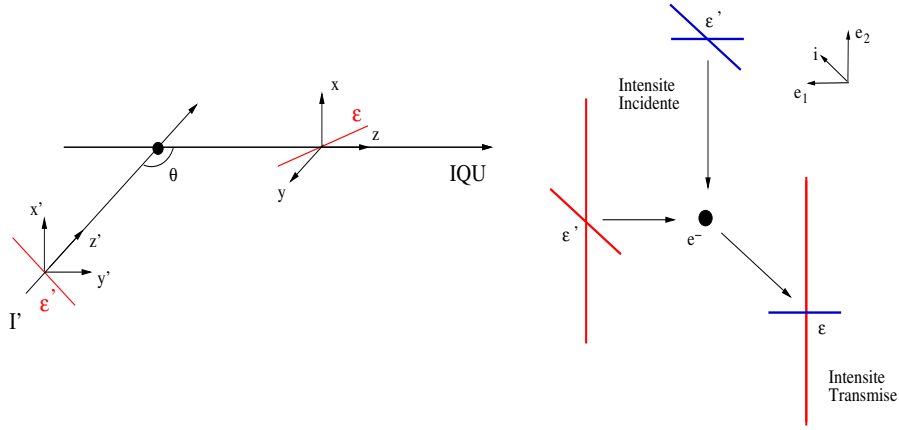


FIG. 2.3 – Gauche : Diffusion Thomson d'un photon sur un électron, où θ est l'angle entre la direction incidente \vec{z}' et diffusée \vec{z} (\vec{x}' pris parallèle à \vec{x}). Droite : Diffusion Thomson de photons ayant des directions d'incidence orthogonales entre elles, et figure de polarisation résultante.

La figure 2.3 représente schématiquement les intensités incidentes ϵ' et transmise ϵ lors d'une diffusion thomson. On peut remarquer que seules les composantes parallèles au plan de propagation sont transmises. L'observateur voit donc l'intensité transmise correspondant à la partie verticale de ϵ'' et à la partie horizontale de ϵ' . Comme le flux est moins intense suivant une direction (ici celle de ϵ'), alors le rayonnement observé est polarisé linéairement. À partir d'un flux incident, non polarisé mais présentant une anisotropie quadrupolaire, on peut donc créer de la polarisation.

Génération de la polarisation par un quadrupôle : approche qualitative

Nous raisonnerons ici sur la figure 2.4 où les intensités incidentes sont portées en rouge et bleu et la polarisation transmise est portée en vert.

Nous distinguerons ici différents types d'anisotropies que peut présenter l'intensité incidente sur l'électron :

²Avec $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4} \simeq 0.665$ barn

- ▶ **Monopôle** : l'intensité incidente étant isotrope, les composantes provenant des directions orthogonales se compensent et la polarisation résultante est nulle.
- ▶ **Dipôle** : la polarisation "haut-bas" présente un gradient mais elle est ici encore compensée par la composante "gauche-droit", la polarisation résultante est encore nulle.
- ▶ **Quadrupôle** : les composantes orthogonales ne se compensent plus : de la polarisation est générée.
- ▶ **Ordres supérieurs** : on peut montrer qu'ils ne contribuent pas à la polarisation, voir par exemple [Kosowsky 1996].

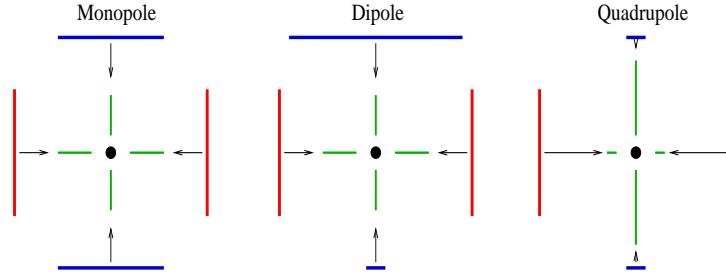


FIG. 2.4 – Schéma représentant la figure de polarisation résultante pour la diffusion Thomson pour différents cas d'anisotropies en intensité des photons incidents.

Génération de la polarisation par un quadrupôle : approche quantitative

Nous allons à présent quantifier le raisonnement qualitatif présenté dans le paragraphe précédent. Nous suivrons pour ce faire [Kosowsky 1996]. Nous considérons que les photons ne sont pas polarisés avant d'être diffusés sur les photons du plasma. En utilisant le même choix de coordonnées que sur la figure 2.3 nous pouvons donc définir les projections³ sur les axes x' et y' : $I'_{x'} = I'_{y'} \equiv I'/2$. En utilisant l'équation (2.26), pour une surface de diffusion σ_b on obtient :

$$I_x = \frac{3\sigma_T}{8\pi\sigma_b} [I'_x (\vec{x}' \cdot \vec{x})^2 + I'_y (\vec{y}' \cdot \vec{x})^2] \quad (2.27)$$

$$I_y = \frac{3\sigma_T}{8\pi\sigma_b} [I'_x (\vec{x}' \cdot \vec{y})^2 + I'_y (\vec{y}' \cdot \vec{y})^2] \quad (2.28)$$

Nous pouvons alors estimer les paramètres de Stokes en projetant l'intensité sur les axes de référence :

$$I = \frac{3\sigma_T}{16\pi\sigma_b} I' (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.29)$$

$$Q_{diff} = \frac{3\sigma_T}{16\pi\sigma_b} I' \sin^2 \theta \quad (2.30)$$

$$U_{diff} = 0 \quad (2.31)$$

³Les paramètres portant un prime font référence aux photons incidents, les autres caractérisent les photons diffusés.

Ces relations sont valables pour le système d'axes de la figure 2.3, défini dans le plan de diffusion. Dans le cas général, ce plan fait un angle φ avec le plan de référence (x, y) de l'observateur. Dans le système lié à l'observateur, on obtient donc les expressions des paramètres Q et U en appliquant la relation 2.10 :

$$Q = \cos(2\varphi)Q_{diff} \quad (2.32)$$

$$U = -\sin(2\varphi)Q_{diff} \quad (2.33)$$

$$(2.34)$$

Et, finalement, en sommant sur les directions incidentes, avec un angle de diffusion θ , on peut obtenir les caractéristiques de l'onde diffusée :

$$I = \frac{3\sigma_T}{16\pi\sigma_b} \int I'(\theta, \varphi)(1 + \cos^2(\theta))d\Omega \quad (2.35)$$

$$Q = \frac{3\sigma_T}{16\pi\sigma_b} \int I'(\theta, \varphi) \sin^2(\theta) \cos(2\varphi)d\Omega \quad (2.36)$$

$$U = -\frac{3\sigma_T}{16\pi\sigma_b} \int I'(\theta, \varphi) \sin^2(\theta) \sin(2\varphi)d\Omega \quad (2.37)$$

$$(2.38)$$

À présent, décomposons I' en harmoniques sphériques suivant (x, y, z) :

$$I' = \sum_{\ell m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \varphi) \quad (2.39)$$

Le détail du calcul est reporté en annexe et montre que si l'observation a lieu le long de l'axe \vec{z} , la seule composante qui contribue à la polarisation est la composante a_{22} . On a les relations suivantes :

$$I = \frac{3\sigma_T}{16\pi\sigma_b} \left[\frac{8\sqrt{\pi}}{3} a_{00} + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} a_{20} \right] \quad (2.40)$$

$$Q = \frac{3\sigma_T}{8\pi\sigma_b} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} \text{Re} a_{22} \quad (2.41)$$

$$U = -\frac{3\sigma_T}{8\pi\sigma_b} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} \text{Im} a_{22} \quad (2.42)$$

$$(2.43)$$

Seules les composantes quadrupolaires de l'intensité incidente sur le diffuseur génèrent la polarisation perçue par l'observateur.

2.5.5 Perturbation générant de la polarisation et figures de polarisation résultantes

On peut distinguer trois types de perturbations donnant lieu à l'apparition d'anisotropies quadrupolaires locales, liées à trois origines physiques différentes : les anisotropies scalaires (issues des fluctuations de densité), les anisotropies vectorielles (dus aux mouvements de vortex) et les anisotropies tensorielles (liées au passage d'ondes gravitationnelles).

► **perturbations scalaires** : Considérons un électron proche d'une zone de sur-densité de matière, comme le montre la figure 2.5. Dans son référentiel propre, celui-ci voit les photons situés le long du même rayon de la sur-densité s'éloigner. Sachant que les particules du plasma environnant tombent d'autant plus vite vers le centre du puits de potentiel qu'elles en sont proches. Les isocontours étant concentriques, les photons placés sur un même isocontour se rapprochent (inversement pour les zones de sous-densité). De fait, cela engendre des comportements opposés suivant deux directions orthogonales : il y a création d'un quadrupôle. Cette perturbation ayant une symétrie sphérique, tout plan passant par le centre de cette perturbation est un plan de symétrie, la figure de polarisation résultante est donc invariante par parité. Dans un référentiel radial par rapport à la sur-densité, Q se comportant comme une quantité scalaire vis à vis des réflexions : $Q' = Q$ [Hu 2003]. Par contre U se comporte comme une quantité pseudo-scalaire : $U' = -U = U \Rightarrow U = 0$. Les perturbations scalaires génèrent uniquement de la polarisation Q_r .

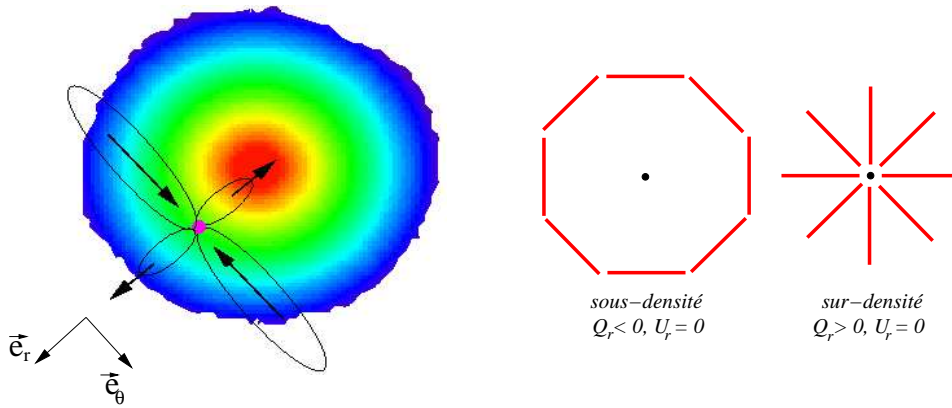


FIG. 2.5 – Gauche : Formation d'une anisotropie quadrupolaire en intensité autour d'une sur-densité. Nous y définissons le repère radial $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta)$ à la perturbation de symétrie sphérique, qui nous servira à caractériser les paramètres de Stokes Q_r et U_r . Droite : Figures de polarisation engendrées par des sous- et des sur-densités. Dans le premier cas, la polarisation générée donne $Q_r < 0$ et $U_r = 0$, et dans le second $Q_r > 0$ et $U_r = 0$

► **perturbations vectorielles** : Les mouvements de vortex du plasma primordial initiés pendant l'inflation peuvent créer des anisotropies [Hu 2003]. Leur existence n'est principalement prévue que par des modèles de types défauts topologiques et elles sont supposées faibles à la fin de l'inflation [Liddle & Lyth 2000] donc nous les négligerons dans la suite de notre exposé.

► **perturbations tensorielles** : Les perturbations tensorielles sont dues à des ondes gravitationnelles produites pendant l'inflation [Hu 2003]. Elles déforment l'espace-temps, rendant les isocontours de densité non plus circulaires mais elliptiques. Les perturbations résultantes n'étant plus invariantes par parité, de la polarisation U peut être produite [Hu 2003, Komatsu et al 2010]. Les perturbations tensorielles peuvent générer de la polarisation Q_r et U_r .

Nous avons défini les variables E et B dans le paragraphe 2.4.2 à partir desquelles nous pouvons étudier la polarisation du CMB. Il est possible d'exprimer E et B , dans l'espace réel, à partir des paramètres de Stokes Q_r et U_r définis dans le repère radial des perturbations de densité [Zaldarriaga 2001] :

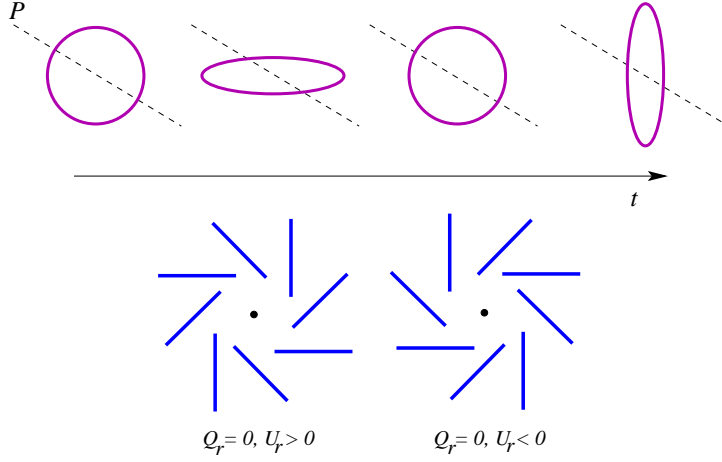


FIG. 2.6 – Haut : Déformation d'une perturbation scalaire de type sous/sur-densité sous l'effet du passage d'une onde gravitationnelle. Un plan P , quelconque, passant par le centre de la perturbation sphérique n'est plus un plan de symétrie de la perturbation sous l'effet du passage de l'onde. La perturbation n'est plus invariante par parité et peut donc générer Q_r et U_r . Bas : Figure de polarisation résultante où nous avons volontairement négligé Q_r . Nous pouvons voir que pour les perturbations tensorielles de la polarisation U_r sera également générée.

$$\begin{cases} E(\vec{n}) = \int w(\vec{n} - \vec{n}') Q_r(\vec{n}') d\vec{n}' \\ B(\vec{n}) = \int w(\vec{n} - \vec{n}') U_r(\vec{n}') d\vec{n}' \end{cases}$$

où la fonction $w(\mathbf{n} - \mathbf{n}')$ est une fonction de pondération. Ainsi, nous voyons qu'il est possible de montrer que, pour des raisons de symétries, E ne dépend que de la polarisation Q_r et B que de la polarisation U_r .

De fait, les perturbations scalaires, qui génèrent uniquement de la polarisation Q_r , vont produire uniquement des modes E . Les perturbations tensorielles, qui génèrent de la polarisation Q_r et U_r , vont produire des modes E et B . Ce résultat est extrêmement intéressant, d'autant plus que les variables E et B sont indépendantes du choix de référentiel d'observation. De fait, l'observation éventuelle de modes B primordiaux non-nuls serait la signature de la présence au niveau de la surface de dernière diffusion d'un fond d'ondes gravitationnelles primordiales résultant des perturbations tensorielles issues de la phase d'inflation. Des modes B sont aussi générés à partir des modes E , par effet de lentille gravitationnelle [Lewis et al 2000, Perotto et al 2009].

2.6 Approche physique des spectres de puissance

Après avoir successivement présenté le formalisme permettant l'étude statistique des anisotropies du CMB, via les spectres de puissance angulaire, puis les processus physiques les générant, nous sommes à présent en mesure de nous pencher sur la nature de ces spectres, en température et en polarisation.

2.6.1 Spectre en température

Le spectre de puissance C_ℓ^{TT} , issu de la mesure des anisotropies en température, comporte trois zones mettant en cause des processus physiques distincts, respectivement à

grandes, moyennes et petites échelles angulaires (voir figure 2.7) :

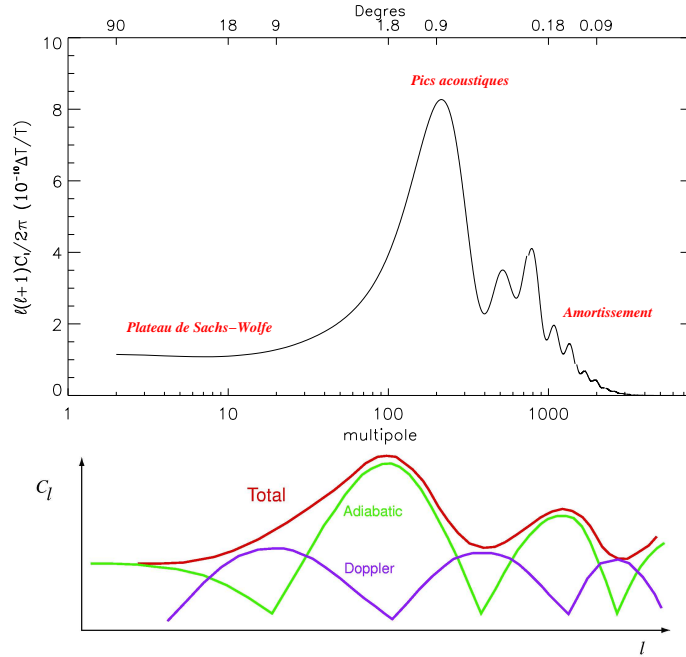


FIG. 2.7 – Haut : Spectre de puissance angulaire C_ℓ^{TT} des anisotropies en température dans le cadre d'un modèle Λ CDM. La puissance est représentée en fonction du multipôle ℓ (échelle du bas) ou de la taille angulaire (échelle du haut). Nous pouvons y distinguer les trois zones principales décrites dans le texte. Bas : représentation schématique des contributions aux pics acoustiques. Les structures plus petites entrent plus tôt et oscillent plus que les grandes structures avant le découplage. Le déphasage entre l'oscillation des différentes structures permet d'observer une variation de l'amplitude des fluctuations en température en fonction de ℓ . Les deux contributions aux oscillations (adiabatiques et Doppler), sont déphasées de $\pi/2$: lorsque le fluide est immobile (Doppler nul), la pression est extrême (inversement pour une zone de sous-densité), à l'inverse, lorsque le fluide atteint sa vitesse maximale, la pression de radiation est nulle. Le schéma est adapté de [Lineweaver 1997]

- **le plateau de Sachs-Wolfe** [Sachs & Wolfe 1967] : aux échelles supérieures à la taille de l'horizon, la physique cesse d'être causale. Les anisotropies ne peuvent alors être dues qu'aux fluctuations primordiales des photons et à l'effet Sachs-Wolfe [Sachs & Wolfe 1967]. Le spectre des fluctuations gravitationnelles étant invariant d'échelle en première approximation (voir section 1.7), le spectre de puissance angulaire C_ℓ^{TT} est plat aux échelles plus grandes que l'horizon au moment du découplage (inférieures à $\ell \simeq 180$).
- **les pics acoustiques** : aux échelles inférieures à la taille de l'horizon, le plasma primordial, avant le découplage, subit des oscillations acoustiques adiabatiques (voir section 2.5.2). Ces oscillations résultent de la compétition entre la gravitation, qui attirent les photons couplés aux électrons dans des puits de potentiels, et la pression de radiation qui s'y oppose. Comme les structures sont entrées dans l'horizons, les plus petites en premier, les oscillations du fluide pour différentes tailles caractéristiques sont déphasées comme représenté en figure 2.7. Le spectre C_ℓ^{TT} reflète ce déphasage sous forme de pics, dits *pics acoustiques*, pour des échelles plus petites que l'horizon au moment du découplage ($\ell > 180$). Les différences de vitesses au mo-

ment du découplage induisent également un effet Doppler). Les deux contributions aux oscillations (adiabatiques et Doppler), sont déphasées de $\pi/2$: lorsque le fluide est immobile (Doppler nul), la pression est extrême (inversement pour une zone de sous-densité), à l'inverse, lorsque le fluide atteint sa vitesse maximale, la pression de radiation est nulle [Hu et al 1997, Zaldarriaga 1998, Bond et al 1998].

- **la zone d'amortissement de Silk** [Silk 1968] : pour de petites échelles, on constate un amortissement des pics acoustiques. Celui-ci est dû à deux effets. Tout d'abord, la diffusion résiduelle des photons efface les structures dont la taille est inférieure à celle de leur libre parcours moyen : c'est l'*amortissement de Silk*. Par ailleurs, le découplage n'est pas un processus instantané. La surface de dernière diffusion a en réalité une épaisseur. De ce fait, en observant cette surface, nous intégrons les différentes contributions, gommant ainsi les structures dont la taille est inférieure à cette épaisseur ($\Delta z = 1088 \pm 1.2$ [Komatsu et al 2010]).

2.6.2 Spectre en polarisation

Les spectres de puissance C_ℓ^{TB} et C_ℓ^{EB} étant nuls pour des raisons de gaussianité du CMB, nous avons représenté uniquement les quatre spectres C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{EE} , C_ℓ^{BB} et C_ℓ^{TE} en figure 2.8. Ces spectres ont été générés en utilisant le programme CAMB [Lewis et al 2000], lui-même issu de CMBfast [Seljak & Zaldarriaga 1996] avec des paramètres cosmologiques pour un modèle Λ CDM [Komatsu et al 2010].

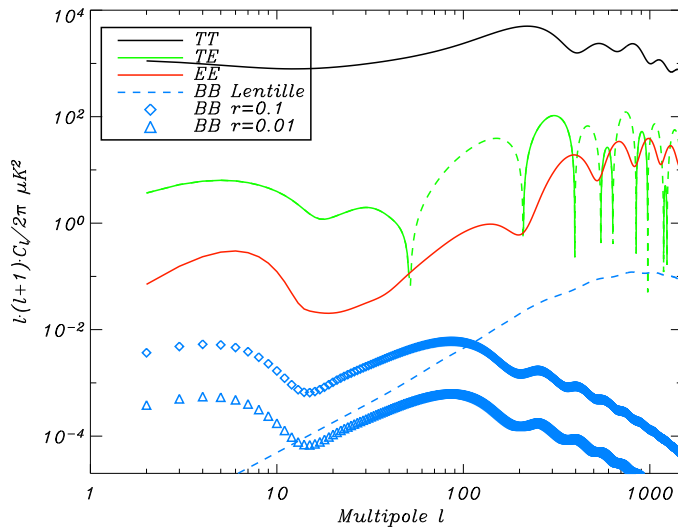


FIG. 2.8 – Spectres de puissance angulaire du CMB en fonction du multipôle l , en température et en polarisation, dans le cadre d'un modèle Λ CDM. Sont représentés, par ordre décroissant d'intensité, les spectres C_ℓ^{TT} (noir), le spectre C_ℓ^{TE} (vert trait plein et vert trait pointillé pour sa valeur absolue) et le spectre C_ℓ^{EE} (rouge). Le spectre C_ℓ^{BB} (bleu) est représenté pour différentes valeurs du rapport entre l'amplitude des perturbations tensorielles et celles des perturbations scalaires, r ($r = 0.1$ (diamants) et $r = 0.01$ (triangles)). Le spectre C_ℓ^{BB} correspondant à l'effet des lentilles gravitationnelles sur le spectre C_ℓ^{EE} est également présenté (bleu pointillé).

Nous pouvons y remarquer que les spectres polarisés sont largement inférieurs, en amplitude, au spectre de puissance en température, avec au mieux, un ordre de grandeur de différence. De même qu'en température, les spectres en polarisation comportent des oscil-

lations pour les échelles angulaires inférieures au degré (soit $l > 200$). Ces oscillations sont en opposition de phase avec celles qui apparaissent en température, car, contrairement à ces dernières, elles sont dues uniquement aux fluctuations de vitesse du fluide primordial (effet Doppler, voir figure 2.7). Les pics du spectre EE , équivalent seulement à quelques pourcents de ceux présents dans le spectre en température.

Le spectre TE , contenant l'information relative à la température et à la polarisation E est dépendant des deux phénomènes (effet Doppler et oscillations acoustiques). Il est positif ou négatif suivant les échelles angulaires considérées, et son amplitude est un ordre de grandeur inférieure à celle du spectre en température.

La réionisation a un impact majeur sur les spectres de puissance du CMB en température et en polarisation, qui est tout particulièrement remarquable sur le spectre TE à bas ℓ .

Comme nous l'avons déjà mentionné, seules les perturbations tensorielles peuvent générer des modes B . La présence de ce type de perturbations au sein du fluide primordial dépend de l'énergie de l'Inflation. De fait, l'amplitude du premier pic du spectre C_ℓ^{BB} est reliée à l'énergie de l'Inflation par la relation [Zaldarriaga & Seljak 1998] :

$$\frac{\ell(\ell+1)}{2\pi} C_\ell^{BB} \Big|_{\ell=\ell_{\text{pic}}} \simeq 0.024^2 \left(\frac{E_{\text{Inf}}}{10^{16}} \right)^4 \mu\text{K}^2 \quad (2.44)$$

En figure 2.8, nous avons représenté les modes B tensoriels pour différentes valeurs du rapport entre l'amplitude des perturbations tensorielles et scalaires. Ce paramètre r est directement lié à l'énergie de l'Inflation [Liddle & Lyth 2000] (par exemple, pour $r = 0.1$, $E_{\text{inf}} = 10^{16} \text{eV}$).

Nous avons également représenté, en figure 2.8, le spectre C_ℓ^{BB} induit par l'effet de lentilles gravitationnelles. La déviation de la lumière provoque une rotation du vecteur de polarisation des photons du CMB et produit des modes B à partir des modes E . Il en résulte des modes B dont le spectre pourrait dominer le spectre issu des perturbations tensorielles à partir de $\ell \simeq 200$, y compris pour de grandes valeurs de r [Zaldarriaga & Seljak 1998].

Nous remarquons de plus, sur les quatre types de spectres, un excès de puissance pour les multipôles $\ell \leq 15$. Ceci est dû à l'interaction des photons du CMB avec les électrons ionisés lors de la période de réionisation. L'amplitude de cet excès dépend de l'épaisseur optique de la réionisation, et sa position est quant à elle fonction de son décalage vers le rouge (voir section 2.5.3).

2.7 CMB et paramètres cosmologiques

Ainsi que nous l'avons détaillé dans le chapitre 1, les paramètres cosmologiques définissent le contenu, la dynamique et la géométrie de l'Univers. De fait, les spectres de puissance angulaire du CMB portent leurs empreintes. Par conséquent l'étude de l'allure de ces spectres de puissance, en température et en polarisation, permet de contraindre les valeurs de ces paramètres cosmologiques. Il existe des dégénérescences entre certains de ces paramètres, aussi, dans la description qui va suivre, nous présenterons leurs effets sur les spectres en faisant varier un seul de ces paramètres à la fois. ces dégénérescences peuvent être levées, soit en étudiant conjointement les spectres de puissance en température et en polarisation, soit en tenant compte des contraintes apportées par d'autres observables cosmologiques indépendantes (voir section 1.8).

- ▶ *constante de Hubble H_0* : elle représente la vitesse relative de l'expansion de l'Univers. De fait, si on augmente la valeur de H_0 , la distance entre un observateur et la surface de dernière diffusion s'en trouve diminuée. De fait, les structures sont vues sous un angle plus grand et les spectres de puissance du CMB sont alors décalés vers les grandes échelles angulaires (ou bas multipôles), en température comme en polarisation.
- ▶ *densité de baryons Ω_b* : nous avons mentionné que les pics acoustiques présents dans les spectres C_ℓ^{TT} résultent des oscillations de baryons avant le découplage. De fait, le rapport entre l'amplitude des deux premiers de ces pics nous renseignent sur la valeur de Ω_b . Notons l'accord remarquable entre la valeur obtenue en utilisant les données CMB (à $z \sim 1000$) et celles issue de la nucléosynthèse ($z \sim 10^9$) (voir section 1.8).
- ▶ *densité de matière Ω_m* : le rapport des paramètres Ω_b et Ω_m permet de déterminer l'amplitude des pics acoustiques. Ceci tient au fait que les photons ne sont pas couplés à la matière noire, et, donc, les processus générant les anisotropies ne sont sensibles qu'à Ω_b/Ω_m . Le rapport matière/ radiation permet également d'estimer le décalage vers le rouge de l'égalité rayonnement-matière, z_{eq}
- ▶ *masse totale des neutrinos* : en utilisant les données des mesures des BAO [Percival et al 2009], la mesure de la constante de Hubble H_0 [Riess et al 2009] et les données WMAP 7 ans, la masse totale des neutrinos a pu être contrainte, avec : $\sum m_\nu < 0.58$ eV (95% C.L.) [Komatsu et al 2010]
- ▶ *densité totale de l'Univers Ω_{tot}* : elle est liée à la courbure de l'Univers Ω_κ si on considère que les deux principales composantes de l'Univers Ω_Λ et Ω_m sont fixes. De fait, augmenter Ω_{tot} revient à rendre l'espace courbe. Une fluctuation identique sur la surface de dernière diffusion, dans un Univers fermé (resp. ouvert), apparaîtra sous un angle plus grand (resp. plus petit) que pour un Univers plat. Ceci entraîne un décalage du spectre de puissance angulaire vers les petits (resp. grands) multipôles.
- ▶ *densité d'énergie noire Ω_Λ* : ce paramètre est peu contraint par l'étude des spectres de puissance des anisotropies. En effet, il agit essentiellement sur la distance qui nous sépare de la surface de dernière diffusion et est donc fortement dégénéré avec la constante de Hubble. En utilisant des observables indépendantes (telles que les Supernovae de type Ia, voir section 1.8) il est possible de lever ses dégénérences. Celles-ci permettent de sonder l'Univers sur des distances beaucoup plus faibles ($z \sim 0.1 - 1$), et contraignent la différence $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. L'étude des lentilles gravitationnelles permet de contraindre la valeur de Ω_m de façon indépendante. L'utilisation de ces trois observables permet donc de contraintes à la fois Ω_m et Ω_Λ .
- ▶ *indice spectral scalaire n_s* : la forme globale du spectre de puissance permet de contraindre les modèles d'Univers primordial en faisant varier le spectre initial des fluctuations de densité. De fait, le spectre des fluctuations primordiales est modélisé par une loi de puissance k^{n_s} . Ainsi, une variation de n_s modifie la pente globale du spectre de puissance. Il a déjà été possible d'exclure une contribution des défauts topologiques au profit des modèles d'inflation grâce à la présence de pics acoustiques [Hanany et al 2002, Lange et al 2001, de Bernardis et al 2002]. Notons que ce phénomène est généré pour de faibles échelles angulaires, de même que l'effet

dû à la réionisation.

- *rapport des amplitudes des perturbations tensorielles et scalaires*, $r = C_\ell^t/C_\ell^s|_{\ell=2}$: comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe précédent, l'amplitude des pics acoustiques des modes BB , qui ne peuvent être générés que par des perturbations tensorielles, est directement proportionnel à r et à l'énergie de l'inflation. La mesure de cette amplitude, inexistante à ce jour, permettrait de contraindre fortement les modèles inflationnaires [Liddle & Lyth 2000].

L'étude des spectres de puissance du CMB a également permis d'étudier plus en détail la réionisation. À grandes échelles cet effet est fonction de l'épaisseur optique de la réionisation τ_r , qui exprime en fait la possibilité que les photons aient interagi une nouvelle fois. La position des spectres TT en fonction des multipôles ℓ dépend de la taille de l'horizon au moment de la réionisation, et permet de retrouver son décalage vers le rouge z_r . Sa largeur est, elle, dépendante de la durée de la réionisation. Les mesures du satellite WMAP ont permis de mesurer cette épaisseur optique $\tau_r = 0.088 \pm 0.015$ et le décalage vers le rouge auquel elle a eu lieu $z_r = 10.5 \pm 1.2$ [Komatsu et al 2010]. La réionisation possède une signature unique aux très grandes échelles angulaires, notamment en polarisation, et sa mesure permet de lever la dégénérescence et de contraindre n_s avec précision.

2.8 Émissions d'avant-plan

L'observation du CMB est contaminée par de nombreux avant-plan d'origines astrophysiques. En effet, les émissions du système solaire et de la Voie lactée ainsi que les sources extra-galactiques rayonnent elles aussi dans les domaines micro-onde et millimétrique, où l'émission CMB est maximale (voir section 2.3). Ces photons vont donc venir se superposer à ceux du CMB, avec, pour chacune d'elles, des caractéristiques spectrales et spatiales particulières. Les principaux avant-plan sont :

- *le rayonnement synchrotron* : l'intensité du champ magnétique galactique (de l'ordre du nG au μG) est suffisante pour accélérer les électrons relativistes, qui émettent alors des photons par rayonnement synchrotron [Rybicki & Lightman 1979]. Cette émission va donc dépendre localement de l'intensité du champ magnétique et du spectre en énergie des électrons. Cette émission non-thermique peut être modélisée en première approximation par une loi de puissance en $I_\nu \propto \nu^{-\alpha_s}$ [Rybicki & Lightman 1979]. On peut alors lui associer une température d'antenne de $T_{RJ} \propto \nu^{\beta_s}$ avec $\beta_s \in [-3.3, -2.7]$ [Kogut et al 2007, Gold et al 2008]. Elle est dominante pour les basses fréquences < 70 GHz). Cette émission est en outre fortement polarisée, avec un degré de polarisation $p \simeq 0.75$. Nous la caractériserons de façon plus précise dans le chapitre 6.
- *l'émission bremsstrahlung* : au sein d'un gaz chaud (présent dans le milieu interstellaire) les électrons sont freinés par interaction avec les ions positifs du milieu. Ils rayonnent cette énergie par ce qu'on appelle le rayonnement de freinage ou *bremsstrahlung* ou encore *free-free*. C'est une émission de type thermique qui peut être approximée par une loi de puissance [Rybicki & Lightman 1979] avec un indice spectral de l'ordre de $-2,1$ en température d'antenne [Bennett et al 2003a, Dickinson et al 2003, Finkbeiner 2003]. Cette émission n'est pas polarisée de ma-

nière significative. Nous décrivons ces caractéristiques de manière plus précise au cours du chapitre 6.

- ▶ *le rayonnement de la poussière* : il est dû à la présence de grains de poussière froids, provenant de résidus de Supernovae notamment, présents dans le milieu interstellaire. Ces grains de poussière rayonnent de manière diffuse, par émission thermique ou par rotation de leur moment dipolaire électrique (on parle alors d'émission rotationnelle de la poussière (ou *spinning-dust*) pour traduire cette rotation). La première contribution est bien décrite par une loi de *corps gris* de type $I_\nu = \nu^{\beta_d} B$ [Désert et al 1990] avec un indice spectral de $\beta_d \simeq 2.0$ en température d'antenne [Finkbeiner et al 1999]. Elle est dominante pour les hautes fréquences (> 70 GHz). L'étude des données ARCHEOPS (qui sera détaillé dans le chapitre 3) a permis de montrer que cette émission est fortement polarisée [Benoît et al 2004, Ponthieu et al 2005] avec un degré de polarisation $p \simeq 10\%$. Nous la décrivons de façon plus précise dans le chapitre 6. L'émission *spinning dust* serait très faiblement polarisée ($\sim 1 - 2\%$) [Lazarian & Draine 2000, Battistelli et al 2006].
- ▶ *l'émission "anormale"* : cette émission est encore très mal connue à ce jour. Suivant les zones de la galaxie, plusieurs hypothèses concernant les origines physiques de cet excès d'émission ont été proposées [Page et al 2007]. L'une de ces explication est l'émission *spinning-dust* [Page et al 2007]. Elle a récemment été mise en évidence lors d'observations récentes du nuage de Persée [Watson et al 2005] et du nuage de Magellan [Ysard et al 2010]. Son intensité serait maximale aux environs de quelques dizaines de GHz [Watson et al 2005]. Elle n'est pas polarisée de manière significative, ayant un degré de polarisation de $3_{-1.9}^{+1.3}$ [Battistelli et al 2006, Lazarian & Draine 2000]. L'excès d'émission au niveau du centre galactique, détecté dans les données WMAP [Dobler & Finkbeiner 2008] est elle aussi mal connu à ce jour. Plusieurs explications ont été formulées, bien qu'aucune ne soit réellement privilégiée à ce jour. Il pourrait être dû à du *spinning dust* [Finkbeiner et al 2004], à un excès d'émission synchrotron, voir même à de la matière noire se désintégrant [Finkbeiner 2004].
- ▶ *les sources extragalactiques* : ce sont des quasars ou des galaxies [Toffolatti et al 1998, Gonzalez-Nuevo et al 2008].
- ▶ *la lumière zodiacale* : les grains de poussière de tailles variées de notre système solaire émettent thermiquement dans le domaine micro-onde. Cette émission est très concentrée dans le plan de l'écliptique et à hautes fréquences.

Afin d'étudier correctement les anisotropies du CMB, en température comme en polarisation, il est primordial de réussir à s'affranchir de ces émissions d'avant-plan. Malheureusement, faute de mesure dans le domaine micro-onde, les connaissances que nous en avons sont le plus souvent incomplètes ou insuffisantes, tout particulièrement en polarisation.

Au cours de cette thèse nous avons participé activement à l'étude de ces émissions galactiques diffuses, en température et en polarisation, nous en parlerons plus en détail dans la troisième partie de cette thèse.

État des lieux : données CMB actuelles

3. Archeops

3.1 Description

En 1998, une partie de la collaboration PLANCK entraînée par A. Benoît propose d'embarquer un instrument similaire à l'instrument HFI de PLANCK (voir chapitre 5), alors en cours de construction, à bord d'un ballon stratosphérique, pour en tester les choix techniques faits pour PLANCK. Dans ce but, l'instrument ARCHEOPS¹ sera muni du même système de cryogénie à 100 mK, de la même optique, de détecteurs similaires (avec 4 bandes de fréquences d'observation centrées à 143, 217, 353 et 545 GHz) et une électronique semblable à celle de HFI.

Outre cette motivation, ARCHEOPS avait pour objectif de permettre la mesure des anisotropies du CMB en température sur une large gamme d'échelles angulaires, recouvrant à la fois les mesures du plateau de Sachs-Wolfe, faites par COBE [Smoot et al 1992], et les mesures du premier pic acoustique effectuées par BOOMERANG [De Bernardis et al 2000], MAXIMA [Hanany et al 2002] et DASI [Halverson et al 2000]. Cette thèse a débutée à la fin du traitement des données d'ARCHEOPS mais a néanmoins été réalisée en utilisant une grande partie de ces données pour caractériser les émissions galactiques diffuses, en température et en polarisation. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication [Fauvet et al 2010a] et seront décrits en détails dans les chapitres 6 et 10.

3.2 L'instrument

L'expérience ballon ARCHEOPS a tout d'abord effectué un vol test de 4h depuis Trapani en Italie en 1999 [Benoît et al 2002]. Deux vols scientifiques ont finalement été effectués depuis la base suédoise d'Esrange (à proximité de Kiruna, à 68° de latitude Nord). Le premier vol, dénommé KS1, a eu lieu en janvier 2001 et a duré 12 h. Le second, KS3, effectué en février 2002, a duré 24 h et a fourni 12 h de données exploitables scientifiquement, couvrant environ 30% du ciel. Au cours de ce vol, le ballon a pu atteindre l'altitude de 35 km, ce qui a permis de réduire considérablement la contamination atmosphérique (majoritairement due à l'ozone aux fréquences d'observation) par rapport aux expériences au sol.

Nous allons à présent décrire l'instrument ARCHEOPS. De nombreuses précisions à ce sujet peuvent être trouvées dans [Macías-Pérez et al 2007, Benoît et al 2002].

3.2.1 La nacelle

La nacelle en aluminium, contenant l'ensemble des éléments d'ARCHEOPS est représentée figure 3.1. On y remarque le télescope et le cryostat contenant les détecteurs. Cette nacelle est protégée des rayonnements parasites par un baffle en polystyrène recouvert de mylar aluminisé. La nacelle est également équipée de gyroscopes, d'un magnétomètre et d'un GPS, permettant de retracer sa position et son orientation durant le vol. Cette nacelle contient également un enregistreur de bord qui stocke les données jusqu'à sa récupération au sol.

¹<http://www.archeops.org/>

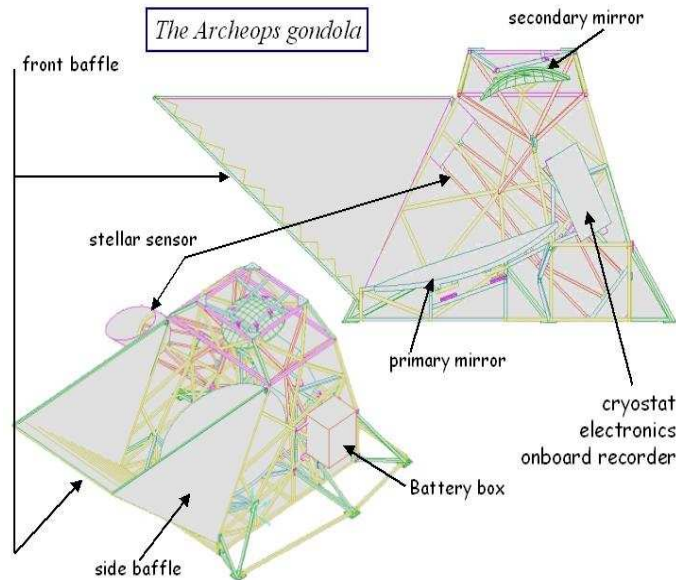


FIG. 3.1 – Représentation schématique de la nacelle d'ARCHEOPS. On peut y distinguer les miroirs du télescope, le cryostat, le senseur stellaire et le baffle

3.2.2 Le senseur stellaire

Pour construire des cartes à partir des observations il est nécessaire de connaître avec précision la direction où pointe le télescope à chaque instant. C'est la mission du senseur stellaire. Ici, il s'agit d'un télescope optique de 40 cm de diamètre dont la direction de pointage est proche de celle de l'instrument (à 1° près en azimuth et en ascension droite). Muni d'une barette de 46 photodiodes, il peut détecter entre 50 et 200 étoiles par tour, d'une magnitude allant jusqu'à 20. Après identification desdites étoiles par un catalogue, et reconstruction de la position géographique de la nacelle grâce au GPS, il est alors possible de reconstruire la position de pointage avec une précision d'environ 1.5 minutes d'arc [Macías-Pérez et al 2007].

3.2.3 Le télescope

Le télescope est similaire à celui qui a été placé sur le satellite PLANCK. De type grégorien hors-axe, il est constitué d'un miroir primaire parabolique de 1,77 m de grand-axe, et d'un miroir secondaire elliptique de 84 cm de grand-axe. Son axe optique est incliné de 41° par rapport à l'horizontale. Les 2 miroirs sont en aluminium pour limiter leurs poids et assurer leur résistance à l'accélération provoquée par l'ouverture du parachute lors de la descente de la nacelle.

3.2.4 Le système cryogénique

Le cryostat d'ARCHEOPS à 100 mK est similaire à celui qui est actuellement embarqué à bord de PLANCK (voir section 5). Il s'agit d'un système de dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ à cycle ouvert développé par A. Benoît à l'institut NÉEL de Grenoble [Benoît et al 1994]. ARCHEOPS possède un étage intermédiaire à 10 K. Ce système a été choisi pour son adaptabilité à une expérience ballon. Les 10 K sont obtenus par un refroidissement aux vapeurs d'Hélium provenant d'un système cryogénique classique à Hélium liquide, ce qui n'est possible qu'en

présence de pesanteur. La régulation passive de l'étage à 100 mK est identique à celle de PLANCK, par contre, ARCHEOPS ne dispose pas de régulation thermique active de cet étage. Suite aux trois vols d'ARCHEOPS il a été mis en évidence que les fluctuations en température à cet étage sont de l'ordre de 0.1% avec une constante de temps de $\simeq 1$ s [Macías-Pérez et al 2007].

3.2.5 L'optique

Le système optique d'ARCHEOPS est similaire à celui qui est utilisé à bord de PLANCK. Chacun des détecteurs possède trois cornets, deux à l'étage 10 K et un à l'étage à 100 mK, juste devant le détecteur. Chacun de ces systèmes est muni d'un filtre permettant la sélection des fréquences de détection et limitant la contamination par les rayonnements ne provenant pas du miroir primaire.

3.2.6 Le plan focal

Le plan focal d'ARCHEOPS regroupe 21 détecteurs, répartis sur les quatre bandes de fréquences précédemment citées. Lesdits bolomètres sont de type *spider web* [Bock et al 1995]. Par construction, ils présentent une grande résistance électrique et une faible masse les affranchissant des vibrations instrumentales.

Le canal à 353 GHz est sensible à la polarisation, ceci grâce à un polariseur OMT (*Ortho-Mode Transducer*) qui répartit le faisceau provenant du cornet vers deux bolomètres distincts. Initialement prévus pour être utilisés dans l'instrument HFI de PLANCK, ils ont finalement été remplacés par des bolomètres PSB (*Polarization Sensitive Bolometer*), qui sont plus sensibles et permettent un gain de place significatif en étant combinés en un seul boîtier.

Les caractéristiques des détecteurs d'ARCHEOPS sont réunies dans le tableau 3.1. Nous pouvons y constater que la sensibilité des bolomètres décroît avec la fréquence de mesure. La résolution angulaire est estimée à partir d'une gaussienne à deux dimensions, dont la valeur de la largeur moyenne à mi-hauteur, FWHM [Macías-Pérez et al 2007] (*Full Width at Half Maximum*) apparaît dans le tableau 3.1.

3.3 La stratégie de pointage

L'expérience ARCHEOPS devait pouvoir observer sur la plus grande partie du ciel possible, de manière à permettre l'accès aux grandes échelles angulaires (contrairement aux instruments BOOMERANG [Netterfield et al 2002] et MAXIMA [Hanany et al 2002] qui n'ont couvert que 0.3% et 4% du ciel respectivement) et de s'affranchir des effets systématiques liés à l'utilisation d'un ballon.

ARCHEOPS a balayé le ciel en cercles, avec une élévation constante et une fréquence de rotation de 2 tours par minute. Ces cercles sont dus à la rotation de la nacelle autour de l'axe formé par la chaîne qui la relie au ballon. Du fait du mouvement de la nacelle par rapport à la Terre provoqué par les vents stratosphériques et du mouvement de la Terre par rapport à la voûte céleste, les cercles de balayages ont été décalés les uns par rapport aux autres. Les variations des décalages entre les cercles sont fonction de la variation de

¹*Full Width at Half Maximum* : en supposant que le lobe de l'instrument est gaussien, cette quantité décrit la largeur à mi-hauteur.

Bolomètre	Résolution angulaire (FWHM ¹) [arcmin]	Sensibilité [$\mu\text{K}_{\text{CMB}} \cdot \text{s}^{1/2}$]
143K01	11.0	188
143K03	11.7	93
143K04	10.9	207
143K05	11.9	194
143K07	11.7	140
143T01	10.2	217
217K01	12.0	364
217K02	11.8	243
217K03	17.5	1559
217K04	15.9	163
217K05	11.3	369
217K06	15.1	149
217T04	14.0	320
217T06	15.2	276
353K01	11.9	1699
353K02	12.0	2016
353K03	11.9	1943
353K04	12.0	2271
353K05	12.1	1853
353K06	12.2	2543
545K01	18.3	6384

TAB. 3.1 – Caractéristiques des détecteurs d’ARCHEOPS en terme de résolution (FWHM¹) et de sensibilité instantanée. Chacun des détecteurs porte un nom dont les trois premiers chiffres représentent la fréquence du canal [Macías-Pérez et al 2007].

force du vent stratosphérique.

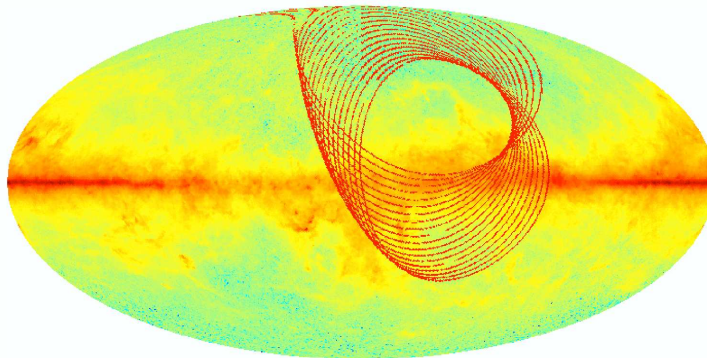


FIG. 3.2 – Stratégie de balayage d’ARCHEOPS [Macías-Pérez et al 2007]. L’instrument pointe avec une élévation constante et la rotation de la nacelle sur elle-même induit les grands cercles que nous pouvons observer. Ces grands cercles se déplacent sous l’effet conjugué du mouvement de la nacelle par rapport à la Terre et de la Terre par rapport à la voute céleste. La carte du ciel représentée ici est centrée sur l’anti-centre galactique.

Afin d’assurer la couverture spatiale la plus étendue possible, les cercles balayés au cours du vol doivent être grands. Ceci impose des vols nocturnes. En effet, pour des expériences effectuées sur de petites zones du ciel, l’instrument pointe dans une direction fixe, et est ainsi toujours dos au soleil. Ce n’est donc pas le cas pour l’expérience ARCHEOPS. La base d’Esrang (en Suède) a été choisi pour pouvoir effectuer le lancement durant la nuit polaire, les réserves d’électricité et de gaz permettant une autonomie de 24h équivalant à une couverture de 30% du ciel. Le vol KS3 dédié aux mesures scientifiques n’a pu être

lancé que le 7 février 2002, alors que la saison d’hiver était déjà bien entamée. Le vol a donc duré 12h seulement, mais, grâce aux vents violents ($\sim 400 \text{ km.h}^{-1}$) il a permis de couvrir 33% du ciel, au prix d’un échantillonnage plus faible (avec une double redondance sur $\simeq 1/3$ de la couverture).

3.4 Traitement du signal

Nous présenterons ici très brièvement le traitement qui fut appliqué aux données d’ARCHEOPS. Pour obtenir plus de détails, se référer à [Macías-Pérez et al 2007].

- ▶ **reconstruction du pointage** : La reconstruction du pointage en vol est la première étape de la chaîne de traitement des données. Pour cela, on utilise les données du senseur stellaire, qui sont alignées avec chaque bolomètre du plan focal grâce aux observations de Jupiter.
- ▶ **traitement des TOD** : le signal électrique en sortie des bolomètres est enregistré au cours du temps, avec une fréquence d’échantillonnage de 152.6 Hz. C’est ce qu’on appelle les *données ordonnées en temps* (TOD pour *Time Ordered Data*). La seconde étape du traitement des données consiste à étiqueter les zones des TOD correspondant aux perturbations subies par l’instrument (passage de rayons cosmiques dans le détecteur (*glitch*), non-stationnarité du bruit, variation du niveau de la ligne de base du signal ...). Ces zones, qui correspondent à moins de 1.5 % des données, ont été remplacées par des réalisations contraintes de bruit afin de préserver les caractéristiques principales du signal et du bruit lors d’un calcul des spectres de Fourier. Ces zones reconstruites n’ont pas été prises en compte lors de la construction des cartes. Les TOD ont ensuite été déconvoluées des constantes de temps des bolomètres. Enfin, les résidus atmosphériques et les bruits à basses fréquences ont été soustraits en utilisant une procédure de destriage n’introduisant pas d’erreur dans le signal à plus de 2 % pour les grandes échelles angulaires [Bourrachot 2004, Macías-Pérez & Bourrachot 2006].
- ▶ **filtrage** : des coupures ont finalement été effectuées dans l’espace de Fourier, afin de s’affranchir des résidus atmosphériques et galactiques (contribuant essentiellement aux très basses fréquences), ou encore, des structures d’origine mécanique (à hautes fréquences).
- ▶ **étalonnage** : les canaux les plus sensibles au CMB (143 et 217 GHz) ont été étalonnés à l’aide du dipôle cosmologique, tandis que les canaux moins sensibles au CMB (353 et 545 GHz) l’ont été avec la galaxie. Pour les premiers canaux, le dipôle est observé dans les données ARCHEOPS à 143 et 217 GHz avec un rapport signal sur bruit d’environ 500. Ceci a permis une reconstruction des coefficients d’étalonnage avec une précision allant de 4 à 8 %. Pour les autres canaux, on a utilisé des comparaisons avec les données de l’instrument FIRAS du satellite COBE, extrapolées aux fréquences d’ARCHEOPS en utilisant une loi de corps gris [Finkbeiner et al 1999], et les données ARCHEOPS dégradées à la résolution de FIRAS ($\sim 7^\circ$). Les coefficients d’étalonnage ont pu être reconstruits avec une précision de 12 % à 353 GHz et de 8 % à 545 GHz.
- ▶ **construction des cartes** : afin de réaliser des cartes du ciel à partir des TOD, il a fallu associer à chaque point de la TOD une direction du ciel. Les cartes ont ensuite

été générées, en utilisant deux techniques distinctes :

- la première est appelée *procédure de co-addition*. Elle équivaut à calculer la moyenne sur tous les points de la TOD correspondant à un pixel donné sur le ciel.

- La seconde est une procédure de réalisation de cartes *optimales*, MIRAGE [Yvon & Mayet 2005].

Cette procédure a permis de tenir compte du bruit instrumental en minimisant une fonction de vraisemblance. MIRAGE est en fait un algorithme itératif à deux phases, mettant en œuvre conjointement une réalisation optimale de carte et une suppression de la dérive à basses fréquences via un filtrage passe-haut de Butterworth. Le système final est résolu par une méthode de gradient conjugué.

Les cartes pour les canaux à 143 et 217 GHz ont été réalisées en utilisant les deux méthodes. Les cartes relatives aux détecteurs à 353 et 545 GHz ont été construites par co-addition.

- **soustraction des systématiques** : pour les cartes à 353 GHz, une carte-patron des résidus atmosphériques a été réalisée grâce à une séparation de composantes effectuée dans les TOD de l'ensemble des détecteurs à l'aide de l'algorithme SMICA [Delabrouille et al 2003]. Cette carte-patron a ensuite été soustraite pour chacun des bolomètres à 353 GHz, permettant une conservation de l'émission de la poussière avec une précision meilleure que 5 %.
- **construction des spectres de puissance angulaire** : leur estimation a été délicate, du fait de la couverture partielle du ciel, du filtrage des données dans la TOD et de la nature du bruit. Plus de détails à ce sujet peuvent être trouvés dans [Ponthieu et al 2005, Tristram et al 2005a, Macías-Pérez et al 2007].

3.5 Résultats scientifiques

ARCHEOPS a permis en premier lieu de valider les choix techniques faits pour PLANCK. La stratégie de pointage et la résolution d'ARCHEOPS lui ont permis d'accéder au spectre angulaire en température du CMB sur une large gamme d'échelles angulaires. L'expérience a ainsi assuré la jonction entre les observations faites à bas ℓ (voir chapitre 1) par COBE [Smoot et al 1992] (plateau de Sachs-Wolf) et celles du premier pic acoustique effectuées par BOOMERANG [Netterfield et al 2002], MAXIMA [Halverson et al 2000] et DASI [Lee et al 2001]. Ceci a été fait à partir des données du vol KS3 [Benoît et al 2004] et a permis de mettre des contraintes sur les paramètres cosmologiques [Benoît et al 2003b]. Le spectre de puissance angulaire en température obtenu est représenté figure 3.4. Finalement, en utilisant XSPECT [Tristram et al 2005b] a pu estimer les C_ℓ (voir chapitre 1) jusqu'au second pic acoustique avec des barres d'erreur dominées par la variance d'échantillonnage jusqu'au premier pic ($\ell \simeq 200$).

L'utilisation des données du canal polarisé à 353 GHz (voir cartes représentées en figure 3.3) a permis la première mesure de la polarisation de la poussière dans le plan galactique [Benoît et al 2004] donnant par la même une estimation de la composante polarisée de cette poussière galactique [Ponthieu et al 2005] à hautes latitudes galactiques. Les cartes en température et en polarisation à 353 GHz, où cette émission est dominante [Tristram et al 2005a], sont représentées en figure 3.3. La carte des anisotropies en température du CMB obtenue après soustraction des émissions galactiques [Tristram et al 2005b] est représentée en figure 3.5.

L'utilisation des données d'ARCHEOPS a été florissante dans de nombreux domaines :

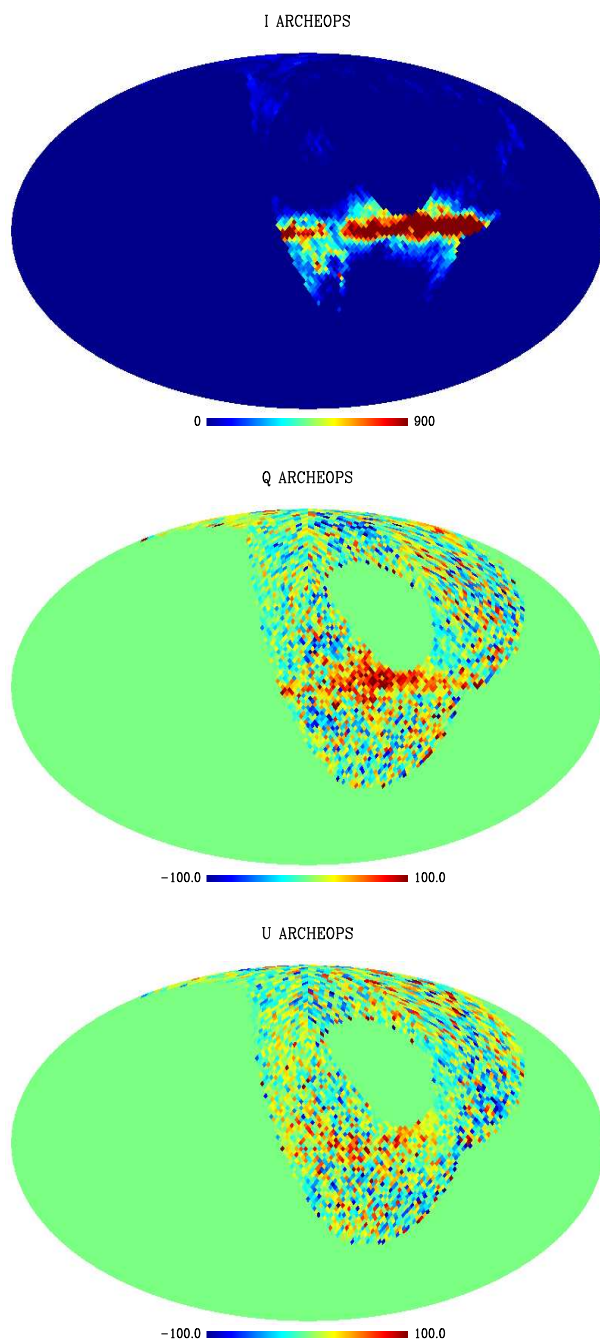


FIG. 3.3 – De haut en bas : Cartes en température et polarisation Q et U à 353 GHz construites à partir des données ARCHEOPS

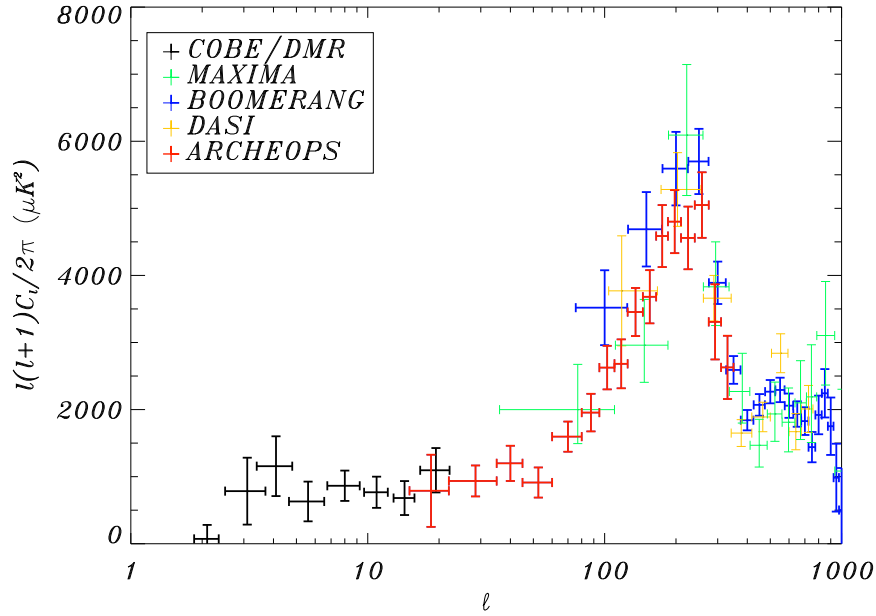


FIG. 3.4 – : Mesures du spectre de puissance angulaire du CMB en température existants au moment de l'analyse des données ARCHEOPS. Les points correspondants à ARCHEOPS sont ceux calculés dans [Benoît et al 2004]. Ils sont comparés aux résultats des expériences COBE [Smoot et al 1992], BOOMERANG [De Bernardis et al 2000], DASI [Halverson et al 2000] et MAXIMA [Hanany et al 2002].

elle a notamment permis l'étude de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch [Hernandez-Monteguido et al 2005] (en utilisant conjointement les données WMAP), l'analyse des sources ponctuelles [Désert et al 2007, Macías-Pérez et al 2010a], l'estimation de la gaussianité des anisotropies du CMB [Curto et al 2007, Curto et al 2008] et l'étude de l'émission diffuse de poussière galactique [Paladini et al 2007].

Des travaux basés sur ces mêmes données ont également été menés au cours de cette thèse [Fauvet et al 2010a, Fauvet et al 2010b, Macías-Pérez et al 2010b] et ils seront décrits dans les chapitres 10, 12, 13 et 14.

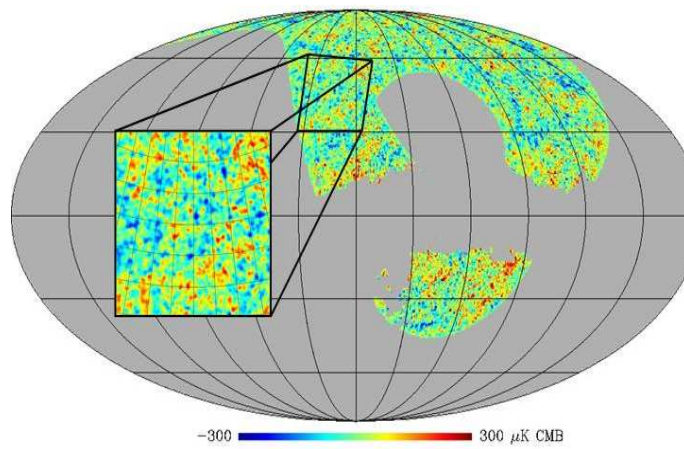


FIG. 3.5 – Carte des anisotropies du CMB en température, tirée de [Tristram et al 2005b], construite à partir des données ARCHEOPS, lissée avec un lobe gaussien de 30 minutes d'arc, représentée en coordonnées galactiques, centrée sur l'anti-centre galactique. Une portion du ciel de 30×30 degrés avec une redondance élevée et centrée en $(l, b) = (195^\circ, 45^\circ)$ a été zoomée. La grille apparaissant sur la carte est découpée en zones de 30° et la portion mise en exergue est découpée en zones de 5° .

4. WMAP

4.1 Description

L'expérience satellite américaine WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropies Probe*)¹ s'inscrit dans la lignée de l'instrument COBE. Elle a pour but de mesurer les anisotropies en température avec précision et de fournir une première observation sur tout le ciel de la polarisation du CMB. Ce satellite ayant été lancé le 30 juin 2001, nous avons pu utiliser successivement au cours de cette thèse les données obtenues après un an, trois ans et sept ans d'observations. Nous présenterons donc ici les résultats relatifs aux données sept ans.

4.2 L'instrument

Un schéma descriptif du satellite est représenté figure 4.1. Nous pouvons y voir que le satellite WMAP comporte 2 télescopes grégoriens hors-axe placés dos-à-dos. Deux signaux, chacun étant capté par un télescope différent, sont séparés de 180° en azimuth et $\simeq 141^\circ$ en ascension droite. Ils atteignent ensuite les miroirs secondaires quasi-identiques pour finalement venir éclairer 20 cornets, soit 10 pour chaque chemin optique. Le signal est, pour chaque cornet, séparé en deux polarisations orthogonales par des OMT (*OrthoMode Transducer*). Soient A et A' les deux signaux orthogonaux sortant pour un cornet et B et B' les signaux sortant pour l'autre cornet. Les signaux A et B' sont tous deux détectés par un système radiométrique. Ils sont ensuite amplifiés par les HEMT (*High Electron Mobility Transistor*), filtrés, détectés, différenciés puis stockés. La paire de signaux A' et B est traitée de façon similaire. En sortie de chaque radiomètre on obtient donc deux paires de signaux AB' et $A'B$ qui constituent un *assemblage différentiel*. Chacun des deux modes de polarisation de ces assemblages différentiels représente au total 10 canaux couvrant 5 bandes de fréquence centrées à 23 (1 canal), 33 (1), 41 (2), 61 (2) et 94 GHz (4). L'ensemble de la chaîne de détection est refroidie à 90 K de manière passive.

Les caractéristiques de chacune de ces bandes de fréquences sont détaillées dans le tableau 4.1.

Nom de la bande de fréquence	K	Ka	Q	V	W
Fréquence centrale (GHz)	23	33	41	61	91
Largeur de bande (GHz)	5.5	7.0	8.3	14.0	20.5
Nombre d'assemblages différentiels	1	1	2	2	4
Nombre de radiomètres	2	2	4	4	8
Taille du lobe (FWHM ¹) (°)	0.88	0.66	0.51	0.35	0.22
Sensibilité(mK·s ^{1/2})	0.8	0.8	1.0	1.2	1.6

TAB. 4.1 – Caractéristiques des bandes de fréquence de WMAP en terme de largeur de bande, de résolution (FWHM¹) et de sensibilité instantanée.

Le satellite WMAP est actuellement toujours en orbite autour du point L2 de Lagrange du système Terre-Soleil, situé à 1.5 millions de la Terre. Il effectue une observation complète du ciel en six mois grâce aux effets combinés de : la rotation du satellite sur lui-même, de la précession par rapport à l'axe de rotation (qui s'effectue en une heure autour du plan de l'ecliptique) et de la rotation de la Terre et du Soleil autour de leur centre de gravité commun. Au cours de chaque rotation du satellite sur lui-même (soit toutes les

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

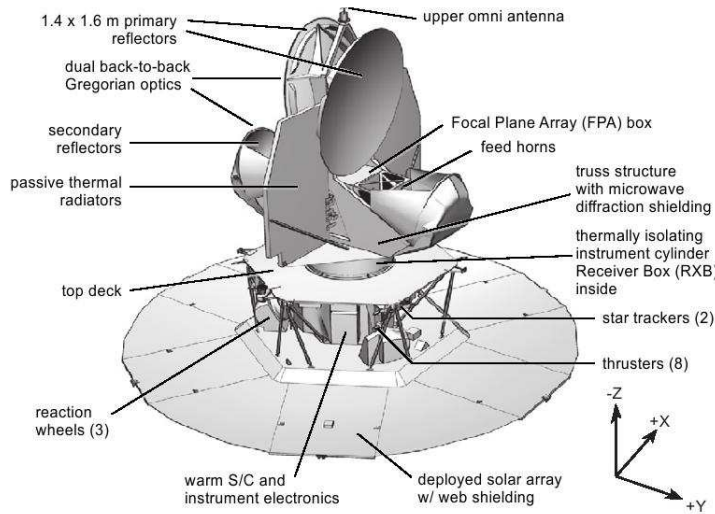


FIG. 4.1 – Le satellite mesure 3.8 m de haut et le panneau solaire déployé 5 m de diamètre.

129 secondes), chaque paire de cornets décrit un cercle sur le ciel (un schéma de la stratégie d’observation est fourni figure 4.2).

Pour une description plus détaillée du satellite, se référer à [Bennett et al 2003c].

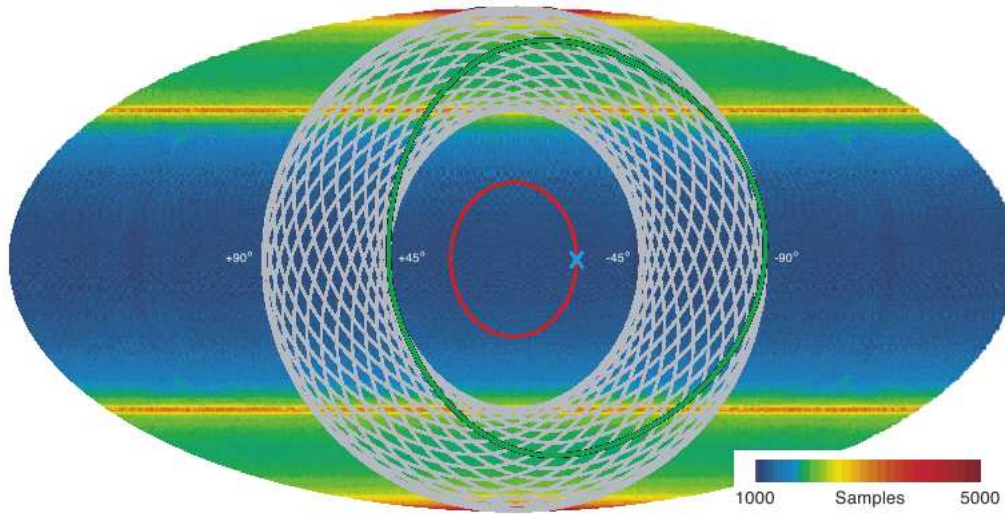


FIG. 4.2 – : Nombre d’observations indépendantes réalisées au cours d’une année par WMAP en coordonnées écliptiques. L’axe de rotation du satellite effectue une précession le long du cercle rouge en une heure. Quand il se trouve à la position de la croix bleue, une paire de cornets décrit le cercle vert en 129 secondes. Les cercles blancs indiquent l’effet résultant de la précession. (bleu).

Le satellite WMAP a fourni des cartes complètes du ciel pour les paramètres de Stokes I, Q et U après trois ans, cinq ans et sept ans de prise de données, et ce, pour chacune des 5 bandes de fréquences. Ces cartes ont été produites en calculant la moyenne pixel par pixel, pondérée par le nombre d’observation, de l’ensemble des cartes correspondant à un an de prise de données [Hinshaw et al 2009, Jarosik et al 2009]. Elles sont disponibles en format HEALPIX [Górski et al 2005] à la résolution $N_{side} = 512$ (soit des pixels de $\simeq 7$ minutes d’arc de côté) sur le site de *Lambda* (*Legacy Archive for Microwave Background*

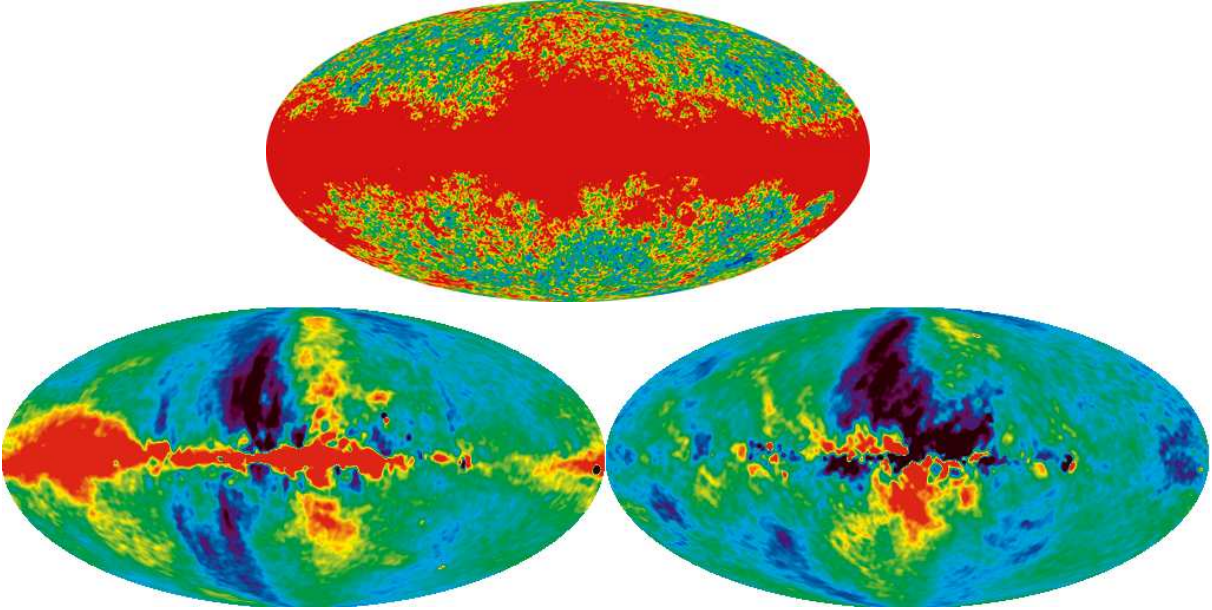


FIG. 4.3 – De haut en bas : Cartes en température et polarisation Q et U à 33 GHz construites à partir des données WMAP 7 ans et lissées avec un lobe gaussien de 2° , tirées de [Hinshaw et al 2009]. On peut y remarquer la forte présence des émissions galactiques diffuses, en particulier dans le plan galactique.

Data Analysis)².

A partir de ces mêmes données ont été produites des cartes *nettoyées* des émissions galactiques diffuses (synchrotron, poussière et rayonnement de freinage). Pour ce faire, des modèles de ces émissions ont été soustraits à l'ensemble des cartes correspondant à un an de prise de données, de manière à conserver les propriétés initiales du bruit. Plus de détails concernant les procédures utilisées dans le traitement des cartes en température et en polarisation sont donnés dans [Hinshaw et al 2007, Page et al 2007]. Les cartes à 23 GHz en température et en polarisation Q et U construites à partir des données WMAP 7 ans [Hinshaw et al 2009] sont représentées en figure 4.3. On peut remarquer la présence des émissions galactiques, en particulier au niveau du plan galactique.

Les cartes des émissions galactiques synchrotron, *bremsstrahlung* ou de la poussière thermique, construites grâce à des méthodes de MCMC à partir des données WMAP sept ans [Gold et al 2010], sont représentées en figure 4.4.

La carte des anisotropies du CMB en température obtenue par l'équipe de WMAP après 7 ans de prise de données et en utilisant une méthode de type ILC (*Internal Linear Combinaison*) (voir [Jarosik et al 2009] pour plus de détails) pour soustraire les émissions d'avant-plan, est représentée en figure 4.5

4.3 Résultats

4.3.1 Spectres de puissance angulaire

WMAP a été la première expérience à permettre une mesure de précision des anisotropies en température du CMB sur une aussi vaste gamme d'échelles angulaires. Après sept ans de prise de données, le spectre de puissance angulaire mesuré, C_ℓ^{TT} , est dominé par la

²<http://lambda.gsfc.nasa.gov/>

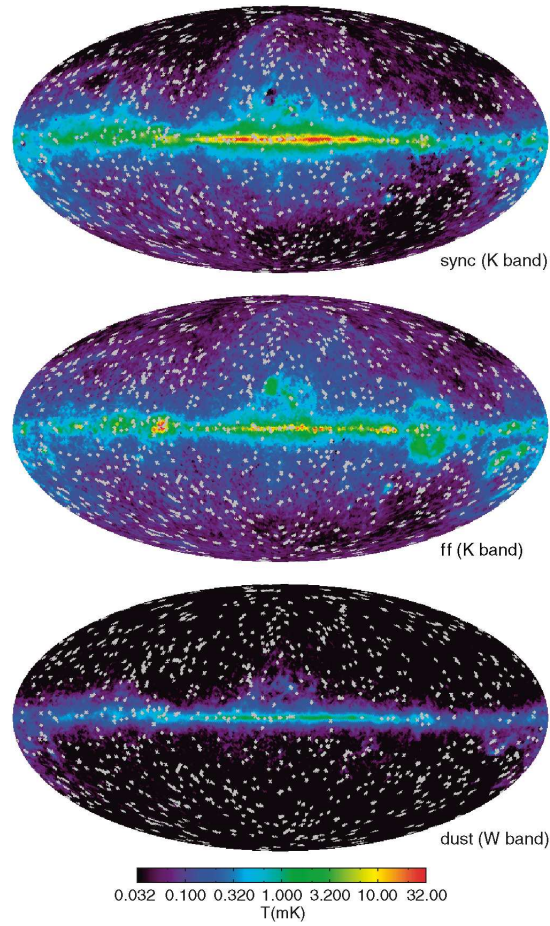


FIG. 4.4 – Cartes en températures des émissions galactiques diffuses estimées par un processus d’ajustement basé sur une méthode MCMC. Les émissions synchrotron et bremsstrahlung sont générées à partir des données du canal K. L’émission de la poussière a été estimée à partir des données du canal W. Les points en gris représentent les pixels masqués, à causes notamment de sources ponctuelles.

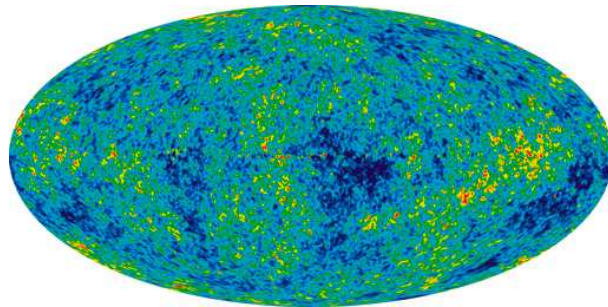


FIG. 4.5 – Cartes des anisotropies en température du CMB construites à partir des données WMAP 7 ans en en utilisant une méthode ILC pour soustraire les émissions d’avant-plan, tirées de [Jarosik et al 2009].

variance cosmique jusqu'à $\ell = 548$ et le rapport signal sur bruit est plus grand que l'unité jusqu'à $\ell = 919$ [Larson et al 2010, Jarosik et al 2009].

De plus WMAP a permis l'estimation du spectre de puissance de la corrélation croisée température/polarisation C_ℓ^{TE} jusqu'au second pic ($\ell \simeq 450$) avec une grande précision [Larson et al 2010] voir figure 4.6. La quantité d'émission mesurée à bas ℓ ($\ell < 10$) étant proportionnelle à l'épaisseur optique τ_r à l'époque de la réionisation, cette mesure constitue une sonde unique de cette période. Le spectre de puissance en polarisation C_ℓ^{EE} a pu être mesuré pour la première fois à très grande échelle angulaire. En utilisant les cartes *nettoyées*, un signal $\ell(\ell + 1)C_{\ell \in [2,7]}^{EE}/(2\pi) = 0.074_{-0.025}^{+0.034} \mu\text{K}^2$ (68% C.L.) a été détecté [Larson et al 2010], dû à la rediffusion des photons du CMB sur les électrons libres durant la période de réionisation. Bien que le spectre C_ℓ^{BB} à bas ℓ , attendu comme preuve de l'existence des ondes gravitationnelles primordiales, n'ait pas encore été mesuré à ce jour, les données WMAP permettent néanmoins de fixer une limite supérieure : $\ell(\ell + 1)C_{\ell \in [2,7]}^{BB}/(2\pi) < 0.055 \mu\text{K}^2$ (95% C.L.) [Larson et al 2010].

4.3.2 Contraintes sur les paramètres cosmologiques

Les données WMAP obtenues après sept ans d'observation, combinées à d'autres données astrophysiques, ont permis de contraindre les paramètres du modèle cosmologique standard [Komatsu et al 2010]. Les données WMAP seules suffisent à contraindre un modèle cosmologique de type ΛCDM à six paramètres (densité de matière $\Omega_m h^2$, densité de matière baryonique $\Omega_b h^2$, constante de Hubble H_0 , amplitude des fluctuations du spectre de matière σ_8 , épaisseur optique de la réionisation τ_r et indice spectral des perturbations scalaires n_s) comme indiqué dans le tableau 4.2. Ces contraintes sont améliorées par l'utilisation de données indépendantes, comme la mesure des oscillations acoustiques baryoniques (BAO pour *Baryon Acoustic Oscillations*) [Percival et al 2009] et la mesure de la constante de Hubble H_0 [Riess et al 2009]. Les contraintes ainsi obtenues sont récapitulées dans le tableau 4.2.

L'utilisation conjointe de ces données WMAP, des mesures de BAO et l'étude des Supernovae de type Ia [Hicken et al 2009, Kowalski et al 2008] a permis d'apporter des contraintes sur la géométrie de l'Univers, celui-ci pouvant être considéré comme plat, avec $-0.0178 < \Omega_k < 0.0063$ (95 % C.L.) [Komatsu et al 2010]. En supposant $\Omega_k = 0$, l'utilisation des données WMAP, mesures des BAO et de H_0 , permet de poser une équation d'état pour l'énergie noire de $\omega = -1.1 \pm 0.14$ et une limite supérieure sur la masse totale de neutrinos $\sum m_\nu < 0.58 \text{ eV}$ (95% C.L.).

En prenant comme hypothèse que le spectre des fluctuations primordiales est adiabatique et a un comportement en loi de puissance, les données WMAP ont permis de contraindre la valeur de n_s à la valeur 0.963 ± 0.011 [Komatsu et al 2010]. Le rapport tenseur-scalaire r a également pu être contraint, avec $r < 0.24$ (95% C.L.) en tenant compte des mesures des BAO et de H_0 [Komatsu et al 2010].

Enfin, à ce jour, aucune preuve de la non gaussianité n'a été mise en évidence, avec le paramètre de non-linéarité f_{NL} tel que $-5 < f_{NL} < 59$ (95% C.L.) en tenant compte des données SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) [Slosar et al 2008].

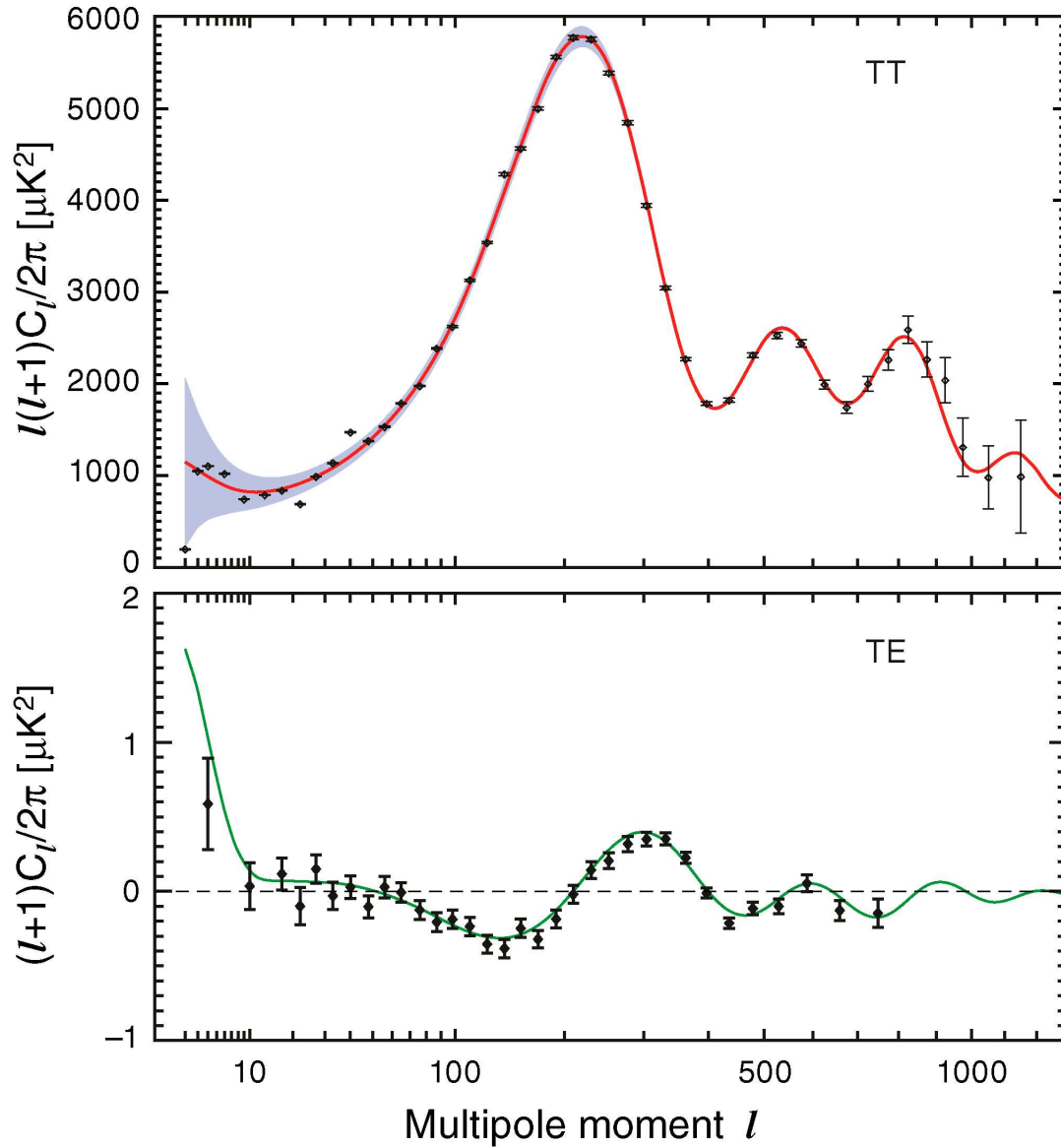


FIG. 4.6 – Spectres de puissance angulaire C_ℓ^{TT} et C_ℓ^{TE} représentés en $\ell(\ell + 1)C_\ell/2\pi$ (μK^2), calculés à partir des données prises par WMAP [Larson et al 2010].

	Données WMAP seules	Données WMAP+ BAO + H_0
h ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$)	0.710 ± 0.025	$0.704^{+0.013}_{-0.013}$
Ω_Λ	0.734 ± 0.029	$0.728^{+0.015}_{-0.016}$
$\Omega_m h^2$	$0.1334^{+0.0056}_{-0.0055}$	0.1329 ± 0.0051
$\Omega_b h^2$	$0.02258^{+0.0057}_{-0.0056}$	0.1349 ± 0.00036
$\Omega_{\text{CDM}} h^2$	0.1109 ± 0.0056	0.1123 ± 0.0035
σ_8	0.801 ± 0.030	0.809 ± 0.024
n_s	0.963 ± 0.014	0.963 ± 0.012
τ_r	0.088 ± 0.015	0.087 ± 0.014
z_r	10.5 ± 1.2	10.4 ± 1.2

TAB. 4.2 – Meilleur ajustement des paramètres cosmologiques pour un modèle Λ CDM, à partir des seules données WMAP [Komatsu et al 2010] (colonne de *gauche*) et à partir de la combinaison des données WMAP, de la mesure des oscillation acoustiques de baryons BAO [Percival et al 2009] et de la mesure de la constante de Hubble H_0 [Riess et al 2009] (colonne de *droite*).

5. Planck

5.1 Préambule

L'expérience satellite PLANCK¹, mission de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), a été embarquée a bord de la fusée Ariane 5 en compagnie du satellite Herschel Space Observatory ² le 14 mai 2009. Le satellite a finalement atteint le point L2 de Lagrange, situé à 1,5 millions de kilomètres de la Terre pour au moins 2 sondages nominaux de 7 mois chacun. Son objectif principal est de permettre la mesure ultime des anisotropies du CMB en température, et la mesure la plus précise possible des anisotropies en polarisation étant données les technologies disponibles actuellement [Planck Bluebook]. Deux limites sont à considérer pour cette mesure : la variance cosmique et le bruit instrumental. L'une est inhérente à la nature du CMB (voir chapitre 2) et ne peut être dépassée. L'autre est due aux fluctuations statistiques du signal détecté par le détecteur, et sa contribution diminue avec le temps d'intégration. PLANCK devrait déterminer le spectre de puissance des anisotropies en température en étant uniquement dominé par la variance cosmique jusqu'à $\ell \simeq 2000$. Afin d'atteindre ces objectifs de précision, PLANCK est doté d'une grande couverture en fréquences : de 30 GHz à 857 GHz, ce qui lui permet également d'accéder à des informations atrophysiques très précises. Ainsi la mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovich sur des milliers d'amas permettra d'étudier leur structure et leur évolution, et la cartographie du ciel avec une résolution angulaire de 5 minutes d'arc permettra la caractérisation des émissions galactiques (voir section 2.8). Afin de pouvoir observer sur cette vaste bande de fréquences, PLANCK est constitué de 2 instruments : un à basses fréquences, LFI (*Low Frequency Instrument*), doté de radiomètres centrés à 30, 44 et 70 GHz, et un à hautes fréquences, HFI (*High Frequency Instrument*), équipé de bolomètres centrés à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz, chacun étant géré par des consortiums d'instituts scientifiques distincts.

5.2 Présentation

5.2.1 Le satellite

Une vue d'artiste du satellite PLANCK est présentée sur la figure 5.1. On y distingue un télescope grégorien hors-axe de 1.5 m de diamètre apparent (1.7 m pour le miroir primaire et 1 m pour le miroir secondaire). Ce télescope transmet la lumière aux instruments HFI et LFI qui feront l'objet d'une description plus précise ultérieurement. Le satellite comporte également un senseur stellaire, dont le rôle est de reconstruire le pointage, trois cônes d'isolation thermique permettant de séparer les parties froides et chaudes du satellite, ainsi qu'un module de service qui contient l'électronique des 2 instruments, du satellite lui-même et des réservoirs à hélium. Enfin une enceinte protège le télescope de la lumière parasite et un panneau solaire permet de placer le satellite à l'ombre en le préservant de la lumière du soleil.

Les données sont stockées à bord du satellite puis transmises au cours d'une fenêtre de visibilité de trois heures par jour à une station de l'ESA en Australie avant d'être redirigées vers les différents centres de calcul.

¹<http://www.rssd.esa.int/Planck>

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

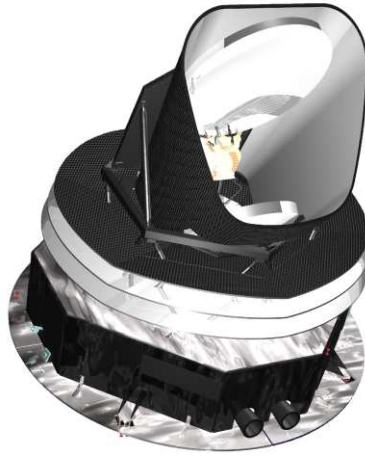


FIG. 5.1 – Vue d’artiste du satellite PLANCK. Nous pouvons distinguer le télescope avec ses miroirs primaire et secondaire illuminant le plan focal, l’enceinte de protection du télescope, les cônes d’isolation thermique ainsi que le panneau solaire.

5.2.2 La stratégie de pointage

La stratégie de pointage du satellite a été choisie de manière à optimiser la soustraction des effets systématiques. Pour ce faire, le satellite balaie le ciel en parcourant son orbite autour du point L2 de Lagrange à une vitesse $f_{spin} = 1 \text{tr} \cdot \text{min}^{-1}$. Le télescope pointe à 85 degrés de l’axe de rotation du satellite et est dirigé dans la direction opposée à celle du soleil. L’instrument balaie alors le ciel en décrivant des anneaux, chaque anneau étant parcouru 60 fois pour assurer une redondance optimale. À raison de 24 anneaux par jour, séparés de $\simeq 2.5^\circ$, il faudra à Planck 7 mois pour cartographier le ciel dans sa totalité.

Le senseur stellaire, placé dans l’alignement de la direction d’observation, permet de reconstruire la direction de pointage au cours du temps. Les décalages directionnels entre les deux seront estimés par l’analyse des sources ponctuelles, garantissant ainsi une précision de l’ordre de 0.5 minutes d’arc, au mieux, dans la reconstruction finale du pointage [Planck Bluebook].

5.2.3 Le plan focal

Le plan focal du satellite PLANCK, représenté schématiquement sur la figure 5.2, est composé de 74 détecteurs, répartis en deux instruments LFI et HFI, qui couvrent 9 fréquences de 30 à 857 GHz. Les détecteurs de HFI sont placés au centre et ceux de LFI sont situés à la périphérie. Les détecteurs de même fréquence (situés sur une même ligne) sont séparés d’un demi-lobe, les différentes lignes étant séparées d’un demi-degré.

5.2.4 La cryogénie

Les instruments LFI et à plus forte raison HFI, ont un fonctionnement optimal à très basse température. La régulation thermique de ces instruments est due à l’action combinée de 3 systèmes de cryogénie actifs et d’un refroidissement passif. Ce dernier, assuré par les trois cônes d’isolation du satellite (voir figure 5.1), permet de réduire la température jusqu’à $\simeq 50\text{K}$. Le refroidissement actif est assuré comme suit :

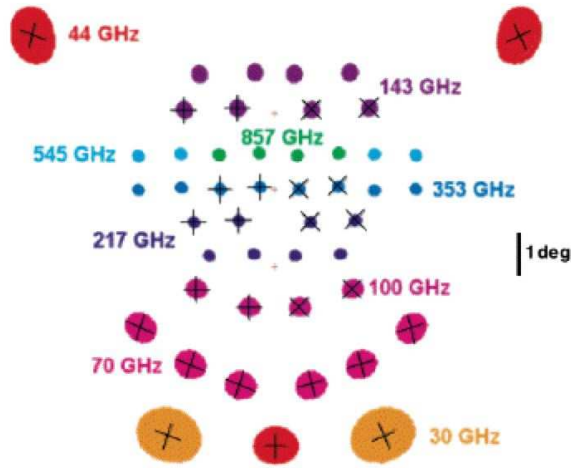


FIG. 5.2 – Représentation schématique du plan focal de PLANCK [Planck Bluebook]. Les bolomètres d’HFI (à hautes fréquences) sont situés au centre entourés par les radiomètres de LFI (à basses fréquences). Les directions de polarisation sont représentées sur les détecteurs qui y sont sensibles. Les détecteurs situés sur une même ligne sont séparés d’un demi-lobe, les différentes lignes étant séparées d’un demi-degré.

- ▶ *étape à 18 K* : cette température est atteinte grâce à un cycle fermé d’hydrogène appelé *sorption cooler* [Wade et al 2000, Bhandari et al 2000, Bhandari et al 2001]. C’est un système constitué de six compresseurs identiques fonctionnant en cycle, remplis d’un hydrure métallique qui absorbe puis rejette de l’hydrogène gazeux, refroidissant ainsi par détente Joule-Thomson. Ce système, qui a l’avantage de ne pas propager de vibrations aux différents détecteurs, permet d’obtenir la température de 18 K nécessaire au fonctionnement de l’instrument LFI et assure le pré-refroidissement de l’instrument HFI.
- ▶ *étape à 4 K* : la température de 4 K est obtenue par une détente de Joule-Thomson d’Hélium, fonctionnant en boucle fermée, à partir du pré-refroidissement à 18 K. Contrairement aux compresseurs du système précédent, ceux-ci produisent des vibrations, et sont donc placés face-à-face, fonctionnant en opposition de phase, pour s’affranchir de ces vibrations.
- ▶ *étape à 1.6 K et 100 mK* : le refroidissement des deux étages les plus froids est opéré par un système de dilution en cycle ouvert d’ ^3He dans l’ ^4He , développé et réalisé par l’équipe de A. Benoît à l’institut Néel de Grenoble, et décrit dans [Benoît et al 1994]. Un système de refroidissement similaire a été utilisé pour le cryostat d’ARCHEOPS, tel que décrit dans le chapitre 3. Le principe est le suivant : une réaction endothermique se produit à l’interface $^3\text{He}/^4\text{He}$ lors du mélange de ces deux fluides, proportionnellement au débit d’ ^3He . En présence d’un champ de pesanteur, il est possible de marquer la séparation des phases pour diluer l’ ^3He dans l’ ^4He puis finalement évaporer l’ ^3He . Cela n’est pas possible en apesanteur. Pour y remédier, A. Benoît et son équipe ont développé un nouveau procédé : en maintenant un fort débit d’ ^3He des bulles apparaissent dans le mélange et sont maintenues par capillarité dans les tubes fins de l’échangeur. La réaction endothermique a alors lieu à l’interface bulle/mélange et permet d’atteindre les 100 mK nécessaires pour atteindre la sensibilité désirée.

5.2.5 L'instrument LFI

L'instrument basses fréquences de PLANCK [Bersanelli & Mandolesi 2000] appartient à la troisième génération de détecteurs dédiés à l'observation du CMB et utilisant des radiomètres centimétriques, dans la lignée des instruments DMR (*Differential Microwave Radiometer*) de COBE et WMAP (voir chapitre 4) mais fonctionnant à 18K. Il couvre trois bandes de fréquences centrées à 30, 44 et 70 GHz. Il est en fait constitué d'une matrice composée de 22 détecteurs différentiels équipés d'amplificateurs HEMT (*High Electron Mobility Transistors*). La mesure est basée sur l'estimation de la pseudo-corrélation différentielle entre le signal observé sur le ciel et un corps noir de référence fourni par l'étage 4 K de HFI, le but étant de minimiser la différence entre les deux signaux. Le signal et le corps noir de référence étant amplifiés par le même gain, il est alors possible de retrouver la puissance réelle du signal mesuré tout en supprimant une partie des systématiques et du bruit en $1/f$.

Les radiomètres étant par nature polarisés, la mesure effectuée à 70 GHz sera d'une grande importance, car c'est à cette fréquence que le niveau des émissions galactiques polarisées devrait être parmi les plus faibles (en considérant tout le ciel). Les principales caractéristiques de l'instrument LFI sont résumées dans le tableau 5.1.

	LFI			HFI					
Fréquence centrale (GHz)	30	40	70	100	143	217	353	545	857
Radiomètres polarisés	2	3	6
<i>Spider-web</i>	4	4	4	4	4
PSB	8	8	8	8
Résolution angulaire (FWHM en arcmin)	33	24	14	9.5	7.1	5.0	5.0	5.0	5.0
Sensibilité ($\mu\text{K}\cdot\text{s}^{1/2}$)	120	140	190	50	62	91	277	1998	$9.1\cdot 10^4$
$\Delta T/T$ (température, $\mu\text{K}/\text{K}$)	2.0	2.7	4.7	2.5	2.2	4.8	14.7	147	6700
$\Delta T/T$ (polarisation, $\mu\text{K}/\text{K}$)	2.8	3.9	6.7	4.0	4.2	9.8	29.8

TAB. 5.1 – Caractéristiques des détecteurs de PLANCK pour ces deux instruments, LFI et HFI [Planck Bluebook], les sensibilités sont données pour 14 mois d'observation du ciel, par pixel dont la taille est définie en fonction de la FWHM du lobe.

5.2.6 L'instrument HFI

L'instrument hautes fréquences [Lamarre et al 2003] comporte quant à lui 6 fréquences de mesure centrées à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz réparties sur 52 détecteurs. Ces détecteurs de type bolométrique possèdent des systèmes d'absorption du rayonnement, reliés à des thermomètres sensibles aux variations de température. La taille de la maille de ces absorbeurs définit la limite inférieure de l'intervalle de longueurs d'onde auxquelles le bolomètre est sensible, ce qui permet de facto de réduire le bruit de fond à plus faibles longueurs d'onde. La configuration en maille permet de plus de limiter l'interaction avec les rayons cosmiques, proportionnelle à la surface d'absorption, et de diminuer la capacité calorifique des détecteurs. Pour finir, leurs faibles masses les rendent moins sensibles aux vibrations. L'instrument HFI est en fait constitué de deux types de bolomètres distincts :

- 20 bolomètres en toile d'araignée, dits *spider web*, sensibles uniquement à l'intensité. Soumis à un rayonnement ils le convertissent en chaleur qui sera mesurée par un thermomètre en germanium [Bock et al 1995, Lamarre et al 2003, Jones et al 2003].

Ce type de bolomètres a déjà prouvé sa très grande sensibilité lors des expériences ARCHEOPS, BOOMERANG et MAXIMA.

- 32 bolomètres dits PSB (*Polarization Sensitive Bolometer*), sensibles, comme leur nom l'indique, à la polarisation linéaire, et montés par paires au sein d'un même cornet. Leur fonctionnement est assez semblable à celui des *spider web*, à ceci près que l'absorbeur est constitué de fils d'or parallèles, absorbant uniquement la composante polarisée dont le champ électrique est dans le même sens que les fils. Chaque paire de PSB comprend en fait deux absorbeurs de directions perpendiculaires. Les absorbeurs des paires de PSB au sein d'une même bande de fréquence sont orientés à 45° (soit par exemple 4 paires en tout à 100 GHz), ce qui permet la reconstruction des paramètres de Stokes.

Le bruit thermodynamique dominant pour l'instrument HFI est le bruit de photons, supérieur au bruit de phonons, proportionnel à la température, et le bruit Johnson, lié aux variations de tension aux bornes des thermomètres. À ceux-ci viennent s'ajouter le bruit microphonique, dû aux vibrations mécaniques, et le bruit basse fréquence (en $1/f$), dont la majeure partie résulte des dérives thermiques lentes.

5.3 Objectifs scientifiques

Suite aux résultats obtenus par WMAP, en cosmologie [Komatsu et al 2009, Komatsu et al 2010] il n'est plus permis d'avoir de doute quant à ce que peut apporter l'étude des anisotropies du CMB. Malgré tout, seule une petite partie des informations contenues dans les anisotropies en température, et une petite fraction de celles inscrites dans les anisotropies en polarisation, ont pu être exploitées.

Avec une résolution angulaire trois fois supérieure à celle de WMAP un rapport signal sur bruit un ordre de grandeur supérieur aux fréquences d'observation privilégiées du CMB et une couverture en fréquence sans précédent, PLANCK pourra extraire toutes les informations contenues dans les anisotropies en température et une partie substantielle de celles inscrites dans les anisotropies en polarisation [Planck Bluebook]. À titre d'exemple, PLANCK permettra la mesure des anisotropies en température jusqu'au sixième pic acoustique, en étant limité uniquement par la variance cosmique jusqu'à $l \simeq 2000$, améliorant d'un facteur 4 les résultats similaires obtenus par WMAP.

Nous avons représenté en figure 5.3 et 5.4 les spectres de puissance angulaire des anisotropies du CMB en température et en polarisation des modes TT , TE , EE et BB attendus pour PLANCK tels qu'ils ont été proposés dans le [Planck Bluebook] avec des barres d'erreur à 1σ .

Tout ceci devrait permettre à PLANCK de fournir de multiples résultats, dont nous ne citerons ici que les principaux :

- *Estimation des paramètres cosmologiques par l'étude des anisotropies en température* : la mesure du spectre de puissance des anisotropies en température jusqu'au sixième pic acoustique permettra de contraindre plus précisément les paramètres cosmologiques, avec un gain en précision pouvant aller jusqu'à un ordre de grandeur pour Ω_b et Ω_Λ .
- *Estimation des paramètres cosmologiques par l'étude des anisotropies en polarisation* : PLANCK devrait en effet pouvoir mesurer le spectre de puissance C_l^{EE} avec précision jusqu'à $l \simeq 1500$, nonobstant un bon contrôle de la contamination par les avant-plans. Ceci devrait notamment permettre de retracer l'histoire de

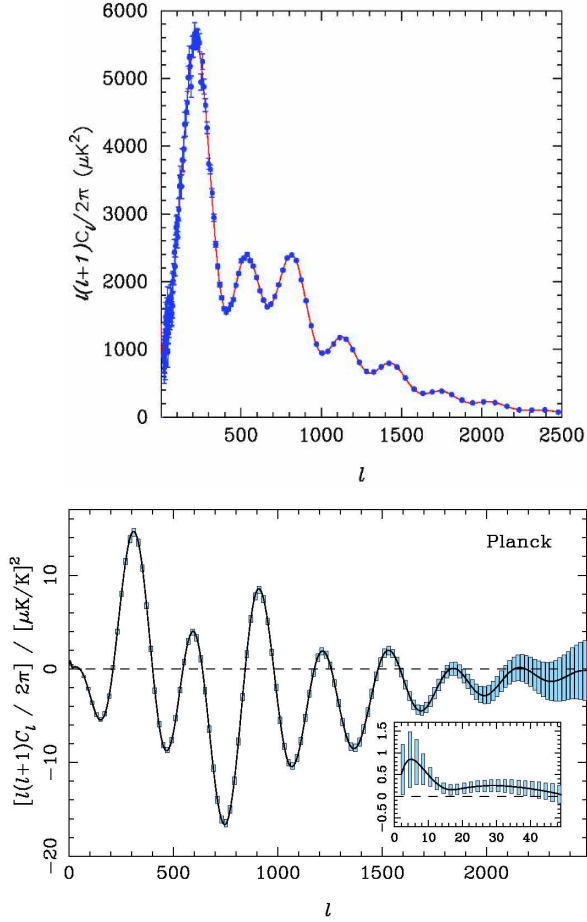


FIG. 5.3 – Spectres de puissance angulaire des anisotropies du CMB en température et en polarisation construits à partir de simulations des données de PLANCK en tenant compte des incertitudes à $\pm 1\sigma$ liés aux caractéristiques de l'instrument et tirés du [Planck Bluebook]. Avec de haut en bas : C_l^{TT} , C_l^{TE} . Les spectres ont été générés à partir des paramètres d'un modèle Λ CDM tirés de [Komatsu et al 2009] en incluant un rapport tenseur-scalaire $r = 0.1$ et une épaisseur optique $\tau = 0.17$. Les spectres ont été échantillonnés avec des $\Delta l = 20$ (dans l'encart apparaissant sur le spectre C_l^{TE} , $\Delta l = 2$).

l'ionisation de l'Univers et de contraindre le spectre des perturbations scalaires, très utile pour discriminer les modèles inflationnaires. PLANCK pourrait permettre de mesurer les modes BB dus à l'effet de lentille gravitationnelle et d'estimer la contribution des modes tenseurs pour un rapport tenseur/scalaire si r est $\gtrsim 0.1$ [Efstathiou et al 2009]. Avec 4 observations complètes du ciel (*Planck Extended Mission*), cette limite supérieure pourrait atteindre la valeur 0,03 [Efstathiou & Gratton 2009]. Ceci permettrait d'estimer l'échelle d'énergie à la fin de l'inflation [Peiris et al 2003] et de contraindre les différents modèles inflationnaires [Baumann et al 2009, Liddle & Lyth 2000]

- **Test de non-gaussianité** : la plupart des modèles inflationnaires prédisent des distributions de fluctuations de densité (et par conséquent des anisotropies du CMB) gaussiennes. La valeur du paramètre f_{NL} (pour *Non Linear*) relative à la contribution non-gaussienne de ces fluctuations est contrainte conjointement par SDSS et

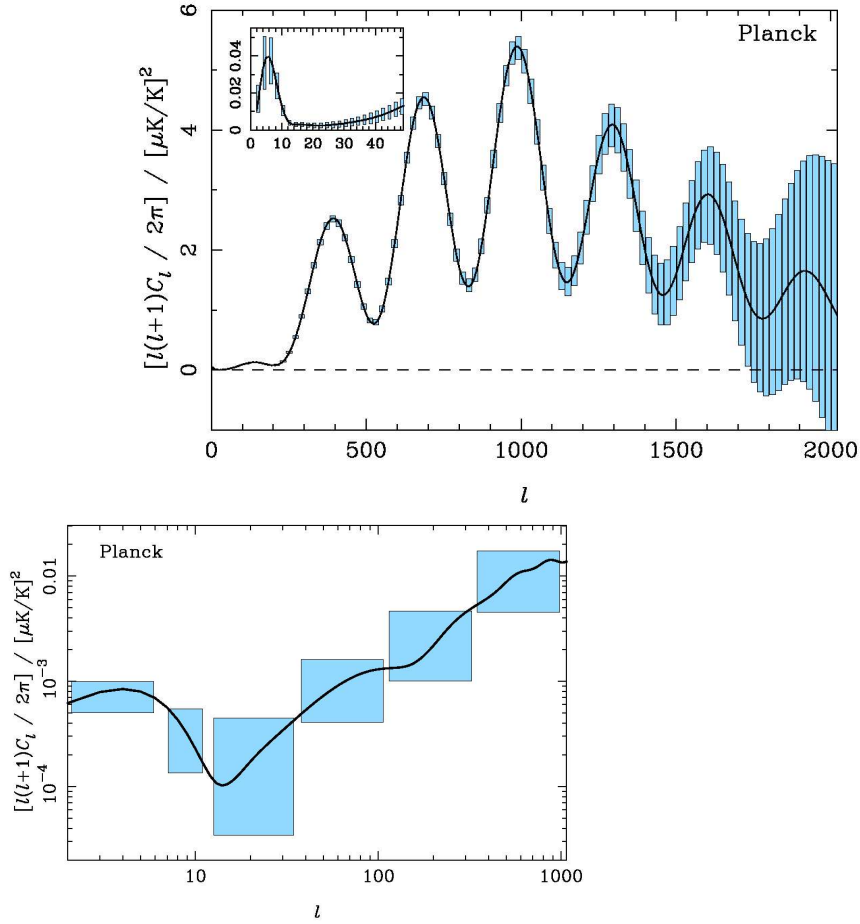


FIG. 5.4 – Spectres de puissance angulaire des anisotropies du CMB en température et en polarisation construits à partir de simulations des données de PLANCK en tenant compte des incertitudes à $\pm 1\sigma$ liés aux caractéristiques de l'instrument et tirés du [Planck Bluebook]. Avec en haut C_ℓ^{EE} et en bas : C_ℓ^{BB} . Les spectres ont été générés à partir des paramètres d'un modèle Λ CDM tirés de [Komatsu et al 2009] en incluant un rapport tenseur-scalaire $r = 0.1$ et une épaisseur optique $\tau = 0.17$. Les spectres ont été échantillonnés avec des $\Delta\ell = 20$. On peut remarquer pour les modes C_ℓ^{BB} , que pour les multipôles $\ell \leq 150$ les modes tensoriels primordiaux sont dominés par les modes dus à des effets de lentilles gravitationnels sur les modes EE (pour plus de détails voir le chapitre 2).

WMAP à $-5 < f_{NL} < 59$ [Komatsu et al 2010, Slosar et al 2008]. PLANCK devrait permettre de trancher quant à la nature de ces non-gaussianités, a priori primordiales ou dues à une soustraction imparfaite des effets systématiques et des émissions d'avant-plan.

- ▶ *Anisotropies secondaires* : grâce à sa sensibilité et à sa couverture en fréquence sans précédent, PLANCK devrait permettre la mesure des anisotropies secondaires. La mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch [Zel'dovich & Sunyaev 1969], sera facilitée par l'emplacement optimisé des bandes de fréquences de PLANCK. La grande sensibilité de PLANCK permettra également l'accès à des effets d'ordre supérieur comme l'effet de lentilles gravitationnelles [Seljak & Zaldarriaga 2000] et l'effet Sachs-Wolfe intégré [Sachs & Wolfe 1967].
- ▶ *Émissions d'avant-plan* : la large gamme de fréquence couverte par PLANCK lui permettra d'être sensible aux émissions diffuses comme le synchrotron, le rayonnement de freinage (dit rayonnement de *bremstrahlung*) et l'émission de poussière galactique. PLANCK pourra donc cartographier ces émissions et fournir des contraintes sur leur modélisation, notamment en polarisation. Les contraintes attendues ont

fait l'objet d'un article [Fauvet et al 2010b] et seront décrites en détail dans le chapitre 9 et 10. De plus, PLANCK devrait détecter un grand nombre de sources ponctuelles et compactes dans cette gamme de fréquences, notamment des sources radio [Gonzalez-Nuevo et al 2008, Toffolatti et al 1998], des *cold core* [Désert et al 2008] et des sources de rayonnements infrarouges [Lagache et al 2005] entre autre.

Étude des émissions galactiques diffuses

6. Les émissions galactiques diffuses

Nous donnons ici une description globale des principales émissions galactiques diffuses qui sont, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3, le rayonnement synchrotron, l'émission de poussière thermique, le rayonnement de freinage ou *bremsstrahlung* ainsi que de l'émission *anormale*.

Notons que l'émission synchrotron diffuse et l'émission thermique de poussière [Weiss 1984, Bennett et al 2003c] sont polarisées et présentent donc un intérêt majeur pour l'étude du CMB en polarisation. Ainsi, à partir des données WMAP [Page et al 2007] a montré que l'émission synchrotron, dans le domaine radio, est polarisée à plus de 70% entre 23 et 94 GHz. L'émission thermique de poussière est quant à elle polarisée à plus de 10%, comme l'ont montré [Benoît et al 2004, Ponthieu et al 2005] en utilisant les données du canal d'ARCHEOPS à 353 GHz. La polarisation de l'émission de *bremsstrahlung* peut être considérée comme négligeable en comparaison. L'émission micro-onde "anormale" est elle aussi très faiblement polarisée : $3_{-1.9}^{+1.3}\%$ d'après les estimations faites par [Battistelli et al 2006] dans le nuage de Persée. Ceci correspond bien aux prédictions concernant la polarisation de l'émission rotationnelle de poussière (1-2%) [Lazarian & Draine 2000]. Les contributions polarisées des sources compactes et ponctuelles aux fréquences de PLANCK devraient elles aussi être faibles dans les domaines radio [Nolta et al 2009] et millimétrique [Désert et al 2007].

6.1 Emission synchrotron

L'émission synchrotron est importante (et dominante jusqu'à 40 GHz [Page et al 2007]) à partir des longueurs d'onde centimétriques. Elle est produite lors de l'accélération d'électrons ultra-relativistes par le champ magnétique galactique. Ils suivent alors les lignes de champ magnétique en suivant une trajectoire hélicoïdale. Ces électrons gagnent de l'énergie en étant accélérés dans les résidus de supernovae de type Ib et II ou aux abords des pulsars [Longair 1994]. Les étoiles à l'origine de ces supernovae, de masses supérieures à huit masses solaires, sont les mêmes qui émettent les rayonnements UV qui ionisent l'hydrogène du milieu interstellaire, et qui chauffent les grains de poussière. De ce fait, l'émission synchrotron est elle aussi associée au cycle de vie des étoiles. Une faible contribution a également été observée dans les vestiges de supernovae (SNRs) et à proximité des pulsars, dans le plan galactique, où les électrons des rayons cosmiques sont accélérés à de hautes énergies [Sun et al 2008].

La description que nous allons faire des caractéristiques de l'émission synchrotron s'appuie sur [Rybicki & Lightman 1979] et [Westfold 1959].

Le rayonnement, pour un électron relativiste spiralant autour des lignes de champ magnétique galactique, est contenu dans un cône, tel qu'on peut le voir en figure 6.1. Il est émis sous forme de "jets" de rayonnement par des électrons ayant une fréquence de rotation ν_B :

$$\nu_B = \frac{e|\vec{B}|}{2\pi\gamma m_e c} \quad (6.1)$$

Où $|\vec{B}|$ est la norme du champ magnétique et e et m_e sont respectivement la charge

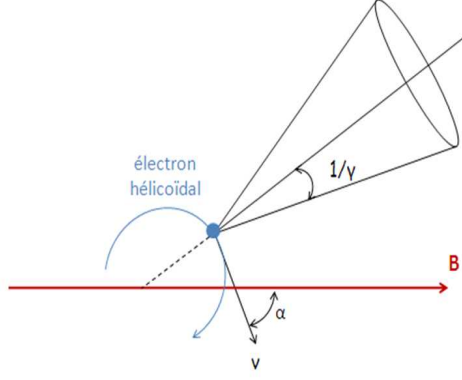


FIG. 6.1 – Émission synchrotron pour un électron spiralant autour d'une ligne de champ magnétique galactique avec un angle d'attaque α . La radiation est confinée dans un cône de taille angulaire $1/\gamma$.

et la masse de l'électron. Le facteur relativiste γ dit *facteur de Lorentz* est défini comme suit :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (6.2)$$

Il caractérise la taille angulaire du cône d'émission, représenté en figure 6.1, qui vaut $1/\gamma$, et est donc d'autant plus faible que les électrons sont rapides. Chaque "jet" de radiation est confiné dans un temps inférieur à la période de rotation des électrons ultra-relativistes autour d'une ligne de champ magnétique, dite période de gyration. Pour un électron ayant une énergie de 1 GeV, la largeur angulaire du cône d'émission est de 5.10^{-4} radians (soit 1.75 minutes d'arc). Nous serons sensibles au rayonnement d'un ensemble d'électrons étant donné que nous n'avons pas étudié le cas de sources ponctuelles dans cette thèse.

La fréquence critique ν_c , où l'émission synchrotron est la plus intense est définie par :

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \nu_B \sin(\alpha) \quad (6.3)$$

où α est l'angle d'attaque, défini localement entre le vecteur vitesse associé à l'électron et le champ magnétique \vec{B} .

En partant de ces définitions, on obtient la puissance associée à l'émission synchrotron :

$$P_\nu = \sqrt{3} \frac{e^3 |\vec{B}| \sin(\alpha)}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (6.4)$$

où $F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$ est une fonction sans dimension :

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \simeq \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{\nu}{2\nu_c}\right)^{1/3}, \quad \frac{\nu}{\nu_c} \ll 1. \quad (6.5)$$

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \simeq \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} e^{-\frac{\nu}{\nu_c}} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/2}, \quad \frac{\nu}{\nu_c} \gg 1. \quad (6.6)$$

Pour un électron donné le spectre d'émission en fonction de la fréquence est représenté figure 6.2. La fréquence critique ν_c étant bien celle où l'émission est la plus intense. Pour plus de détails concernant la fonction Γ , voir l'annexe Q.

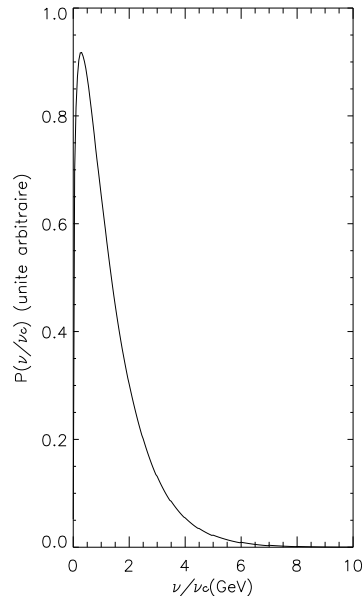


FIG. 6.2 – Spectre en fréquence (ν) de l'émission synchrotron pour un électron associé à une fréquence critique de 1 GHz estimé à partir des valeurs de $F(\nu/\nu_c)$ fourni par [Ginzburg & Syrovatskii 1965].

Considérons à présent un ensemble d'électrons ultra-relativistes d'énergies comprises entre E et $E + dE$ (ou γ et $\gamma + d\gamma$). En prenant pour hypothèse que la loi de distribution d'énergie d'un ensemble d'électrons peut être bien représentée par une loi de puissance, on peut alors écrire :

$$N(E)dE = CE^{-p}dE \quad E_1 < E < E_2 \quad (6.7)$$

$$N(\gamma)d\gamma = C\gamma^{-p}d\gamma \quad \gamma_1 < \gamma < \gamma_2 \quad (6.8)$$

où la quantité C varie avec l'angle d'attaque. La puissance rayonnée par unité de volume et par unité de fréquence pour une densité d'énergie de cette forme est donnée par l'intégrale sur toute la gamme d'énergie $N(\gamma)d\gamma$ fois la formule 6.1. Le spectre de la distribution en énergie des électrons estimé à partir des données actuelles est représenté en figure 6.3. La valeur de la pente p y est de 3.

Pour la puissance totale émise par cet ensemble d'électrons nous obtenons alors :

$$P_{tot}(\nu) = C \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} P(\nu)\gamma^{-p}d\gamma \propto \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \gamma^{-p}d\gamma \quad (6.9)$$

En effectuant le changement de variable $x \equiv \nu/\nu_c$ et en notant que $\nu_c \propto \gamma^2$:

$$P_{tot}(\nu) \propto \nu^{-(p-1)/2} \int_{x_1}^{x_2} F(x)x^{(p-3)/2}dx \quad (6.10)$$

où les limites x_1 et x_2 correspondent aux limites γ_1 et γ_2 et dépendent de ν . Si la gamme d'énergie de l'ensemble d'électrons considéré est suffisamment vaste, ce qui est compatible

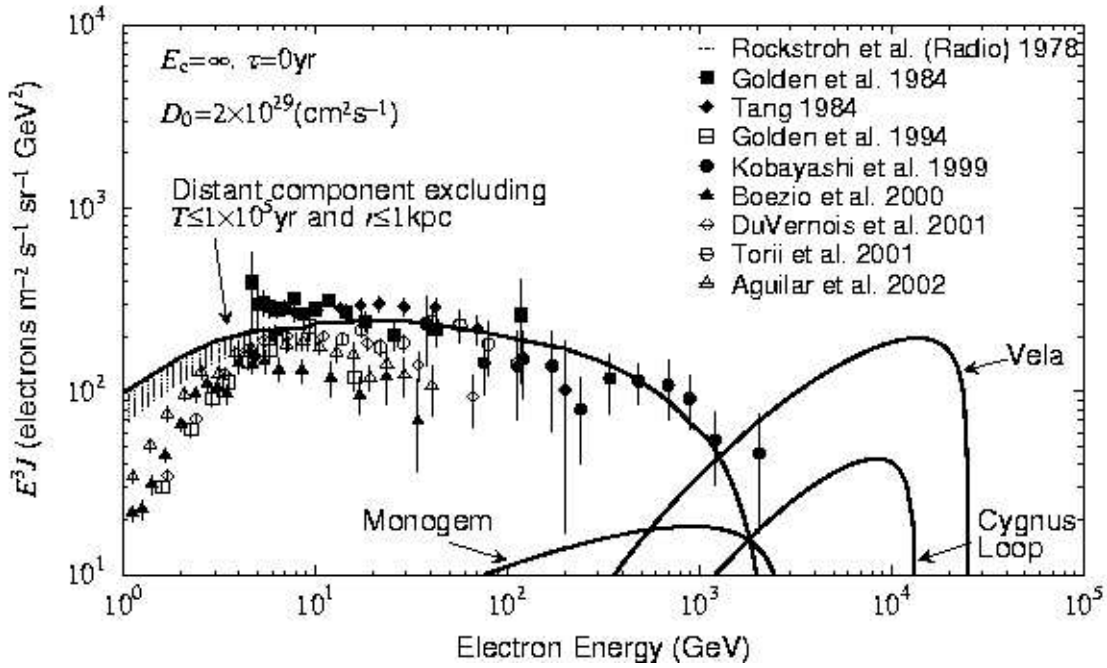


FIG. 6.3 – Spectre en énergie des électrons calculé à partir d'un modèle sans coupure en énergie après injection des électrons par les supernovae, comparé aux données actuelles, tiré de [Kobayashi 2004].

avec les observations [Kobayashi 2004] nous pouvons faire les approximations : $x_1 \approx 0$ et $x_2 \approx \infty$ et l'intégrale précédente est quasiment constante. Dans ce cas nous avons finalement :

$$P_{tot}(\nu) \propto \nu^{-s} \quad (6.11)$$

Où l'indice spectral s est défini par :

$$s = \frac{p-1}{2} \quad (6.12)$$

On peut définir la température d'antenne ou température Rayleigh-jeans T_{RJ} de l'émission synchrotron comme suit :

$$P_{tot}(\nu) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{RJ} \propto \nu^{-s} \quad (6.13)$$

d'où on déduit :

$$T_{RJ} \propto \frac{c^2}{2k} \nu^{\beta_s} \quad (6.14)$$

$$\beta_s = -(s+2) \quad (6.15)$$

β_s définissant l'indice spectral de l'émission synchrotron en température d'antenne. Ainsi avec une pente $p = 3$ pour la distribution en énergie des électrons, on obtient $s = 1$ et donc $\beta_s = -3$. La plupart des estimations actuelles situent cet indice spectral entre -2.7 et -3.3 [Kogut et al 2007, Gold et al 2008] ce qui est en bon accord avec la théorie.

Grâce aux définitions précédentes nous pouvons à présent exprimer l'émissivité de l'émission synchrotron (l'énergie par unité de volume, par unité de fréquence et par unité

d'angle solide) pour les directions perpendiculaire et parallèle à la direction de propagation avec :

$$\begin{aligned} \epsilon_{\perp}(\nu, \vec{n}, s) &= n_e(\vec{n}, s) \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi mc^2} \left(\frac{4\pi mc}{3e} \right)^{\frac{1-s}{2}} \nu^{\frac{1-s}{2}} (|\vec{B}| \sin(\alpha))^{\frac{1+s}{2}} \\ &\quad \Gamma\left(\frac{s}{4} - \frac{1}{12}\right) \left[\frac{2^{\frac{1+s}{2}}}{s+1} \Gamma\left(\frac{s}{4} + \frac{19}{12}\right) + 2^{\frac{s-3}{2}} \Gamma\left(\frac{s}{4} + \frac{7}{12}\right) \right] \end{aligned} \quad (6.16)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\parallel}(\nu, \vec{n}, s) &= n_e(\vec{n}, s) \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi mc^2} \left(\frac{4\pi mc}{3e} \right)^{\frac{1-s}{2}} \nu^{\frac{1-s}{2}} (|\vec{B}| \sin(\alpha))^{\frac{1+s}{2}} \\ &\quad \Gamma\left(\frac{s}{4} - \frac{1}{12}\right) \left[\frac{2^{\frac{1+s}{2}}}{s+1} \Gamma\left(\frac{s}{4} + \frac{19}{12}\right) - 2^{\frac{s-3}{2}} \Gamma\left(\frac{s}{4} + \frac{7}{12}\right) \right] \end{aligned} \quad (6.17)$$

où la fonction $n_e(\vec{n}, s)$ représente la densité d'électrons relativistes en un point de la Galaxie défini dans le référentiel galacto-centrique représenté en figure 8.3. Les paramètres de Stokes décrivant l'émission synchrotron polarisée peut donc s'écrire, à une fréquence ν donnée :

$$I_{\nu}(\vec{n}) = \int (\epsilon_{\perp}(\nu, \vec{n}, s) - \epsilon_{\parallel}(\nu, s)) e^{-2i\chi(\vec{n}, s)} d\vec{n} = I_{\nu, \perp} + I_{\nu, \parallel} \quad (6.18)$$

$$Q_{\nu}(\vec{n}) d\vec{n} = I_{\nu, \perp} - I_{\nu, \parallel} \quad (6.19)$$

$$U_{\nu}(\vec{n}) d\vec{n} = 2\sqrt{I_{\nu, \perp} I_{\nu, \parallel}} \quad (6.20)$$

Cette émission est très fortement polarisée perpendiculairement à la trajectoire des électrons, c'est à dire perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Suivant les notations précédentes le degré de polarisation linéaire $\Pi(\nu)$ s'écrit :

$$\Pi(\nu) = \frac{\epsilon_{\perp}(\nu) - \epsilon_{\parallel}(\nu)}{\epsilon_{\perp}(\nu) + \epsilon_{\parallel}(\nu)} = \frac{s+1}{s+7/3} \quad (6.21)$$

La polarisation sera en plus dépendante de l'angle entre le champ magnétique et la ligne de visée pour un observateur donné (voir figure 8.3). Ainsi la polarisation du rayonnement étant perpendiculaire aux lignes de champ, si ligne de visée et ligne de champ sont parallèles, la polarisation observée sera nulle. À l'inverse, si la ligne de visée est orthogonale à la ligne de champ, la polarisation observée sera maximale.

En partant des caractéristiques de ce rayonnement, [Page et al 2007] ont proposé un modèle de l'émission synchrotron polarisée détectée par WMAP en utilisant un modèle tri-dimensionnel de la galaxie, incluant la distribution des électrons ultra-relativistes et la structure du champ magnétique galactique. Bien que ce modèle leur permette de justifier la valeur de l'angle de polarisation observé à 23 GHz, canal où ce rayonnement domine, ils ne l'ont pas utilisé pour l'analyse des données CMB, lui préférant une carte patron construite à partir des données WMAP à 23 GHz. Une étude plus précise de ce modèle est décrite dans le chapitre 8. Indépendamment, [Han et al 2004, Han et al 2006] ont proposé respectivement des modèles 3D de distribution des électrons libres et du champ magnétique galactique incluant des composantes régulière et turbulente pour expliquer les observations de rotation de pulsars. En se basant sur ces travaux, et en utilisant le code public HAMMURABI [Waelkens et al 2009], [Sun et al 2008] ont mis en place une analyse combinant les données WMAP polarisées et les mesures de rotation de pulsars. Ces travaux

ont été étendus au plan galactique par [Jaffe et al 2010], utilisant un algorithme MCMC pour déterminer les paramètres du modèle, et par [Jansson et al 2009] sur tout le ciel en utilisant une méthode de maximisation de la fonction de vraisemblance pour ajuster les paramètres du modèle.

6.2 L'émission thermique de poussière

Le milieu interstellaire (MIS) est composé en majorité de matière sous deux états : du gaz, principalement de l'hydrogène (qui constitue 74% de la masse totale du MIS) et des grains de poussière. Ces deux composantes sont intrinsèquement liées au cycle de formation et de destruction des étoiles. Celles-ci se forment par effondrement de matière interstellaire, brillent ensuite pendant quelques milliards d'années grâce à la fusion nucléaire puis restituent une partie de leur masse sous forme de poussière au moment de leur extinction.

La composition chimique de la poussière est donc liée à celle du milieu interstellaire. En effet les grains de poussière se forment par nucléation et croissent dans l'environnement d'étoiles en fin de vie, en général les étoiles géantes. Le milieu circumstellaire étant constitué principalement de carbone, d'oxygène, d'azote, de silicium, de magnésium, de fer et de soufre, ces éléments se retrouvent dans les grains de poussière. Pour être précis, l'oxygène se liant préférentiellement au carbone, les grains issus de milieux riches en carbone sont composés de graphite [Gerhz et al 1976]. Par contre, lorsque le milieu est riche en oxygène, celui-ci ne pouvant se trouver sous forme solide, il se lie au silicium puis forme des grains de silicate en se combinant avec du magnésium, du fer et de l'aluminium [Tielens & Allamandola 1987, Tielens et al 1998].

Bien qu'elle soit en réalité peu abondante (1% seulement de la masse du gaz), la poussière est responsable de 30% des émissions énergétiques de la Galaxie, rayonnant dans le domaine submillimétrique (dominante pour des fréquences supérieures à 150 GHz), du fait de sa grande efficacité d'absorption du rayonnement stellaire dans les domaines visible et ultra-violet. Cette émission intense associée au fait que le MIS est optiquement mince dans le domaine submillimétrique [Boulanger et al 1996], fait de la poussière une excellente sonde de l'ensemble du milieu interstellaire, y compris des régions denses. Cette propriété, alliée aux informations qu'elle fournit sur la physique stellaire, constitue les deux principales motivations de l'étude de la poussière.

Un autre aspect de l'émission de poussière plus directement lié à l'étude du CMB peut être souligné : son intense émission pour des fréquences supérieures à 100 GHz fait d'elle un avant-plan significatif lors de l'étude des fluctuations du CMB en température. L'émission de poussière étant de plus polarisée, elle constitue aussi un avant-plan lors de l'étude de la polarisation du CMB, comme nous le verrons dans le chapitre 14.

L'objet de ce paragraphe est de donner des arguments en faveur de la polarisation de l'émission thermique de poussière dont nous décrirons ensuite les origines physiques.

6.2.1 Polarisation de l'émission de la poussière galactique

Depuis [Hiltner 1956] et [Hall 1949] en 1949, de nombreuses observations de l'extinction du rayonnement des étoiles [Heiles et al 2000] par la poussière interstellaire ont confirmé que cette absorption génère de la polarisation. L'explication de ce phénomène est que les

grains de poussière sont assymétriques ¹ et alignés par rapport aux lignes de champ magnétique. Les grains les plus abondants sont de taille inférieure à 0.2 μm [Désert et al 1999], on peut donc supposer que les longueurs d'onde sont grandes devant la taille des grains (pour les fréquences qui nous intéressent) et que le champ électrique est constant sur toute la longueur des grains et varie dans le temps. Ce champ polarise les atomes du grain diélectrique, générant un ensemble de dipôles oscillants, qui vont rayonner. Le rayonnement perçu par un observateur subit alors une extinction résultant de la diffusion de l'émission rayonnée par les grains, de l'absorption par des diélectriques non parfaits et de l'interférence destructive, dans le sens de la propagation, entre l'onde incidente transmise et l'onde émise par les grains. Comme d'avantage de dipôles sont créés suivant la dimension la plus grande du grain, l'extinction se produit préférentiellement suivant cette direction. Soient τ_{\perp} et τ_{\parallel} les coefficients d'absorption suivant ces directions parallèle et perpendiculaire, la polarisation P_{abs} , due à l'extinction par absorption sélective s'écrit alors [Lazarian 2003] :

$$P_{abs} = \frac{e^{-\tau_{\parallel}} - e^{-\tau_{\perp}}}{e^{-\tau_{\parallel}} + e^{-\tau_{\perp}}} \simeq -\frac{(\tau_{\parallel} - \tau_{\perp})}{2} \quad (6.22)$$

pour $\tau_{\parallel} - \tau_{\perp} \ll 1$, $\tau_{\parallel} \ll 1$ et $\tau_{\perp} \ll 1$. Cette absorption dépend en fait fortement de la densité des grains et de leur section efficace (plus importante suivant leur grand axe). Cette différence entre les coefficients σ_{\parallel} et σ_{\perp} est aussi responsable de la polarisation de l'émission thermique P_{em} des grains :

$$P_{em} = \frac{(1 - e^{-\tau_{\parallel}}) - (1 - e^{-\tau_{\perp}})}{(1 - e^{-\tau_{\parallel}}) + (1 - e^{-\tau_{\perp}})} \simeq \frac{\tau_{\parallel} - \tau_{\perp}}{\tau_{\parallel} + \tau_{\perp}} \quad (6.23)$$

En écrivant l'absorption totale $\tau = (\tau_{\parallel} + \tau_{\perp})/2$ puis en tenant compte du fait que τ , P_{abs} et P_{em} dépendent de la longueur d'onde λ on obtient :

$$P_{em}(\lambda) = \frac{-P_{abs}(\lambda)}{\tau(\lambda)} \quad (6.24)$$

Le signe moins indiquant que l'absorption et l'émission s'effectuent perpendiculairement. L'absorption de la lumière optique s'effectuant principalement suivant le grand axe des grains, d'après la loi de Kirchhoff, l'émission thermique submillimétrique se fait également suivant cette direction. De fait, la direction de polarisation de l'émission thermique est donc orthogonale à la direction de polarisation observée dans l'optique. Ceci a été confirmé par [Benoît et al 2004, Ponthieu et al 2005] grâce aux données ARCHEOPS.

La fraction de polarisation de cette émission dépend de la taille des grains et est de l'ordre de quelques pourcents à des longueurs d'onde milimétriques [Vaillancourt et al 2002, Hildebrand et al 1999, Whittet et al 2001, Lazarian 2003]. Cependant, pour que le degré de polarisation soit significatif, il faut que l'alignement des grains soit effectif. Pour cela, de très nombreux mécanismes d'alignement des grains ont été proposés [Lazarian 2008].

6.2.2 Alignement des grains de poussière avec le champ magnétique

Les observations effectuées au fil des ans et leurs comparaison avec les mesures du rayonnement synchrotron confirment la très forte corrélation existant entre cet alignement et le champ magnétique galactique [Fosalba et al 2002]. Dès 1951 [Davis & Greenstein 1951] puis [Gold 1952] proposent des mécanismes conduisant les grains à avoir leur grand axe

¹Les observations semblent privilégier des grains prolates avec un rapport grand axe/petit axe de 2/3 [Hildebrand & Dragovan 1995].

aligné perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Nous décrivons ici les trois modèles principaux d'alignement des grains et nous donnerons un aperçu des travaux en cours sur le sujet.

Processus Davis-Greenstein (DG)

Ce processus a été le premier à être proposé par [Davis & Greenstein 1951], juste après la découverte de la polarisation du rayonnement stellaire. Les grains de poussière sont considérés comme des matériaux paramagnétiques, contenant donc des électrons non appariés. Ces électrons voient leur spin s'orienter sous l'influence du champ magnétique galactique. Dans le référentiel des grains, ceci provoque une rotation du moment magnétique et une perte d'énergie appelée dissipation paramagnétique. Ce mécanisme fait décroître la composante du moment angulaire $\vec{\omega}$ des grains perpendiculaire au champ magnétique. Le vecteur $\vec{\omega}$ va donc peu à peu s'aligner parallèlement au champ magnétique. Ceci suppose que le temps de relaxation de ce mécanisme est inférieur au temps caractéristique des collisions aléatoires dues aux atomes du gaz environnant les grains. Cette dernière condition est difficile à remplir compte tenu de la densité du gaz dans le milieu interstellaire et du temps de relaxation attendu pour les grains, Néanmoins, les connaissances relatives à ces paramètres dans le milieu interstellaire étant encore très incertaines, ce processus reste plausible. Pour une description plus exhaustive voir par exemple [Davis & Greenstein 1951, Lazarian 1997, Roberge 2004, Vaillancourt et al 2002, Lazarian 2007].

Ce mécanisme a été plusieurs fois mis en défaut et modifié depuis, mais il a quand même servi de repère jusqu'en 1995. Effectivement le lien entre l'orientation des grains et le champ magnétique a perdu de sa clarté suite aux observations suivantes :

- ▶ Les grains plus petits qu'une certaine taille critique s'alignent peu, voir pas du tout [Mathis 1986, Kim & Martin 1995].
- ▶ Les grains contenant du Carbone ne sont pas alignés, contrairement aux grains contenant du silicate [Mathis 1986].
- ▶ Une part substantielle des grains situés dans les couches profondes des nuages moléculaires ne sont pas alignés [Goodmann & Whittet 1995, Lazarian, Goodmann & Myers 1997].
- ▶ Les grains pourraient être alignés avec leur grand axe parallèle aux lignes de champ [Rao et al 1998].

Processus Gold

Développé par [Gold 1952], ce processus est la première alternative proposée au mécanisme DG. Il propose une origine mécanique à l'alignement des grains avec le champ magnétique galactique. Dans le milieu interstellaire, les grains sont bombardés par les atomes environnants. Ces collisions étant inélastiques, chacune d'elles dépose un moment angulaire $\delta\vec{J} = m_{\text{atome}}\vec{r} \times \vec{v}_{\text{atom}}$, moment perpendiculaire au grand axe \vec{r} des grains et au vecteur vitesse \vec{v}_{atom} des atomes incidents. Le moment angulaire résultant sera donc dans le plan perpendiculaire au faisceau d'atomes. Ce mécanisme ne sera donc efficace qu'en supposant un faisceau très fin dont les atomes auraient des vitesses supersoniques [Lazarian 1997]. Plus tard [Davis 1955] montrera que ce processus ne peut fonctionner que pour des grains situés dans des zones très localisées du milieu interstellaire.

Suite aux deux mécanismes décrits ci-dessus, beaucoup d'autres modèles, magnétiques ou mécaniques, ont été proposés (voir par exemple [Lazarian 2008] pour une revue historique complète), tels que le modèle d'alignement des rayons cosmiques de [Salpeter & Wickramasinha 1969], le processus d'alignement photonique [Harwit 1970], le processus de Martin, combinant l'ef-

fet Barnett et une précession de Larmor des grains [Martin 1971], et enfin, le mécanisme des couples radiatifs, qui semble le plus favorisé par les données récentes.

Mécanisme des couples radiatifs

En 1972, [Dolginov 1972] propose que les grains de quartz se mettent à tourner sous l'effet de leur rotation de polarisation interne. Peu après, [Dolginov & Mytrophanov 1976] découvrent que la diffusion anisotrope de la lumière par les grains de poussière dont la structure est irrégulière provoque la rotation des grains, renforçant le mécanisme DG et alignant les grains orthogonalement au champ magnétique. Le mécanisme est plus efficace si la taille des grains est comparable à la longueur d'onde. L'idée remonte à 1976 mais son plein essor date de 1996 lorsque les premières simulations numériques ont pu être effectuées [Draine & Weingartner]. Ce modèle est actuellement toujours en cours de développement [Draine & Flatau 1994, Abbas et al 2004] (voir [Lazarian 2003, Lazarian 2008] pour une revue complète).

TAB. 6.1 – Caractéristiques des principaux modèles d'alignement des grains de poussière aux abords des comètes et dans les régions circum-stellaires, tirées de [Lazarian 2003]. On y trouve notamment l'orientation hypothétique par rapport au champ magnétique \mathbf{B} attendus pour chacun des mécanismes. a est la taille caractéristique des grains.

	<i>Caractéristiques</i>	Comètes	Régions	Circum-stellaires
Couple radiatif	<i>options :</i> <i>conditions :</i> <i>direction :</i>	éphémère ou stable efficace si $a \simeq \lambda$ \perp au flux de photon si éphémère \perp à \mathbf{B} si alignement stable	stable en général idem \perp au champ magnétique \mathbf{B}	
Alignement Paramagnétique	<i>conditions :</i> <i>direction :</i>	grains de Fer pur \perp à \mathbf{B}	grains avec inclusions idem	
Alignement Mécanique	<i>options :</i> <i>conditions :</i> <i>direction</i>	stable ou éphémère courant supersonique \parallel à celle du flux de gaz si éphémère \perp ou \parallel à \mathbf{B} si stable	stable en général idem \perp ou \parallel à \mathbf{B}	

Les caractéristiques des trois mécanismes d'alignement que nous venons de décrire aux abords des comètes et dans les régions circumstellaires sont résumées dans le tableau 6.1. Il s'inspire du tableau apparaissant dans [Lazarian 2003]. Les conditions nécessaires aux différents processus et la direction du grand axe des grains y sont détaillées.

Plus récemment, d'autres modèles d'alignement ont été proposés : le mécanisme de Purcell, dit alignement supra-thermique paramagnétique [Purcell 1975, Purcell 1979], la relaxation inélastique [Efroimsky 2000] et des mécanismes impliquant des interactions plasma-grains [Draine & Lazarian 1998, Yan & Lazarian 2003, Shukla & Stenflo 2005], mais aucun d'eux ne fait l'unanimité à ce jour.

Pour conclure, après plus de cinquante années d'observations et de développements théoriques divers, la question de l'origine de l'alignement des grains de poussière avec

le champ magnétique est toujours débattue (voir par exemple [Davis & Greenstein 1951, Mathis 1986, Goodman & Whittet 1995, Rao et al 1998]). En outre, comme décrit dans le tableau 6.1, il n'est pas exclu que plusieurs mécanismes soient mis en jeu et dominant dans des environnements différents.

6.3 Emission bremsstrahlung

Le milieu interstellaire ionisé, composé en grande partie d'Hydrogène et d'Hélium, est responsable de deux émissions : l'émission H α et l'émission *bremsstrahlung* thermique.

L'émission H α est produite lors de transition d'électrons entre les niveaux 3 et 2 d'énergie de l'hydrogène ionisé, associée à une longueur d'onde de 656 nm. Elle appartient à la première raie de la série de Balmer, ce qui la situe dans la zone rouge du spectre électromagnétique visible [Dickinson et al 2003, Finkbeiner 2003, Osterbrock 1989]. Cette émission a été très souvent utilisée comme traceur de l'émission radio *bremsstrahlung*, notamment par [Dickinson et al 2003, Finkbeiner 2003], qui ont ainsi pu proposer des cartes-patron de cette émission.

L'émission *bremsstrahlung*, présente dans le domaine radio, est due à l'interaction d'électrons avec le champ coulombien produit par les noyaux d'hydrogène et d'hélium ionisés présents dans le milieu interstellaire.

Il est difficile pour les astronomes de proposer une carte-patron de cette émission car elle n'est dominante sur tout le ciel à aucune fréquence.

6.3.1 Physique de l'émission

Pour donner les caractéristiques de cette émission, nous suivons [Rybicki & Lightman 1979]. Supposons un électron de charge e^- en mouvement à proximité d'un ion de charge Ze avec un paramètre d'impact b . Le moment dipolaire associé est $\vec{d} = -e\vec{R}$.

Sa dérivée seconde par rapport au temps s'écrit : $\vec{\ddot{d}} = -e\vec{v}$, où v est la vitesse de l'électron. La transformée de Fourier de d étant :

$$d = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{d}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (6.25)$$

où ω est la vitesse angulaire de l'électron. On en déduit que la transformée de Fourier de $\vec{\ddot{d}}$ est $\omega^2 \vec{\hat{d}}(\omega)$. On obtient alors la relation :

$$-\omega^2 \vec{\hat{d}}(\omega) = -\frac{e}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{v} e^{i\omega t} dt \quad (6.26)$$

Le temps d'interaction entre l'électron et l'ion est appelé *temps de collision* et est de l'ordre de :

$$\tau = \frac{b}{|\vec{v}|} \quad (6.27)$$

lorsque $\tau\omega \gg 1$: l'exponentielle à l'intérieur de l'intégrale oscille rapidement, donc l'intégrale est faible. Par contre, pour $\tau\omega \ll 1$, l'exponentielle est comparable à l'unité, ce qui mène à :

$$\vec{\hat{d}}(\omega) \sim \begin{cases} \frac{e}{2\pi\omega^2} \Delta\vec{v}, & \omega\tau \ll 1 \\ 0, & \omega\tau \gg 1 \end{cases} \quad (6.28)$$

où $\vec{\Delta v}$ est le changement de vitesse durant l'interaction, telle que :

$$\vec{\Delta v} = \frac{Ze^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b dt}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}} = \frac{2Ze^2}{mb\bar{v}} \quad (6.29)$$

Pour une charge en mouvement, on peut écrire la relation :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3} |\hat{\mathbf{d}}(\omega)|^2 \quad (6.30)$$

De fait, l'émission relative à une seule interaction peut s'écrire :

$$\frac{dW(b)}{d(\omega)} = \begin{cases} \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m^2 v^2 b^2}, & b \ll v/\omega \\ 0, & b \gg v/\omega \end{cases} \quad (6.31)$$

L'émission totale par unité de temps, par unité de volume et par fréquence est alors :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = n_e n_i 2\pi v \int_{b_{min}}^{\infty} \frac{dW(b)}{d(\omega)} b db \quad (6.32)$$

où b_{min} est le paramètre d'impact minimal, dont la définition sera donnée plus loin. En tenant compte uniquement de la contribution non nulle ($b \ll v/\omega$) et en incluant la relation 6.31 dans l'équation 6.32 on obtient :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16e^6}{3c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} \quad (6.33)$$

$$= \frac{16e^6}{3c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (6.34)$$

$$= \frac{16e^6}{3\sqrt{3}c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega) \quad (6.35)$$

où $g_{ff}(v, \omega)$ est un facteur de correction nommé *facteur de Gaunt*, fonction de l'énergie de l'électron et de la fréquence considérée :

$$g_{ff}(v, \omega) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (6.36)$$

Les valeurs limites du paramètre d'impact b sont définies comme suit :

- b_{max} : il définit la valeur où l'intégrale 6.32 devient négligeable, soit quand la condition $b \ll v/\omega$ est inapplicable, cette valeur est difficile à caractériser et on choisit :

$$b_{max} \equiv \frac{v}{\omega} \quad (6.37)$$

- b_{min} : cela correspond à la valeur où $\Delta v \sim v$, soit :

$$b_{min} = \frac{4Ze^2}{\pi m v^2} \quad (6.38)$$

6.3.2 Le bremsstrahlung thermique

Appliquons nous à présent à décrire le rayonnement de freinage thermique, qui dépend de la vitesse des électrons et de leur température.

La probabilité que la vitesse d'une particule ayant une température T_e soit située dans l'intervalle de vitesse d^3v est :

$$dP \propto e^{-E/kT_e} d^3v = \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_e}\right) d^3v \quad (6.39)$$

Étant donné que pour une distribution isotropique de vitesse $d^3v = 4\pi v^2 dv$, alors, la probabilité que l'électron ait une vitesse v contenue dans un intervalle dv est :

$$dP \propto v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_e}\right) dv \quad (6.40)$$

Afin d'intégrer l'équation 6.33, il nous faut estimer l'intervalle de vitesse des électrons sur lequel nous allons réaliser l'intégration. L'intervalle $0 \leq v < \infty$ paraît raisonnable a priori. Cependant, pour qu'il y ait émission d'un photon à une fréquence ν donnée, il faut que la vitesse incidente de l'électron soit au moins telle que :

$$h\nu \leq \frac{1}{2}mv^2 \quad (6.41)$$

Ceci impose une limite inférieure sur la vitesse des électrons qui effet est appelé *effet de discrétisation des photons*. Considérons à présent l'intégrale :

$$\frac{dW(T_e, \omega)}{dV dt d\omega} = \frac{\int_{v_{min}}^{\infty} \frac{dW(v, \omega)}{d\omega dV dt} v^2 \exp(-mv^2/2kT_e) dv}{\int_0^{\infty} v^2 \exp(-mv^2/2kT_e) dv} \quad (6.42)$$

avec $v_{min} \equiv (2h\nu/m)^{1/2}$, et en utilisant le fait que $d\omega = 2\pi d\nu$, on obtient la relation :

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3mc^3} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT_e} \bar{g}_{ff} \quad (6.43)$$

Où \bar{g}_{ff} est le facteur de Gaunt moyen.

Le facteur $T^{-1/2}$ provient de ce qu'on pose les approximations suivantes : $dW/dV dt d\omega \propto v^{-1}$ suivant l'équation 6.33 et $\langle v \rangle \propto T^{-1/2}$. Le facteur e^{-mv/kT_e} provient de la limitation inférieure imposée par l'effet de non-discrétisation des photons sur la vitesse des électrons lors de l'intégration et du fait que la distribution des vitesse ait une forme maxwellienne.

Suivant [Oster 1961], dans le cas d'électrons à une température $T_e < 550000K$, on se trouve dans le cas classique à faible angle (où $\nu v/kT_e < 1$). Dans ce cas, on peut faire l'approximation [Novikov & Thorne 1973] :

$$\bar{g}_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[\frac{4}{\phi^{5/2}} \left(\frac{kT_e}{h\nu}\right) \left(\frac{kT_e}{Z^2 Ry}\right) \right]^{1/2} \quad (6.44)$$

avec $Ry = 13.6$ eV [Novikov & Thorne 1973]. Ze est la charge associée à l'ion et $\phi = 1.78$ en partant de la constante d'Euler. En prenant $n_e = n_i$ et suivant [Otte et al 2002] pour une température $T_e \sim 8000$ K, sachant que la plupart des ions concernés sont des atomes d'hydrogène ionisés on peut faire l'approximation $Z = 1$. On obtient alors l'expression de la puissance totale :

$$P_\nu(\text{tot}) = \epsilon_\nu d\nu = \frac{dW}{dV dt d\nu} \quad (6.45)$$

$$= \frac{8n_e n_i Z^2 e^6}{3\pi\sqrt{2\pi} m^2 c^3} \sqrt{\frac{m}{kT_e}} \ln \left[\left(\frac{2kT_e}{\phi m} \right)^{3/2} \frac{2m}{\phi Z e^2 \nu} \right] d\nu \quad (6.46)$$

Pour des fréquences supérieures à 10 GHz, cette émission peut être bien décrite par une loi de puissance en température d'antenne [Bennett et al 2003a].

6.4 Émission anormale

Cette émission *anormale* (aussi appelée *Foreground X*), dont la nature exacte est encore inconnue à ce jour a été mise en évidence entre ~ 10 -30 GHz dans les données COBE-DMR par [Kogut et al 1996a, Kogut et al 1996b], qui l'avait identifié comme de l'émission *bremsstrahlung*. Elle a depuis lors été détectée dans de nombreux jeux de données : Saskatoon [de Oliveira-Costa et al 1997], celles du *Owens Valley Radio Observatory* [Leitch et al 1997], le *19 GHz survey* [de Oliveira-Costa et al 1998], Tenerife [de Oliveira-Costa et al 1999, de Oliveira-Costa et al 2002, de Oliveira-Costa et al 2004, Mukherjee et al 2001], Python V [Mukherjee et al 2003], WMAP [Lagache 2003, Finkbeiner et al 2004] et le *Green Bank Galactic Plane Survey* [Finkbeiner 2004] et celles de l'expérience COSMOSOMAS [Watson et al 2005].

Initialement cet excès d'émission a été assimilé à de l'émission *bremsstrahlung* issue du milieu interstellaire chaud ionisé [Kogut et al 1996a]. Ceci a depuis lors été démenti par [Kogut et al 1999] qui a étudié l'émission $H\alpha$ sur les quelques parties du ciel pour lesquelles il y avait des données disponibles et a montré que cette émission était beaucoup plus intense que l'émission *bremsstrahlung* retracée par les données $H\alpha$. Ces conclusions ont été confirmées par les travaux plus récents de [Banday et al 2003] également basés sur les données de COBE-DMR. [Draine & Lazarian 1998] proposent un mécanisme appelé *spinning dust* basé sur l'émission de dipôles électriques due à de petits grains de poussière en rotation rapide ($\sim 1.5 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$).

Cette hypothèse fut reprise par [de Oliveira-Costa et al 1999, de Oliveira-Costa et al 2002, Lagache 2003]. [Draine & Lazarian 1999] ont proposé une explication alternative suivant laquelle des fluctuations thermiques dans la magnétisation des grains de poussière causerait une émission magnétique dipolaire. La présence de cette émission *spinning dust* a pu être mise en évidence dans certaines régions du ciel, notamment par [Watson et al 2005] dans le nuage de Persée, par [Ysard et al 2010], par [Dickinson et al 2010a, Dickinson et al 2010b] et enfin sa présence est supposée par [Bot et al 2010] dans le nuage de Magellan.

Pour [Bennett et al 2003b, Hinshaw et al 2007] cette émission anormale n'est pas nécessaire pour décrire les données WMAP contrairement aux résultats proposés par la suite par [Miville-Deschênes et al 2008]. Pour eux cette émission est en fait de l'émission synchrotron *dure*, fortement corrélé à l'émission de la poussière et dont le spectre peut être décrit par une loi de puissance avec un indice spectral ~ -2.5 caractéristique des résidus de supernovae. Seuls 5% des émissions présentes dans les données WMAP seraient expliqués par la présence de l'émission *spinning dust*. Cette explication impliquant la présence d'émission synchrotron a ensuite été appuyé par [Dobler & Finkbeiner 2008].

Parallèlement [Finkbeiner 2004], a mis en évidence la présence d'un excès d'émission aux fréquences 23, 33 et 41 de WMAP, qu'il appelle *haze*, dominante dans une zone de 30° autour du centre galactique, caractérisable par un spectre de type *bremsstrahlung* ou synchrotron *hard*. Cet l'excès a ensuite été associé à différents types d'émission *bremss-trahlung* [Finkbeiner 2004, Dobler & Finkbeiner 2008] ou à de l'émission synchrotron *hard*

produite par des électrons de haute énergie [Dobler & Finkbeiner 2008] ou lors d'annihilation de matière noire [Hooper et al 2007].

6.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de décrire les caractéristiques et les origines physiques des principales émissions galactiques diffuses. Au cours des chapitres suivants nous proposons des modèles de ces émissions et des méthodes pour les contraindre en utilisant des données.

7. Étude des émissions galactiques diffuses en température dans le plan galactique

Nous proposons ici d'étudier les émissions galactiques diffuses présentes au niveau du plan galactique. Pour ce faire, nous avons tout d'abord contraint un modèle d'émissivité de la poussière galactique par comparaison avec les données ARCHEOPS et du satellite IRAS. Nous avons également déterminé son domaine de validité en fréquence grâce aux données WMAP 7 ans, ARCHEOPS et IRAS. Nous nous sommes ensuite livrés à l'étude du modèle du rayonnement *bremsstrahlung* basé sur la carte de l'émission $H\alpha$ proposée par [Finkbeiner 2003] et avons étudié la validité de ce modèle. Nous avons également essayé de caractériser la nature de l'émission résiduelle, en utilisant un modèle d'émission en loi de puissance, assimilable à de l'émission synchrotron ou "anormale" et en le comparant aux données de WMAP et du *408 MHz all-sky continuum survey*.

7.1 Étude de l'émission de la poussière dans le plan galactique

Nous commençons par l'étude de l'émission de la poussière galactique à hautes fréquences. Pour cela nous avons utilisé les données d'ARCHEOPS de 143 à 545 GHz (voir chapitre 3) et les données IRAS à 100 et 60 μm .

Les données d'ARCHEOPS ont été utilisées à la résolution $N_{\text{side}} = 64$ dans le schéma de pixelisation HEALPIX [Gòrski et al 2005] en tenant compte des corrections de couleur (calculées en tenant compte des filtres utilisés pour chaque bolomètre), comme décrit dans [Désert et al 2008].

Nous avons également utilisé la nouvelle génération des données IRAS (*InfraRed Astronomical Satellite*) à 100 et 60 μm , soit 3000 et 5000 GHz. Cette version retravaillée des données IRAS, appelée IRIS (pour *Improved Reprocessing of the IRAS Survey*) [Miville-Deschênes & Lagache 2005] a été construite avec un meilleur destrillage, une calibration et un niveau-zéro compatibles avec ceux de l'instrument infra-rouge de COBE : FIRAS ¹ ainsi qu'une meilleure soustraction de la lumière zodiacale.

Afin d'éviter la contamination par le CMB à basses fréquences, nous avons réduit notre étude au plan galactique où la poussière domine. Nous avons sélectionné les pixels pour lesquels l'émission est la plus intense à 353 GHz. Le masque ainsi obtenu est représenté en figure 7.1. Il a été appliqué à l'ensemble des jeux de cartes précédemment cités.

7.1.1 Modèle d'émissivité pour l'émission thermique de la poussière

Après les travaux de [Désert et al 1990] montrant que la poussière compte une composante froide et une composante chaude les modèles d'émissivité effectifs actuels sont définis par deux températures et deux indices spectraux [Finkbeiner et al 1999].

Nous avons choisi d'utiliser un modèle d'émissivité défini par un seul corps gris en nous intéressant principalement à la composante de poussière froide :

$$I_\nu = \nu^{\beta_d} B_\nu(T_d) \quad (7.1)$$

¹<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/>

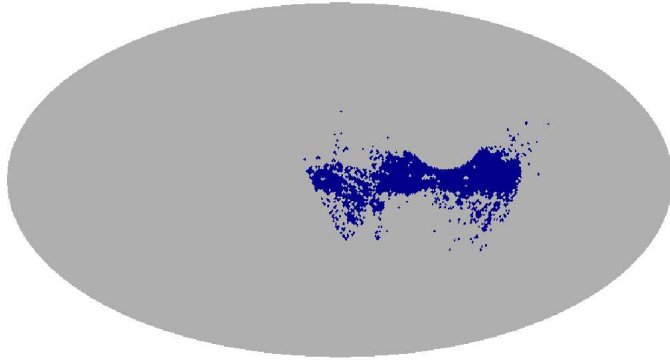


FIG. 7.1 – Masque utilisé pour tenir compte de la couverture incomplète d’ARCHEOPS et en ne conservant que les pixels où l’intensité est supérieure à $3000\mu\text{KRJ}$

TAB. 7.1 – Intervalles de variation des paramètres du modèle d’émissivité de la poussière thermique.

Paramètres	Intervalle	Pas
β_d	$[-1.0, 4.0]$	0.02
T_d	$[10.0, 37.0]$	0.1

où β_d est l’indice spectral et où $B_\nu(T_d)$ décrit une loi de Planck en fonction de la température des grains de poussière T_d .

7.1.2 Méthode de contrainte utilisée

Nous avons généré des cartes en intensité (en $\text{MJy}\cdot\text{sr}^{-1}$), en tenant compte du masque décrit ci-dessus, pour une grille de modèles obtenus en faisant varier la température de la poussière T_d et l’indice spectral de l’émission de poussière β_d . Les intervalles et les pas considérés pour chacun de ces paramètres sont détaillés dans le tableau 7.1.

Nous avons ensuite comparé les cartes construites à partir du modèle et des données pour chaque pixel en utilisant une analyse basée sur le maximum de la vraisemblance :

$$-\log \mathcal{L}_\nu = \sum_\nu \frac{(D_\nu^p - M_\nu^p)^2}{\sigma_\nu^{p2}} \quad (7.2)$$

où D_ν^p et M_ν^p correspondent au jeu de données et de modèles à la fréquence ν pour le pixel p . Le jeu de données regroupant les données ARCHEOPS et IRIS à $100 \mu\text{m}$. σ_ν^p est l’incertitude associée à D_ν^p .

Le bruit instrumental dans les données ARCHEOPS à chaque fréquence est calculé en effectuant des simulations de bruits, en suivant la méthode décrite dans le paragraphe 9.3. Les cartes de variance du bruit en Q et U sont calculées en estimant la variance sur 250 de ces simulations de cartes de bruit.

Les barres d’erreurs pour les données IRIS à $100 \mu\text{m}$ sont de estimées à 13.5 % du flux mesuré [Miville-Deschênes & Lagache 2005].

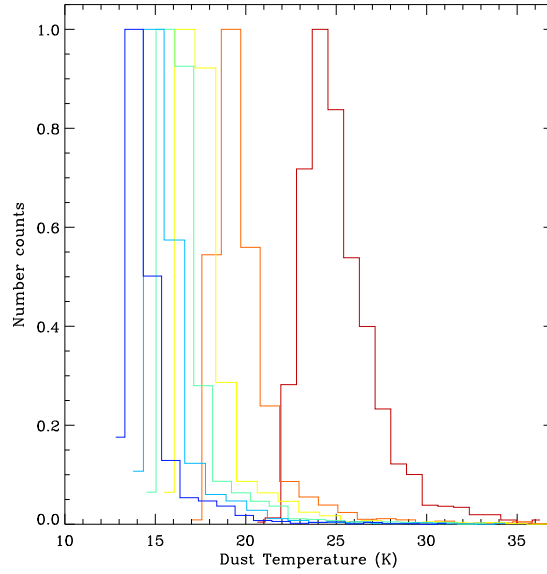


FIG. 7.2 – Histogrammes représentant le nombre de pixels associés à chaque valeur de la température des grains de poussière obtenus par le biais de notre ajustement en fixant la valeur de l’indice spectral à 1.0 en violet, 1.5 en bleu, 1.8 en vert, 2.0 en jaune, 2.2 en orange et 2.5 en rouge.

À titre illustratif nous avons représenté en figure 7.2 les histogrammes représentant le nombre de pixels associés à chaque valeur de la température des grains de poussière obtenus en appliquant la même méthode d’ajustement et en fixant l’indice spectral de l’émission de poussière à différentes valeurs. Notons que nous obtenons une valeur centrale pour la température différente pour chaque valeur de l’indice spectral. Les valeurs de ces deux paramètres sont donc fortement corrélées. Afin de pallier ce problème nous avons choisi de faire varier les valeurs des deux paramètres simultanément.

7.1.3 Description des résultats

Sur la figure 7.3, représentant la fonction de vraisemblance à 2 dimensions pour les paramètres T_d et β_d , on peut remarquer une corrélation entre ces deux paramètres, due aux incertitudes.

La figure 7.4 montre les histogrammes du nombre de pixel associés à chaque valeur de la température T_d (à gauche) et de l’indice spectral β_d (à droite).

- la température moyenne T_d des grains de poussière est de 20 K avec une FWHM¹ de 5 K.
- l’indice spectral β_d de l’émission de la poussière est de 1.4 avec une FWHM¹ de 0,6.

Afin d’obtenir les cartes finales de la variation spatiale de la température des grains et de l’indice spectral en minimisant les biais on supprime tout d’abord les valeurs extrémales des intervalles de variation des deux paramètres pour lesquels les ajustements sont peu crédibles. De fait $10 \leq T_d \leq 30$ K et $\beta_d \in [0.5, 2.5]$. Pour la température, l’ajustement étant très bruité, nous avons effectué une coupure en fixant l’erreur à 3K maximum.

Les figures 7.5 et 7.6 représentent les variations spatiales de la température des grains de poussière et de l’indice spectral et les barres d’erreur associées. Notons que la valeur de l’indice spectral de l’émission obtenue pour le meilleur ajustement du modèle au données n’est pas compatible avec les résultats de [Finkbeiner et al 1999]. Cette différence peut être

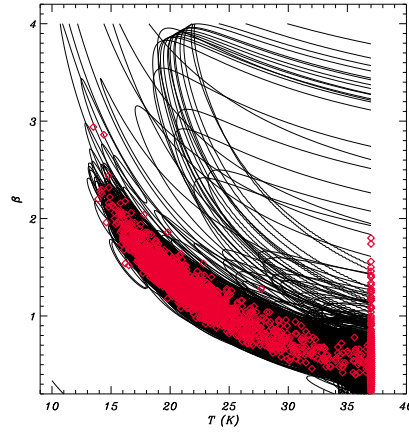


FIG. 7.3 – Fonction de vraisemblance à 2 dimensions montrant la corrélation entre les paramètres T_d et β_d , avec les contours tracés à 1σ .

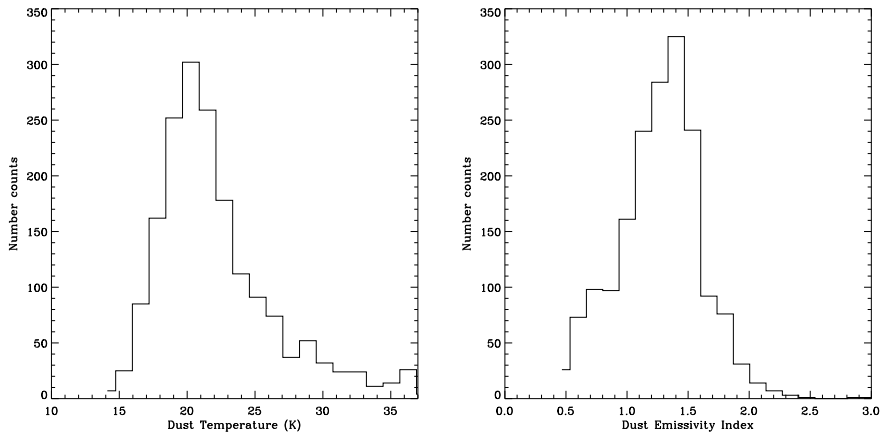


FIG. 7.4 – Histogrammes représentant le nombre de pixels associés chaque valeurs de la température (à gauche) et pour chaque valeur de l'indice spectral (à droite) obtenus par le biais de notre ajustement .

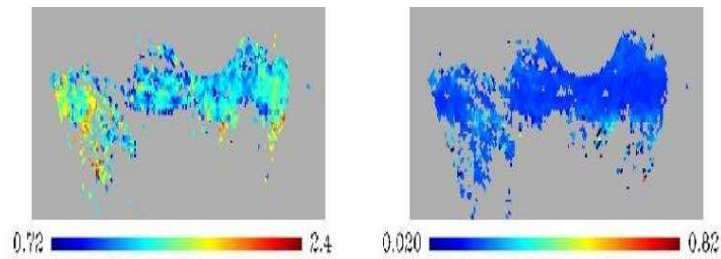


FIG. 7.5 – Cartes représentant les variations spatiales de l'indice spectral de l'émission de la poussière obtenue pour le meilleur ajustement (à gauche) et l'erreur sur ces valeurs (à droite).

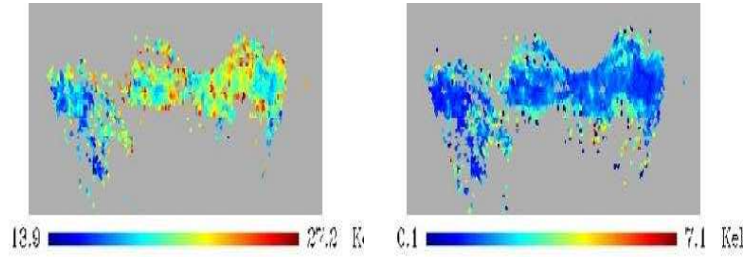


FIG. 7.6 – Cartes représentant les variations spatiales de la température de la poussière obtenue pour le meilleur ajustement (à gauche) et l’erreur sur ces valeurs (à droite)

expliquée par le fait que dans notre modèle la valeur de l’indice spectral est un paramètre libre alors que dans le modèle proposé par [Finkbeiner et al 1999] les indices spectraux associés aux deux corps gris sont fixés.

On peut également observer, sur les cartes des variations des deux paramètres, les stries résiduelles induites par l’utilisation des cartes ARCHEOPS [Macías-Pérez et al 2007]. On peut remarquer que les erreurs sur les deux paramètres sont plus importantes sur les bords du masque et au niveau des stries résiduelles. Finalement, seule la corrélation spatiale entre les erreurs sur les valeurs des deux paramètres induit une corrélation apparente entre les paramètres.

7.2 Étude du domaine de validité du modèle d’émission de poussière

Nous cherchons à présent à définir le domaine de validité en fréquence du modèle d’émission de la poussière dont nous avons contraint les paramètres dans la section précédente. Pour ce faire nous l’avons comparé à des données à des fréquences allant de 23 à 5000 GHz.

Afin d’estimer la contribution de l’émission thermique de la poussière à basses fréquences en température nous nous sommes servis des cartes en température thermodynamique construites à partir des canaux K, Ka, Q, V et W de WMAP après 7 ans de prises de données [Hinshaw et al 2009]. Plus précisément nous avons utilisé les cartes co-additionnées disponibles sur le site Λ WMAP² à la résolution $N_{side}=512$ dans le schéma de pixelisation HEALPIX [Górski et al 2005]. Ces cartes ont été dégradées à la résolution $N_{side} = 64$ pour augmenter le rapport signal-sur-bruit.

Pour l’étude du domaine de validité aux plus hautes fréquences, nous avons réutilisé les données ARCHEOPS et les données IRIS décrites dans la section précédente, en utilisant à la fois les données à 60 et 100 μm .

Les cartes construites à partir des données ARCHEOPS, du modèle d’émission de la poussière et des résidus obtenus après soustraction du modèles aux données sont représentées en figure 7.7. Aux fréquences d’ARCHEOPS le modèle reproduit très bien les caractéristiques spatiales et l’amplitude des structures présentes dans les données. Les résidus sont très faibles, avec un rapport résidu/données n’excédant jamais les 10 %, ce qui indique que ce rayonnement est dominant aux fréquences considérées, comme nous nous y attendions.

²<http://lambda.gsfc.nasa.gov/>

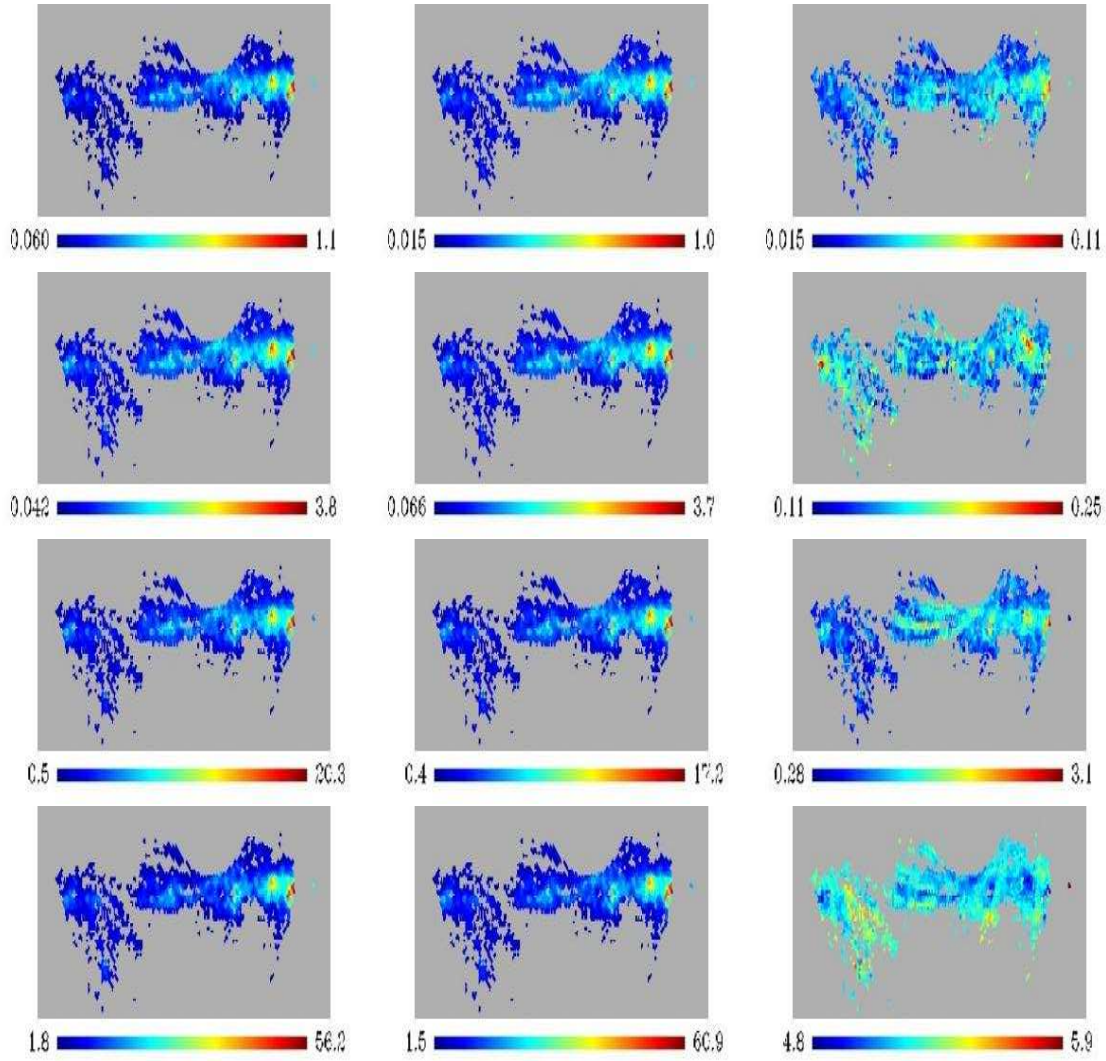


FIG. 7.7 – Cartes en intensité ($MJy.sr^{-1}$) représentant les données ARCHEOPS (à gauche), le modèle d'émission de poussière thermique (au centre) et le résidu obtenu après soustraction du modèle aux données (à droite), représentées, (de haut en bas), de 143 à 545 GHz.

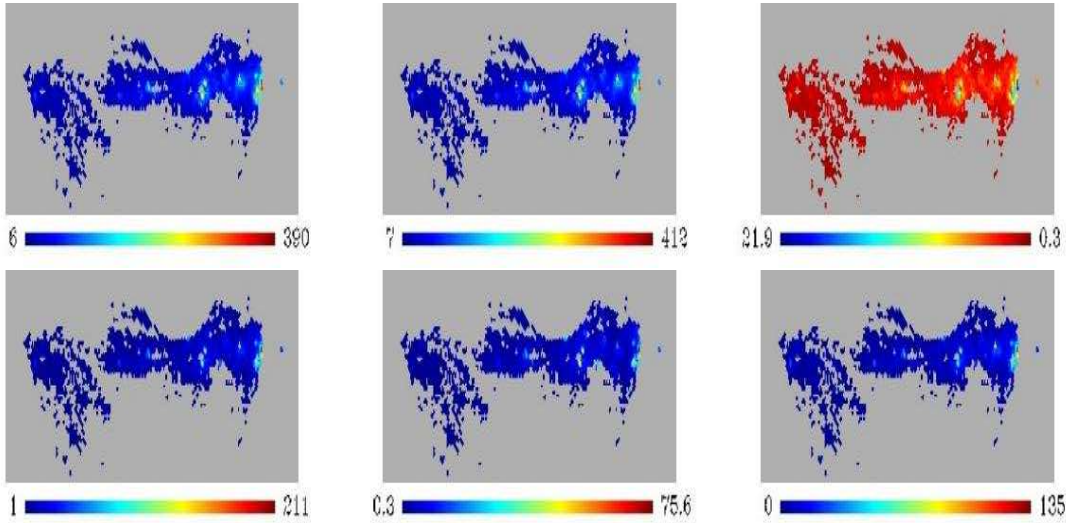


FIG. 7.8 – Cartes en température ($MJy.sr^{-1}$) représentant les données IRIS (à gauche), le modèle d'émission de poussière thermique (au centre) et le résidu obtenu après soustraction du modèle aux données (à droite), représentées, (de haut en bas), de 3000 à 5000 GHz.

Les cartes obtenues de manière semblable à 100 et 60 μm d'IRIS apparaissent en figure 7.8. Le modèle d'émission reproduit efficacement les structures et l'amplitude des données IRIS à 100 μm . Les résidus à cette fréquence sont de très faible amplitude par rapport aux données. À l'inverse, à 60 μm , les résidus sont importants et le modèle ne suffit pas à reproduire l'ensemble des structures apparaissant dans les données. Le rapport résidu/données est de presque 60 % à cette fréquence. Il nous faudrait ajouter une composante de poussière plus chaude [Désert et al 1990] ce qui est hors du cadre de cette étude.

Les cartes en intensité construites à partir des données WMAP, du modèle d'émission de poussière et des résidus obtenus après soustraction du modèle aux données, sont représentées dans les figures 7.9. Aux fréquences considérées, les résidus sont importants et le modèle d'émission de la poussière ne reproduit pas les structures présentes dans les données, d'autant moins bien que la fréquence est basse. Ceci montre que d'autres composantes sont à considérer pour reproduire correctement les données WMAP, telles que l'émission synchrotron et le rayonnement *bremsstrahlung*, ainsi que nous l'avons mentionné dans les sections 6.1 et 6.3.

7.3 Modélisation du rayonnement *bremsstrahlung* et de l'émission synchrotron

Dans le but d'estimer la contribution de l'émission *bremsstrahlung*, surtout présente aux fréquences de mesure de WMAP, nous avons utilisé la carte *Extinction-Corrected H-alpha Foreground Template* de l'émission $H\alpha$ produite par [Finkbeiner 2003]. Cette carte est composée des données du *Virginia Tech Spectral line Survey* (VTSS), pour la partie Nord, et celles issues du *Southern H-Alpha Sky Survey Atlas* (SHASSA) pour la partie Sud du ciel, en appliquant des facteurs de correction pour tenir compte de l'absorption par la poussière [Finkbeiner 2003]. Elle est disponible à $N_{side} = 512$ en format HEALPIX [Gòrski et al 2005] sur le site de Λ WMAP.

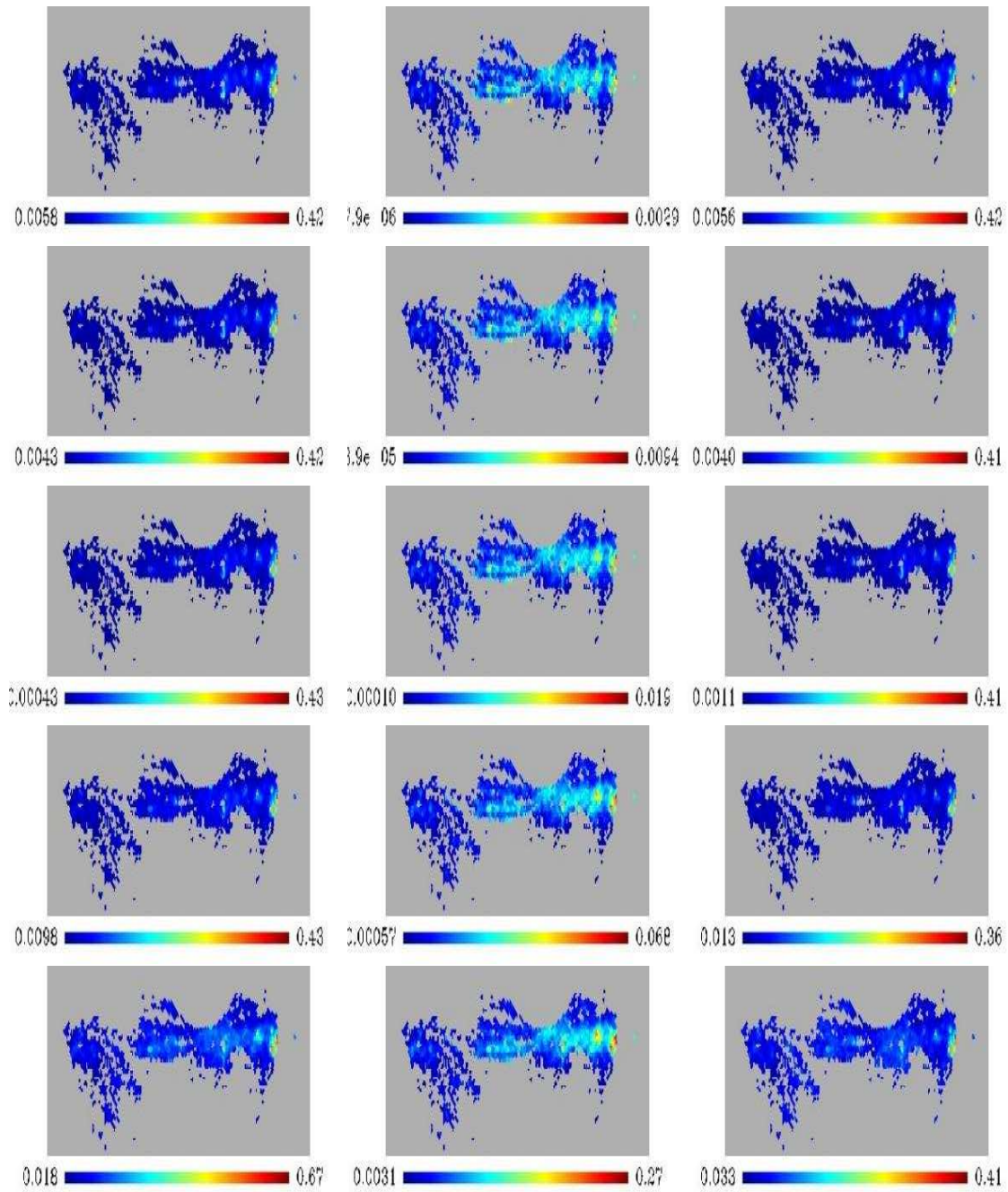


FIG. 7.9 – Cartes en température ($MJy.sr^{-1}$) représentant les données WMAP 7 ans (à gauche), le modèle d'émission de poussière thermique (au centre) et le résidu obtenu après soustraction du modèle aux données (à droite), représentées, (de haut en bas), de 23 à 94 GHz.

TAB. 7.2 – Indice spectral du rayonnement de *bremsstrahlung* aux fréquences de mesure de WMAP, pour $T_e=8000$ K.

Fréquence centrale (GHz)	23	33	41	61	94
β_{ff}	-2.090	-2.093	-2.095	-2.099	-2.1

Pour obtenir la carte T_{brem} du rayonnement *bremsstrahlung* à 23 GHz à partir de celle de l'émission H α nous suivons ici [Bennett et al 2003a]. En utilisant la définition de la température d'antenne (voir équation 6.9) et la définition de la mesure de l'émission $EM = \int n_e^2 d\vec{n}$ on obtient [Bennett et al 2003a] :

$$T_A^{brem}(\mu K) = 1.44EM_{cm^{-6}.pc} \cdot \frac{[1 + 0.22\ln(T_e/8000K) - 0.14\ln(\nu/41GHz)]}{(\nu/41GHz)^2(T_e/8000K)^{1/2}} \quad (7.3)$$

L'intensité de l'émission H α $I(R)$ étant définie en Rayleigh par :

$$I(R) = 0.44EM_{cm^{-6}.pc} \left(\frac{T_e}{8000K}\right)^{-1/2} \times \left(1 - 0.34\ln\left(\frac{T_e}{8000K}\right)\right) \quad (7.4)$$

Elle est exprimée en Rayleigh ($1R = 2.42 \times 10^{-7} \text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$) à $0.6563 \mu\text{m}$.

Ainsi, l'intensité du rayonnement *bremsstrahlung* (en mK_{RJ}) en fonction de l'intensité de l'émission H α (en R), est donnée par la relation qui découle des équations 7.3 et 7.4 :

$$T_{brem} = \frac{1.44}{0.44} I(R) \frac{(1 + 0.22\ln(\frac{T_e}{8000K}) - 0.14\ln(\frac{\nu}{41GHz}))}{(\frac{\nu}{41GHz})^2 (1 - 0.34\ln(\frac{T_e}{8000K}))} \quad (7.5)$$

Nous avons extrapolé la carte-patron de l'émission *bremsstrahlung* ainsi obtenue aux autres fréquences de WMAP en supposant un comportement en loi de puissance $\nu^{\beta_{ff}}$ (ff pour free-free) [Rybicki & Lightman 1979, Bennett et al 2003a]. Nous avons supposé un indice spectral de la forme :

$$\beta_{brem} = -2 - \frac{1}{10.48 + 1.5\ln(T_e/8000K) - \ln(\frac{\nu}{41GHz})} \quad (7.6)$$

en suivant [Bennett et al 2003a]. Nous avons choisi de fixer la température des électrons à une valeur constante de 8000 K, en accord avec [Otte et al 2002]. Les valeurs des indices spectraux obtenues aux fréquences de mesure de WMAP en faisant ces suppositions sont détaillées dans le tableau 7.2.

Afin de modéliser la contribution de l'émission synchrotron nous avons utilisé les données du *408 MHz all-sky Continuum Survey* comme carte-patron. Nous les avons extrapolé aux différentes fréquence considérées en la valeur de l'indice spectral de l'émission synchrotron à -2.7 [Bennett et al 2003c]. La carte de l'émission synchrotron standard ainsi estimé est représentée à 23 GHz en figure 7.10

7.3.1 Estimation de la validité du modèle d'émission *bremsstrahlung*

Afin de caractériser correctement les données WMAP 7 ans il nous faut tenir compte de l'émission de la poussière, de l'émission synchrotron et de l'émission *bremsstrahlung* [Bennett et al 2003c]. Pour ces trois composantes nous avons utilisé les modèles présentés précédemment. La

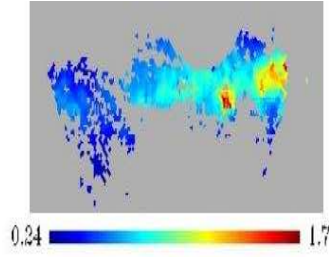


FIG. 7.10 – Carte en température (mK_{RJ}) représentant le modèle d'émission synchrotron standard à 23 GHz.

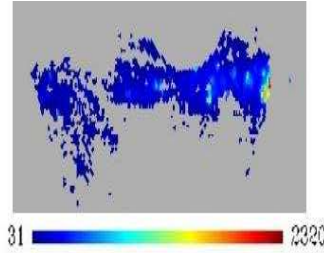


FIG. 7.11 – Carte en intensité (Rayleigh) à 23 GHz pour le modèle d'émission bremsstrahlung construit à partir de la carte de l'émission H α proposée par [Finkbeiner 2003]

carte de l'émission *bremsstrahlung* construite à partir de la carte de [Finkbeiner 2003] est représentée en figure 7.11. À titre d'exemple, sont représentées en figure 7.12 les données WMAP 7 ans, les cartes obtenues après soustraction du modèle d'émission de poussière à ces données et après soustraction des modèles d'émission de poussière, synchrotron et *bremsstrahlung*, respectivement à 23 et 61 GHz. On peut remarquer aux deux fréquences considérées la corrélation spatiale existant entre les résidus (après soustraction d'une ou de trois composantes) et la carte représentant le rayonnement *bremsstrahlung*. On peut également constater l'existence de zones de défaut où d'excès d'émission *bremsstrahlung*, là où nous avons soustrait trop ou trop peu cette émission aux données. L'ajout de ces modèles d'émissions *bremsstrahlung* et synchrotron semble donc insuffisant pour nous permettre de reproduire correctement les données WMAP en température.

Une explication possible est le fait que nous avons considéré la température des électrons libres comme étant spatialement constante. Afin d'estimer la validité de cette hypothèse nous avons calculé la température des électrons libres T_e associée à la carte obtenue après soustraction du modèle d'émission de poussière aux données WMAP à 23 GHz. En partant des équations 7.3 et 7.4, aux fréquences de WMAP on obtient la relation :

$$T_e = 8000 \times \exp\left(\frac{\frac{0.14}{0.44}I(R) \left(0.14 \ln\left(\frac{\nu}{41\text{GHz}}\right) - 1\right) + T_{brem} \left(\frac{\nu}{41\text{GHz}}\right)^2}{0.77I(R) + 0.34T_{brem} \left(\frac{\nu}{41\text{GHz}}\right)^2}\right) \quad (7.7)$$

La carte de la variation spatiale de la température en considérant que l'émission visible dans la carte issue des données WMAP après soustraction du modèle de poussière est due au rayonnement *bremsstrahlung* est représentée en figure 7.13 à 23 et 61 GHz. On constate que la valeur supposée de la température des électrons libres T_e est très élevée pour certains pixels de ces cartes, avec des valeurs supérieures à 10000 K ce qui ne peut être le cas si on se réfère aux estimations réalisées par [Otte et al 2002] en fonction des rapports des émissions [OIII/H β] selon lesquelles $3500 \lesssim T_e \lesssim 14000\text{K}$. De fait, la carte de l'émis-

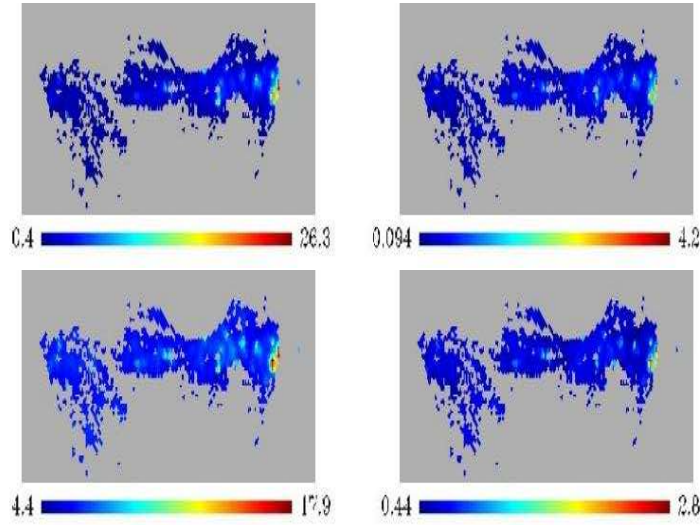


FIG. 7.12 – Cartes représentant les données WMAP 7 ans à 23 (à gauche) et 61 GHz (à droite), et les résidus (en mKRJ) après soustractions des modèles de l'émission de poussière en mKRJ à 23 (à gauche) et 61 GHz (à droite), et des modèles d'émission bremsstrahlung et de l'émission de la poussière aux données WMAP 7 ans à 23 (à gauche) et 61 GHz (à droite)

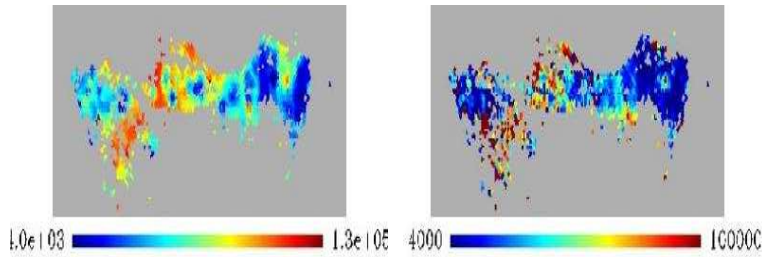


FIG. 7.13 – Carte représentant les variations spatiales de la température (en K) associée aux électrons responsables de l'émission bremsstrahlung à 23 et 61 GHz.

sion *bremsstrahlung* construite en suivant [Finkbeiner 2003] ne suffit pas à expliquer toute l'émission présente dans les résidus alors que nous nous attendions à ce que cette émission domine à ces fréquences. Ainsi, soit nous avons omis d'autres composantes dans notre analyse, soit la carte construite par [Finkbeiner 2003] n'est pas tout à fait représentative du rayonnement *bremsstrahlung* et ce, pour plusieurs raisons [Bennett et al 2003a] :

- ▶ L'émission $H\alpha$ peut être diffusée par les grains de poussière sous une forme différente du rayonnement *bremsstrahlung*.
- ▶ il existe des incertitudes sur la mesure de l'émission $H\alpha$, dans les observations et entre-elles.
- ▶ il peut y avoir des erreurs lors de la séparation de l'émission $H\alpha$ provenant de la couronne terrestre.
- ▶ la température des électrons T_e , dont dépend l'émission $H\alpha$, n'est pas connue avec précision.
- ▶ des hypothèses sont faites sur la distribution des grains de poussière le long de la ligne de visée.
- ▶ le gaz ionisé peut émettre hors des longueurs d'onde couvertes par les observations utilisées pour construire la carte de [Finkbeiner 2003].

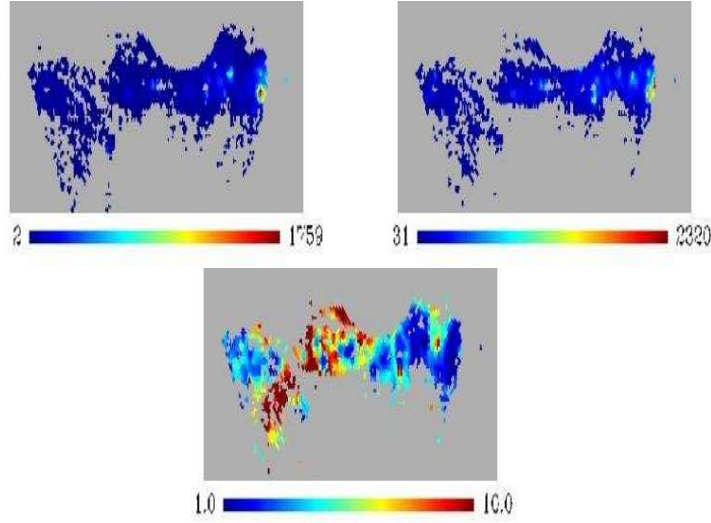


FIG. 7.14 – De haut en bas : Cartes représentant l'émission H- α proposée par [Finkbeiner 2003], le résidu d'émission obtenu à 23 GHz, et le rapport entre la carte $T_{\text{res},\nu}$ issue du résidu à 23 GHz, et celle construite par [Finkbeiner 2003].

Nous avons choisi ici d'étudier l'hypothèse suivant laquelle la carte de l'émission *bremssstrahlung* construite à partir de la carte de [Finkbeiner 2003] est imparfaite. Nous avons alors estimé la contribution de cette émission dans les données WMAP à 23 GHz en soustrayant à la carte issue des données WMAP 7 ans à 23 GHz le modèle d'émission de la poussière et de l'émission synchrotron décrits dans la section 7.3. À partir du résidu ainsi obtenu, nous avons généré une carte de l'émission H- α , grâce à la relation 7.5, en supposant dans un premier temps que l'ensemble des résidus se trouve être de l'émission *bremssstrahlung*. Dans ce cas, et en supposant que la température des électrons libre T_e est de 8000 K [Otte et al 2002, Bennett et al 2003a], l'intensité (en Rayleigh) de la carte supposée de l'émission H- α associée au résidu $T_{\text{res},\nu}$ à la fréquence ν s'écrit :

$$I(R)_{\text{res},\nu} = \frac{1.44}{0.44} T_{\text{res},\nu} \frac{\left(\frac{\nu}{41\text{GHz}}\right)^2}{1 - 0.14 \ln\left(\frac{\nu}{41\text{GHz}}\right)} \quad (7.8)$$

La figure 7.14 représente l'émission H- α supposée, $I(R)_{\text{mod}}$, estimée à partir du résidu à 23 GHz, la carte de l'émission H- α produite par [Finkbeiner 2003], $I(R)_{\text{fink}}$ et le rapport entre ces deux cartes. On peut remarquer deux types de zones dans la carte du résidu :

- ▶ pour les zones où $I(R)_{\text{mod}}/I(R)_{\text{fink}} < 3$: il est raisonnable d'assimiler les rayonnements présents dans ces zones à de l'émission *bremssstrahlung*, environ 4 % des pixels.
- ▶ pour les zones où $I(R)_{\text{mod}}/I(R)_{\text{fink}} > 3$ ce ne peut être dû uniquement au rayonnement *bremssstrahlung*.

7.4 Étude de la composante d'émission anormale

Afin de caractériser la nature des émissions présentes dans les résidus obtenus après soustraction du modèle d'émission de poussière aux données WMAP, nous les avons comparé à un modèle à deux composantes : l'une étant le rayonnement *bremssstrahlung* et l'autre l'émission anormale.

TAB. 7.3 – Intervalles de variation des paramètres des modèles effectifs d'émissions synchrotron et *bremstrahlung*.

Paramètres	Intervalles	Pas
β_s	$[-3.7, -2.3]$	0.01
$T_e(K)$	$[4000.0, 14000]$	1000

Nous avons construit un modèle M_ν , utilisant des lois de puissance pour caractériser ces deux émissions, tel que décrit dans les paragraphes 6.1 et 6.3 :

$$M_\nu = A_{anorm}\nu^{\beta_{anorm}} + A_{brem}\nu^{\beta_{brem}(T_e,\nu)} \quad (7.9)$$

Les coefficients de normalisation A_{anorm} et A_{brem} et l'indice β_{anorm} étant des paramètres libres du modèle. Comme indiqué par la relation 7.6, l'indice spectral β_{brem} est dépendant de la fréquence, de la carte en intensité de l'émission $H\alpha$ (en Rayleigh) construite par [Finkbeiner 2003] et décrite dans le paragraphe 7.3 et de la température des électrons, suivant la relation 7.7. La température des électrons est elle aussi considérée comme un paramètre libre du modèle. Les intervalles de variation des différents paramètres du modèle sont détaillés dans le tableau 7.3.

À partir de ce modèle nous avons généré des cartes en intensité à 408 MHz et aux fréquences de mesure de WMAP en appliquant le masque décrit dans le paragraphe 7.1. Nous avons alors comparé le modèle pixel par pixel pour tous les pixels en procédant comme décrit dans le paragraphe 7.1. Les incertitudes sur les données WMAP ont également été estimées comme dans le paragraphe 7.1. Afin de contraindre le modèle à 408 MHz nous avons utilisé les données du *408 MHz all-sky continuum survey* prises par [Haslam et al 1982] et représentée en figure 7.15. Cette carte a été dégradée à la résolution $N_{side} = 64$. L'incertitude sur ces données a été estimée à 10 % en suivant [Haslam et al 1982].

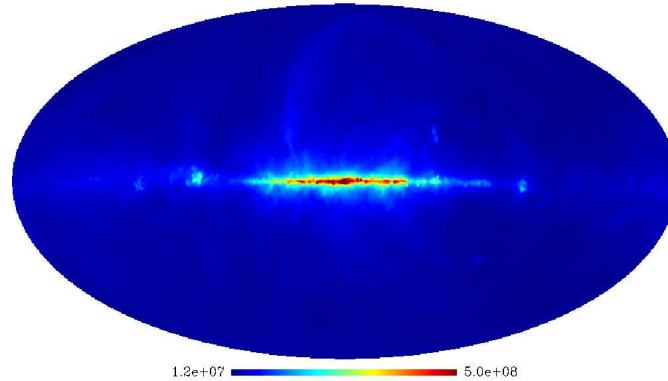


FIG. 7.15 – Carte-patron construite par Haslam [Haslam et al 1982] à partir des données du 408 MHz all-sky continuum survey pour estimer l'intensité (en μKRJ) de l'émission synchrotron.

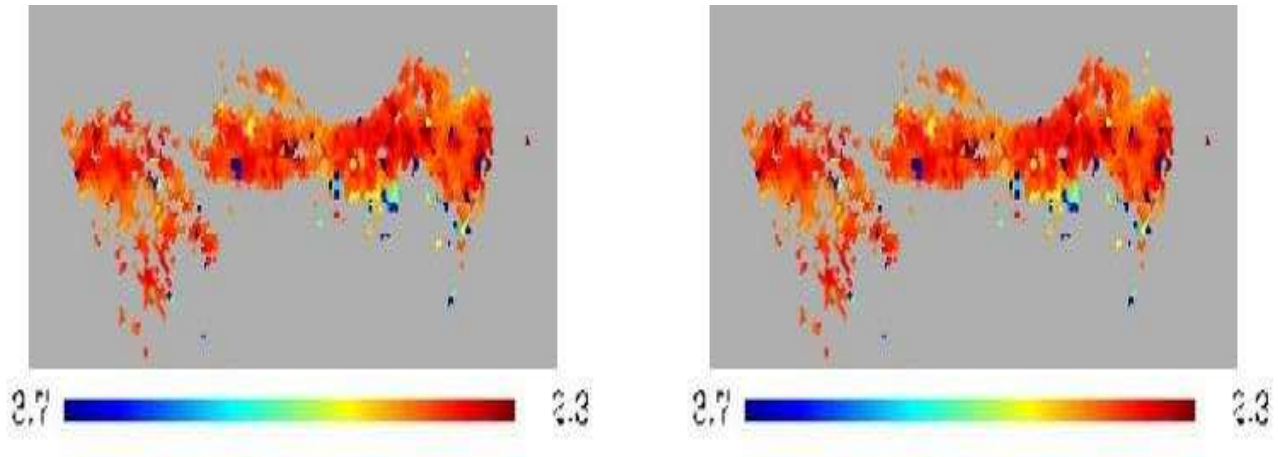


FIG. 7.16 – Cartes représentant la variation de l'indice spectral du modèle d'émission anormale (à gauche) et la variation de la température des électrons (en K) du modèle d'émission bremsstrahlung (à droite).

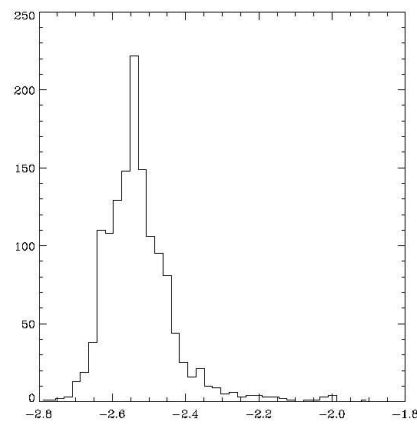


FIG. 7.17 – Histogramme représentant le nombre de pixels associés chaque valeur de l'indice spectral du modèle d'émission anormale.

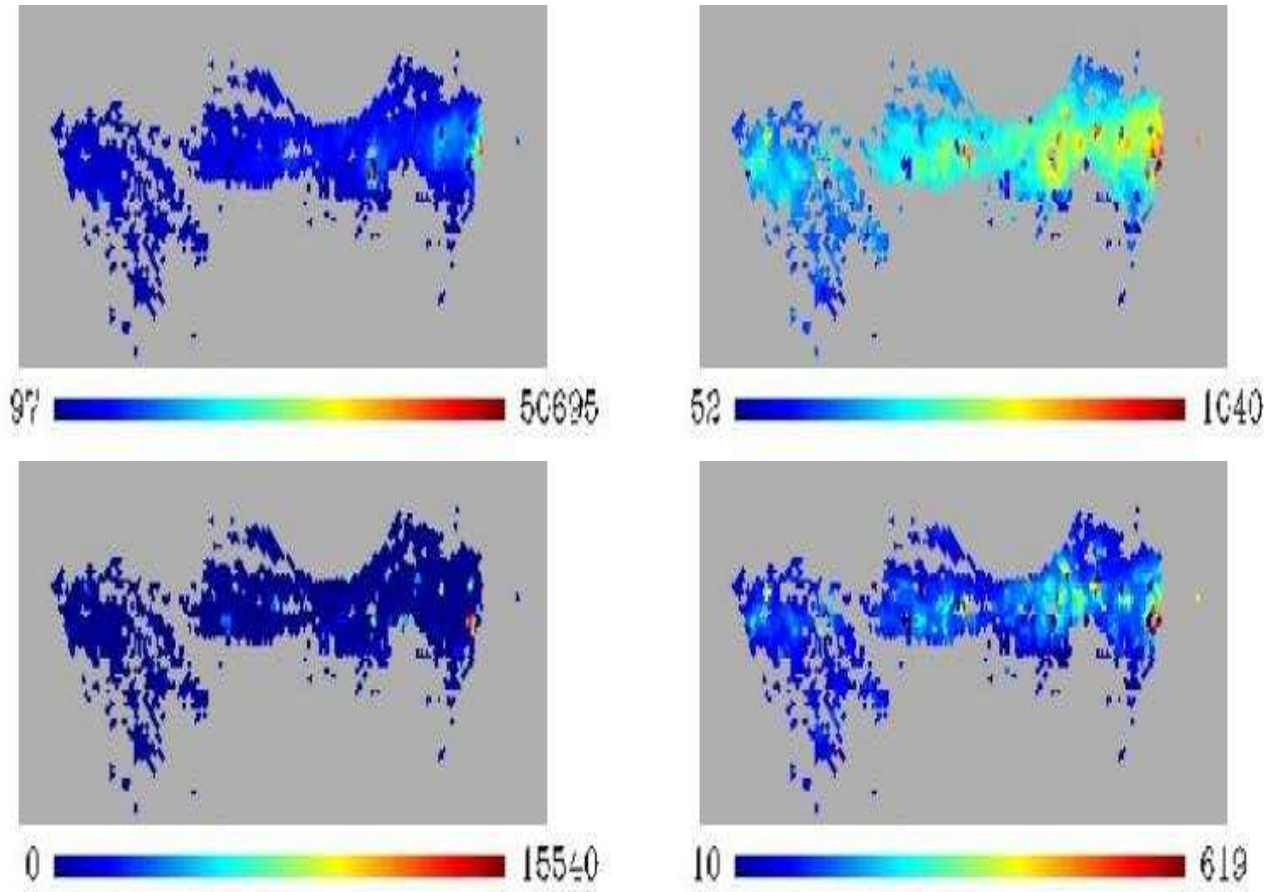


FIG. 7.18 – Cartes représentant l'intensité à 1 GHz (en mK_{RJ}) associée à l'émission anormale (à gauche) et l'erreur sur cette intensité (estimée à 1 GHz) à 2σ (à droite).

7.4.1 Description des résultats

La figure 7.4.1 représente les variations spatiales de l'indice spectral du modèle d'émission anormale et de la température des électrons associés au modèle d'émission *bremstrahlung*. Comme nous pouvons le voir l'indice spectral moyen de l'émission anormale est proche de $-2,5$. Ceci apparaît clairement sur la figure 7.17 montrant l'histogramme représentant le nombre de pixels associés chaque valeur de l'indice spectral du modèle d'émission anormale.

On constate également en observant la partie de droite de la figure qu'il n'est possible d'associer une température physiquement acceptable pour des électrons à seulement 40 pixels sur les 1000 considérés. Pour les 960 pixels restants la température des électrons atteint la limite supérieure de l'intervalle des variations autorisées. Nous rappelons que suivant [Otte et al 2002], seules les températures telles que $3500 \lesssim T_e \lesssim 14000K$ peuvent être associées aux électrons responsables de l'émission *bremstrahlung*. Ceci indique que ces pixels sont dominés par la composante anormale.

Les figures 7.18 et 7.19 représentent les cartes en intensité de émission anormale et du rayonnement *bremstrahlung* estimés à 1 GHz.

D'après nos résultats, dans les cartes des résidus après soustraction du modèle de poussière aux données de WMAP la majeure partie du rayonnement peut être caractérisé

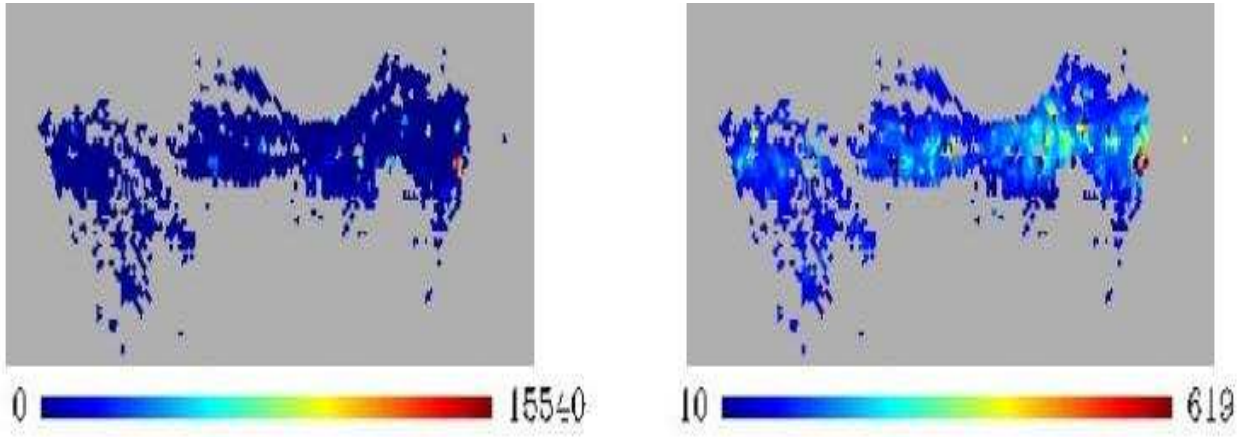


FIG. 7.19 – Cartes représentant l'intensité à 1 GHz (en mK_{RJ}) associée à l'émission *bremsstrahlung* (à gauche) et l'erreur sur cette intensité (estimée à 1 GHz) à 2σ (à droite).

par une émission anormale ayant un comportement en loi de puissance avec un indice spectral moyen de $-2,5$. Comme mentionné par [Bennett et al 2003b, Hinshaw et al 2007, Dobler & Finkbeiner 2008] un tel indice spectral pour l'émission anormale pourrait indiquer la présence d'émission synchrotron dur. Cependant comme nous n'avons pas pris en compte de données dans l'intervalle de fréquence entre 10 et 20 GHz nous ne pouvons pas exclure que cette émission *anormale* soit de type *spinning dust* comme suggéré par [Draine & Lazarian 1998, de Oliveira-Costa et al 1999, de Oliveira-Costa et al 2002, Lagache 2003]. En effet, des observations dans certains nuages où le *spinning dust* domine ([Watson et al 2005, Ysard et al 2010, Dickinson et al 2010a, Dickinson et al 2010b, Bot et al 2010]) présentent un comportement spectral similaire.

7.5 Conclusions

Nous avons montré ici que nous pouvions contraindre la température des grains de poussière et l'indice spectral de l'émission de la poussière pour un modèle d'émissivité de type loi de corps gris. Ceci nous a permis de proposer des cartes partielles représentant la variation spatiale de ces paramètres. L'étude du domaine fréquentiel de cette émission a montré qu'elle était prédominante dans les données WMAP à 94 GHz, aux fréquences de mesure d'ARCHEOPS et dans les données IRIS à $100 \mu\text{m}$. À plus hautes fréquences, nous avons remarqué qu'une émission de poussière ayant ces caractéristiques ne suffisait plus pour décrire les données et qu'il y avait d'autres sources d'émission de poussière sous formes de très petits grains de poussière [Désert et al 1990].

Enfin, nous avons étudié la contribution de l'émission *bremsstrahlung* proposée par [Finkbeiner 2003] aux fréquences de WMAP. Nous avons pu montrer que l'addition des contributions de la poussière, du synchrotron standard et du *bremsstrahlung* étaient insuffisantes pour reproduire l'ensemble des structures présentes dans les données. Les structures résiduelles peuvent être séparées en deux parties : certaines d'entre-elles sont corrélées au rayonnement *bremsstrahlung* et révèlent une insuffisance de l'estimation proposée par [Finkbeiner 2003] pour caractériser entièrement cette émission. Enfin certaines zones des cartes de résidus ne peuvent pas être assimilées à du rayonnement *bremsstrahlung* et mettent donc en évidence

la présence d'autres émissions de type anormal.

Pour caractériser cette émission anormale nous avons comparé les résidus après soustraction de l'émission de la poussière à un modèle comprenant une composante anormale et une composante d'émission *bremsstrahlung*. Cette composante anormale a été modélisée par une loi de puissance. L'indice spectral moyen de cette loi de puissance a été estimé à $\geq -2,5$. Comme mentionné par [Bennett et al 2003b, Hinshaw et al 2007, Dobler & Finkbeiner 2008] un tel indice spectral pour l'émission anormale pourrait indiquer la présence d'émission synchrotron *hard*. Cependant comme nous n'avons pas pris en compte de données dans l'intervalle de fréquence entre 408 MHz et 20 GHz nous ne pouvons pas exclure que cette émission *anormale* soit de type *spinning dust* comme suggéré par [Draine & Lazarian 1998, de Oliveira-Costa et al 1999, de Oliveira-Costa et al 2002, Lagache 2003]. En effet des observations dans certains nuages où le *spinning dust* domine ([Watson et al 2005, Ysard et al 2010, Dickinson et al 2010a, Dickinson et al 2010b, Bot et al 2010]) présentent un comportement spectral similaire et un spectre électromagnétique caractérisé par une bosse entre 10 et 50 GHz, telle qu'apparaissant en figure (mettre le spectre tiré de Watson 2005). Afin de pouvoir conclure quant au comportement spectral de cette émission il nous faudrait disposer de données entre 408 MHz et 23 GHz. et la on verrait si spectre pente -2.5 ou > 0 comme attendu pour le *spinning dust*.

L'instrument haute-fréquence du satellite PLANCK fournira des cartes complètes en intensité du ciel avec une résolution angulaire de 5 à 15 arcmin aux fréquences de mesure d'ARCHEOPS. Ceci permettra donc d'étudier les variations spatiales de la température des grains de poussière et de l'indice spectral de l'émission thermique de poussière sur tout le ciel. Par suite il sera donc possible de mettre en évidence les zones de présence de l'émission anormale en utilisant une méthode similaire à celle décrite dans ce chapitre.

8. Modélisation tri-dimensionnelle des émissions galactiques polarisées

Les principaux rayonnements galactiques en polarisation aux fréquences d'intérêt pour l'étude du CMB sont l'émission synchrotron diffuse et l'émission thermique de poussière [Weiss 1984, Bennett et al 2003c]. Nous avons donné une description des caractéristiques de ces émissions et des processus physiques qui les induisent dans le chapitre 6.

L'objet de ce chapitre est de proposer des modèles de ces émissions basés sur une modélisation tri-dimensionnelle de notre Galaxie en nous appuyant sur les mesures disponibles actuellement.

8.1 Observations relatives aux émissions galactiques polarisées

Nous décrirons ici les principales sources d'observation de ces émissions galactiques polarisées et décrirons plus en détail celles qui nous serviront de cartes-patron par la suite.

8.1.1 L'émission synchrotron

Un grand nombre de mesures ont déjà permis de cartographier l'émission synchrotron dans le domaine radio :

- ▶ à 408 MHz par le *408 MHz all-sky continuum survey* [Haslam et al 1981, Haslam et al 1982]. La carte construite à partir de ces observations, représentée figure 8.1, permettant d'estimer l'intensité de l'émission sur la totalité du ciel, nous servira de carte-patron par la suite, après soustraction de la composante due à l'émission *bremsstrahlung*.
- ▶ les mesures à 1.4 GHz faites à Leiden [Reich 1982, Brouw & Spoelstra 1976, Wolleben et al 2006, Testori 2008] ont permis de cartographier l'émission synchrotron en température et en polarisation à la même fréquence. Le MGLS (*Medium Galactic Latitude Survey*) a permis d'estimer ce rayonnement en température [Uyaniker et al 1999].
- ▶ à 2.4 GHz par Parkes [Duncan 1999] en intensité.
- ▶ à 31.5, 53 et 90 GHz, en intensité, par l'expérience COBE [Smoot et al 1992].
- ▶ et enfin les mesures faites en polarisation et température à 23, 33, 41, 61 et 94 GHz par le satellite WMAP [Gold et al 2008, Page et al 2007].

En température, les mesures à basses fréquences peuvent être utilisées comme cartes-patron pour estimer l'émission synchrotron à plus hautes fréquences, même si l'estimation de l'indice spectral est complexe dans ce cas [Kogut et al 2007, Dunkley et al 2009].

Au cours de nos travaux nous avons utilisé les mesures sur tout le ciel faites à 408 MHz par le *408 MHz all-sky continuum survey* par Haslam [Haslam et al 1982] pour estimer l'émission synchrotron en température, après soustraction de l'émission *bremsstrahlung* à cette fréquence. En particulier nous avons utilisé la carte en format HEALPIX [Górski et al 2005] disponible sur le site de Λ WMAP¹). L'erreur d'étalonnage de cette mesure est estimée comme étant inférieure à 10 % et le niveau 0 moyen induit une incertitude de ± 3 K, comme expliqué dans [Haslam et al 1982]. Pour soustraire l'émission de *bremsstrahlung* à 408 MHz nous avons utilisé la carte de cette émission à 23 GHz, générée en utilisant une méthode de maximisation de l'entropie (MEM pour *Maximum entropy*

¹<http://lambda.gsfc.nasa.gov/>

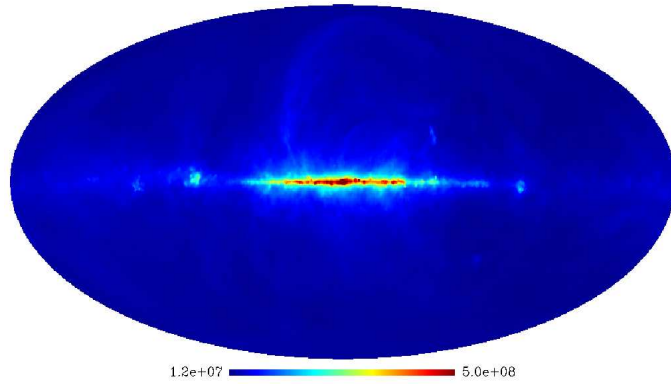


FIG. 8.1 – Carte-patron construite par Haslam [Haslam et al 1982] à partir des données du 408 MHz all-sky continuum survey pour estimer l'intensité (en μKRJ) de l'émission synchrotron

method) décrite dans [Hinshaw et al 2007] à partir des données WMAP 5 ans. Partant des cartes complètes du ciel à une résolution de $N_{side} = 512$ (soit des pixels de 6.9 minutes d'arc), nous les avons dégradées pour obtenir une résolution de $N_{side} = 32$ afin d'accroître le rapport signal sur bruit (soit des pixels de 27.5 minutes d'arc). Nous avons alors soustrait le rayonnement de *bremsstrahlung* en supposant une dépendance en loi de puissance de type $\nu^{\beta_{ff}}$ en suivant [Rybicki & Lightman 1979]. Nous avons choisi de fixer la valeur moyenne de l'indice spectral de l'émission *bremsstrahlung* à $-2,1$ sur tout le ciel en suivant [Dickinson et al 2003, Finkbeiner et al 1999] et en accord avec les résultats que nous avons présenté dans le chapitre 7 sur une portion de ciel plus réduite. La figure 8.1 montre la carte ainsi corrigée à 408 MHz. On peut y distinguer en particulier le plan galactique et le *North Celestial Spurs*.

En polarisation, l'interaction électrons-champ magnétique provoque une rotation de Faraday qui rend les choses plus complexes, en provoquant une forte dépolarisation aux fréquences inférieures à 10 GHz [Sun et al 2008, Jaffe et al 2010, Jansson et al 2009]. Ce phénomène rend notamment très difficile l'extrapolation dans le domaine micro-onde des émissions polarisées observées dans le domaine radio [Wolleben et al 2006, Wolleben et al 2007, Carretti et al 2009]. Les données de WMAP [Page et al 2007] dont nous servirons par la suite (voir section 4) ne sont quasiment pas affectées par cette dépolarisation et fournissent donc une excellente estimation des caractéristiques de l'émission synchrotron, en température comme en polarisation. Ces données nous seront très utiles pour étudier le synchrotron en polarisation, comme nous le verrons par la suite.

8.1.2 L'émission thermique de la poussière

Ce rayonnement, dont nous avons étudié les caractéristiques en température dans le chapitre 7 a été bien cartographié en température, par le satellite IRAS avec une résolution angulaire entre 4 et 5 minutes d'arc [Schlegel et al 1998], puis par l'instrument DIRBE² de COBE [Boulanger et al 1996]. Ces mesures, alliées au modèle numéro 8 de [Finkbeiner et al 1999] (loi de corps gris à deux composantes en température, à 9.4 K et 16.2 K) ont été utilisées par [Finkbeiner et al 1999] pour construire une carte-

2

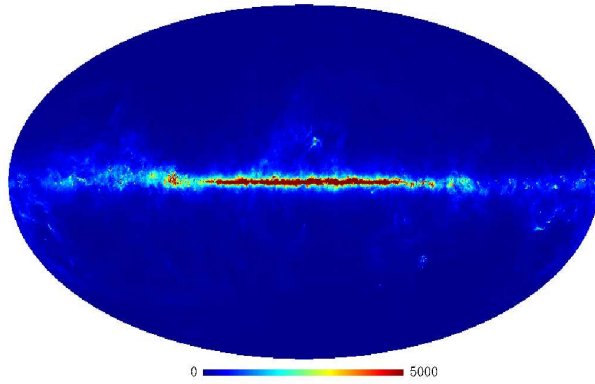


FIG. 8.2 – Carte en intensité (μKJ) de l'émission de poussière thermique à 353 GHz construite par Schlegel, Finkbeiner et Davis [Finkbeiner et al 1999] à partir des données de l'expérience IRAS et de l'instrument DIRBE de COBE

patron de cette émission, représentée figure 8.2. Nous utiliserons cette carte par la suite sous la dénomination de carte SFD ³. Finalement ARCHEOPS [Macías-Pérez et al 2007, Benoît et al 2004] (et voir section 3) a cartographié cette émission dans le domaine millimétrique sur environ 30 % du ciel à 143, 217, 353 et 545 GHz.

En polarisation, les seules mesures disponibles à ce jour sont celles issues des données de WMAP à 94 GHz [Page et al 2007], et d'ARCHEOPS à 353 GHz [Benoît et al 2004, Ponthieu et al 2005] qui a fourni la première mesure à grande échelle de la polarisation de la poussière dans le plan galactique.

8.2 Modélisation des émissions galactiques

Comme nous venons de le voir, les émissions galactiques polarisées diffuses sont intrinsèquement liées à la direction du champ magnétique galactique et à la distribution de matière baryonique dans la galaxie. Afin de modéliser ces émissions de la manière la plus réaliste possible, nous nous sommes basés sur une modélisation tri-dimensionnelle de notre galaxie.

Nous utiliserons dans tout la suite de ce chapitre un référentiel galactocentrique à partir duquel nous définissons un repère de la ligne de visée $\{\vec{u}_n, \vec{u}_l, \vec{u}_t\}$ comme représenté sur la figure 8.3

8.2.1 Le rayonnement synchrotron

Nous pouvons écrire l'intensité du rayonnement de manière locale sur un élément infinitésimal de la ligne de visée dl en fonction de la direction du champ magnétique \vec{B} et de la direction de la ligne de visée \vec{n} . Cette intensité dépend des composantes du champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée et est proportionnelle à la densité d'électrons n_e :

$$dI_\nu^{sync} = \epsilon^{sync}(\nu) n_e(\vec{n}, s) (B_l(\vec{n}, s)^2 + B_t(\vec{n}, s)^2)^{(s+1)/4} dl \quad (8.1)$$

³des noms de ses constructeurs : Schlegel, Finkbeiner et Davis.

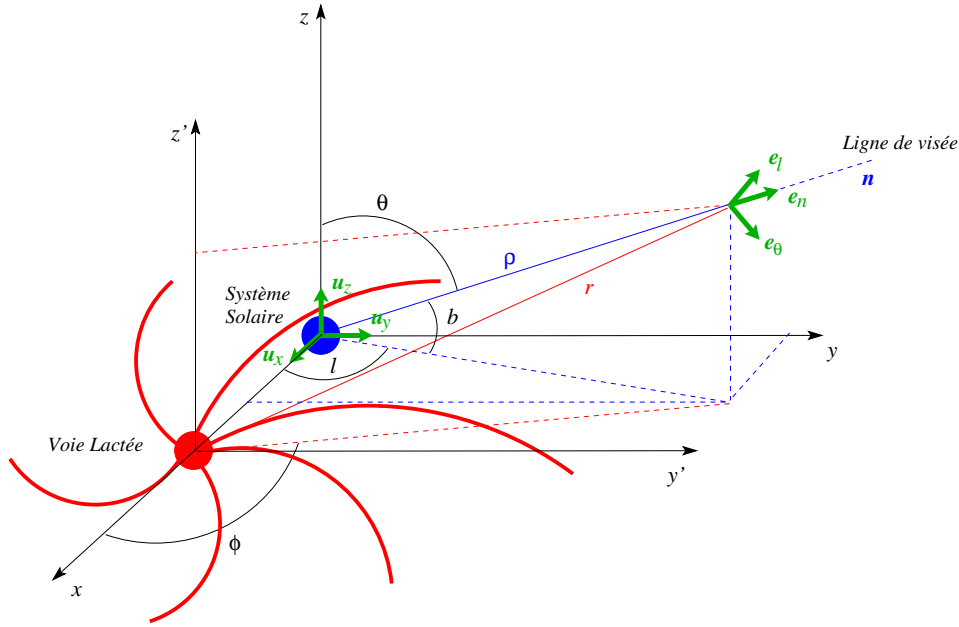


FIG. 8.3 – Définition des repères galactocentrique et de la ligne de visée que nous avons utilisé au cours de notre étude.

où $B_l(\vec{n}, s)$ et $B_t(\vec{n}, s)$ sont respectivement les composantes longitudinale et transverse à la ligne de visée \vec{n} et $\epsilon^{sync}(\nu)$ est l'émissivité (voir section 6.1). L'indice s représente la pente de la distribution en énergie des électrons, ainsi que nous l'avons mentionné dans le paragraphe 6.1. Nous pouvons exprimer les paramètres de Stokes dQ_ν^{sync} et dU_ν^{sync} en fonction de cette intensité et de l'angle de polarisation γ :

$$\begin{aligned} dQ_\nu^{sync} &= dI_\nu^{sync} \cos(2\gamma(\vec{n})) p^{sync} \\ dU_\nu^{sync} &= dI_\nu^{sync} \sin(2\gamma(\vec{n})) p^{sync} \end{aligned} \quad (8.2)$$

La fraction de polarisation p^{sync} dépend de s et peut être écrite comme suit :

$$p^{sync} = \frac{s+1}{s+7/3} \quad (8.3)$$

Par la suite nous fixerons s à la valeur constante de 3, en suivant [Rybicki & Lightman 1979] (voir section 6.1) de manière à ce que l'émission synchrotron soit proportionnelle au carré des composantes du champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée. p^{sync} vaut alors 0,75 [Rybicki & Lightman 1979].

L'angle de polarisation γ est décrit en fonction des composantes transverses et longitudinal du champ magnétique par rapport à la ligne de visée :

$$\gamma(\vec{n}) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 \cdot B_l(\vec{n}) \cdot B_t(\vec{n})}{B_l^2(\vec{n}) - B_t^2(\vec{n})} \right) \quad (8.4)$$

8.2.2 L'émission thermique de poussière

De la même manière que pour le synchrotron, l'intensité de l'émission thermique de poussière pour une portion infinitésimale de la ligne de visée peut être définie comme suit :

$$dI_\nu^{dust} = \epsilon^{dust}(\nu) n_d(\vec{n}) dl \quad (8.5)$$

d'où :

$$\begin{aligned} dQ_\nu^{dust} &= dI_\nu^{dust} p^{dust} \cos(2\gamma(\vec{n})) f_g(\vec{n}) f_{ma}(\vec{n}) \\ dU_\nu^{dust} &= dI_\nu^{dust} p^{dust} \sin(2\gamma(\vec{n})) f_g(\vec{n}) f_{ma}(\vec{n}) \end{aligned} \quad (8.6)$$

La fraction de polarisation p^{dust} est un paramètre libre du modèle. L'angle de polarisation γ est le même que pour le synchrotron, les deux rayonnements ayant des polarisations identiquement orthogonales aux lignes de champ magnétique et à la ligne de visée.

Les termes f_g et f_{ma} sont des facteurs de suppression de polarisation. Les grains ayant un axe de rotation perpendiculaire à la direction du champ magnétique galactique, la polarisation observée sera nulle si la ligne de champ magnétique est parallèle à la ligne de visée. Le facteur $f_g = \sin^2(\alpha)$, avec α l'angle entre la direction du champ magnétique et la ligne de visée, permet de tenir compte de cet effet. Par construction nous pouvons voir que les angles γ et α sont identiques. Comme nous l'avons déjà mentionné le processus d'alignement des grains avec le champ magnétique galactique est encore mal connu et très complexe, et sa reconstitution précise est hors du champ de l'étude que nous présentons ici. Pour tenir compte du mauvais alignement possible des grains avec les lignes de champ magnétique nous définissons un facteur f_{ma} . De manière empirique, nous avons constaté que ce facteur peut être exprimé comme $f_{ma} \propto (\sin(\alpha))^\lambda$. Nous avons considérés les valeurs de $\lambda = 1/2$ et $3/2$.

8.2.3 Champ magnétique galactique

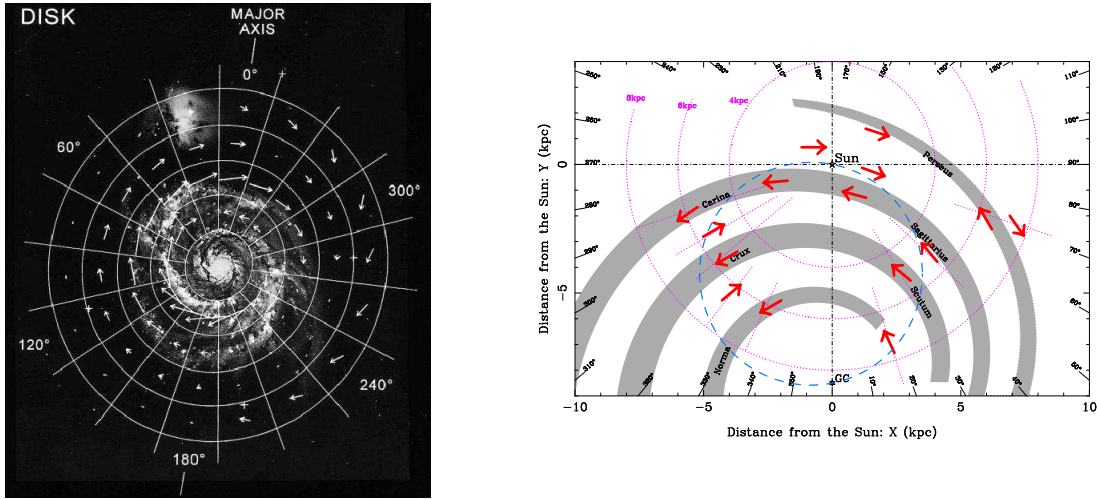


FIG. 8.4 – Gauche : Direction et intensité du champ magnétique à grande échelle observé dans le plan du disque de la Galaxie M51 [Berkhuijsen et al 1997]. Nous pouvons voir que les lignes de champ suivent les bras-spiraux. Droite : Motif global des directions du champ magnétique de notre Galaxie déduit des mesures de rotations de Faraday des signaux des pulsars ($b < 8^\circ$) [Han et al 2006], projeté sur le plan galactique.

L'existence d'un champ magnétique galactique a été suggérée par [Fermi 1954], qui proposait qu'il soit centré sur le disque galactique. L'origine de ce champ magnétique galactique est encore inconnue à l'heure actuelle [Wildrow 2002] mais plusieurs mécanismes

ont été proposés pour en expliquer la génèse, comme l’amplification d’un champ ”graine” de faible amplitude par le biais d’un effet dynamo [Parker 1971] ou encore un compactage adiabatique du champ durant la formation des grandes structures.

[Hiltner 1956] fut le premier à fournir des preuves observationnelles de l’existence de ce champ en effectuant des mesures de la polarisation des émissions stellaires dans le domaine visible. Plus tard, [Wielebinski & Shakeshaft 1962] confirma ces résultats en observant l’émission synchrotron galactique. Les caractéristiques telles que la régularité, l’amplitude et la structure spatiale de ce champ magnétique galactique sont discutées depuis sa première détection [Wielebinski & Shakeshaft 1962, Westerhout et al 1962].

L’observation d’autres galaxies spirales (voir partie gauche de la figure 8.4) a par la suite permis de remarquer que ce champ semblait suivre une structure spirale [Beck et al 1996]. Il existe aujourd’hui de nombreuses méthodes pour obtenir des informations sur ce champ magnétique de manière observationnelle [Han & Wielebinski 2002]. La mesure de la rotation de Faraday de la polarisation des pulsars est particulièrement efficace [Beck 2008a, Battaner et al 2008, Reich 2008, Han 2009] et sert de base aux modèles actuels. Ainsi, les observations faites par [Han et al 2006] ont indiqué que la direction du champ magnétique était opposée à l’intérieur et entre les bras spiraux, comme représenté sur la figure 8.4. L’étude des sources radio extra-galactiques conclu à moins d’inversions de la direction de ce champ [Brown et al 2007, Haverkorn et al 2006]. D’après [Han et al 2006], l’intensité de ce champ serait d’environ $2\mu\text{G}$ localement, pour atteindre $4\mu\text{G}$ à 3 kpc du centre galactique. [Strong et al 2000] estiment eux cette intensité locale à environ $6\mu\text{G}$.

Champ magnétique à grande échelle : modélisation

Pour modéliser la composante régulière du champ magnétique nous nous appuyerons sur le modèle développé par l’équipe WMAP [Page et al 2007]. Ce modèle, dans les coordonnées cylindriques $(\vec{u}_r, \vec{u}_z, \vec{u}_\phi)$ que nous avons défini en figure 8.3 s’écrit, en tout point de la Galaxie :

$$\begin{aligned}\vec{B}_{\text{WMAP}}(\vec{r}) &= B_0(\vec{r})[(\cos(\psi(r)) \cos(\chi(z))) \cdot \vec{u}_r \\ &\quad + \sin(\psi(r)) \cos(\chi(z)) \cdot \vec{u}_\phi \\ &\quad + \sin(\chi(z)) \cdot \vec{u}_z],\end{aligned}\tag{8.7}$$

où $\psi(r)$ est l’angle vérifiant l’équation $\psi(r) = \psi_0 + \psi_1 \ln(r/r_0)$ et $\chi(z)$ est l’angle vérifiant $\chi(z) = \chi_0 \tan(z/z_0)$. $\psi_0, \psi_1, r_0, \chi_0$ et z_0 sont les paramètres du modèle de [Page et al 2007]. Ce modèle, bien qu’incluant une dépendance logarithmique, décrit des lignes de champ trop circulaires et n’est pas suffisamment en accord avec les observations du champ magnétique. Nous avons donc construit un modèle reprenant la dépendance en $\chi(z)$ mais ayant une forme plus proche d’une spirale logarithmique, plus en adéquation avec la forme des bras spiraux galactiques. Ce modèle, dit MLS pour *Modified Logarithmic Spiral*, s’écrit, en reprenant les notations de [Sofue et al 1986] :

$$\begin{aligned}\vec{B}_{\text{MLS}}(\vec{r}) &= B_{\text{reg}}(\vec{r})[\cos(\phi + \beta) \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \sin(p) \cos(\chi) \cdot \vec{u}_r \\ &\quad - \cos(\phi + \beta) \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \cos(p) \cos(\chi) \cdot \vec{u}_\phi \\ &\quad + \sin(\chi) \cdot \vec{u}_z],\end{aligned}\tag{8.8}$$

TAB. 8.1 – Valeurs des paramètres de modèles de champ magnétiques galactiques de type spirale logarithmique apparaissant dans la littérature.

Référence	angle p (degrés)	$B_0(\mu G)$	$B_{turb}(\mu G)$
[Simard-Normandin & Kronberg 1980]	-14	1	\emptyset
[Sofue & Fujimoto 1983]	-14	3	\emptyset
[Han & Qiao 1994]	-8.2 ± 0.5	2.2	\emptyset
[Heiles et al 1996]	-7.2 ± 4.1	~ 1.8	\emptyset
[Han et al 2004]	10	~ 2.0	6.1 ± 0.5
[Han et al 2006]	-11^{+11}_{-8}	$\sim 2.1 \pm 0.3$	\emptyset
[Miville-Deschênes et al 2008]	-8.5	3	1.71

où p est l'angle d'attaque (angle entre deux bras spiraux) des bras spiraux défini par $\beta = 1/\tan(p)$. r_0 est l'échelle radiale et $\chi(r) = \chi_0(r)(z/z_0)$ est l'échelle verticale. Suivant [Taylor & Cordes 1993] nous restreignons notre modèle sur des distances : $3 < r < 20$ kpc. La limite inférieure est choisie pour éviter le centre galactique dont la physique est assez méconnue.

L'intensité de ce champ magnétique régulier est fixée en utilisant les mesure de rotation des pulsars [Han et al 2006] :

$$B_{reg}(r) = B_0 e^{-\frac{r-R_\odot}{R_B}} \quad (8.9)$$

où l'intensité du champ magnétique à grande échelle au niveau du Soleil est $B_0 = 2,1 \pm 0,3\mu G$ et où $R_B = 8,5 \pm 4,7\mu G$. La distance R_\odot entre le Soleil et le centre galactique est fixée à 8 kpc [Eisenhauer et al 2003, Reid & Brunthaler 2005].

Les valeurs typiques des paramètres apparaissant dans la littérature pour des modèles de champs magnétiques galactiques de types Bi-symétriques sont détaillés dans le tableau 8.1

Nous avons également étudié un modèle de champ magnétique à grande échelle de type spiral axi-symétrique (dit ASS pour *Axi-Symmetric Spiral*) basé sur [Stanev 1997, Sun et al 2008]. En coordonnées cylindriques, il peut être exprimé de la façon suivante :

$$\vec{B}_{ASS}(\vec{r}) = D_1(r, \Phi, z)D_2(r, \Phi, z) \sin(p) \cdot \vec{u}_r - D_1(r, \Phi, z)D_2(r, \Phi, z) \cos(p) \cdot \vec{u}_\phi \quad (8.10)$$

$$+ 0 \cdot \vec{u}_z, \quad (8.11)$$

où D_1 traduit les variations spatiales du champ et D_2 exprime les asymétries ou les inversions de direction du champ. L'angle d'attaque p est définie de la même manière que pour le modèle de champ MLS. $D_1(r, z)$ s'écrit comme suit :

$$D_1(r, z) = \begin{cases} B_0 \exp(\frac{r-R_\odot}{R_0} - \frac{|z|}{z_0}) & r > R_c \\ B_c & r \leq R_c \end{cases}$$

où R_\odot , la distance entre le soleil et le centre galactique, est fixée par la même convention que pour le modèle précédent. R_c est le rayon critique, fixé à 5 kpc en suivant le modèle ASS+RING de [Sun et al 2008]. De manière identique R_0 est choisi égal à 10 kpc, B_0 à 6

TAB. 8.2 – Valeurs des paramètres de modèles de champ magnétiques galactiques ASS apparaissant dans la littérature.

Référence	angle p (degrés)	$B_0(\mu G)$	$B_{turb}(\mu G)$
[Simard-Normandin & Kronberg 1979]	174	6	\emptyset
[Vallée 1983a]	-7	2 (Perseus Arm)	\emptyset
[Vallée & Kronberg 1975, Vallée 1988]	16	3 (Orion Spur)	\emptyset
[Page et al 2007]	$\simeq 35$	\emptyset	\emptyset
[Sun et al 2008]	-12	2	3
[Jansson et al 2009]	35 ± 3	1.1 ± 0.1	\emptyset
[Jaffe et al 2010]	-11.5	2	4.2^4

μG et B_c à $2 \mu G$.

Les valeurs typiques des paramètres de modèles de champs magnétiques galactiques de type Axi-symétriques apparaissant dans la littérature sont détaillés dans le tableau 8.2.

À partir des modèles de champ que nous venons de définir, nous allons pouvoir associer à chaque point d'une ligne de visée traversant la Galaxie une intensité et une orientation du champ magnétique. Nous pourrons alors écrire les paramètres de Stokes pour les émissions polarisées du synchrotron et de la poussière. Il est important de remarquer ici que les émissions synchrotron et de poussière thermique dépendent uniquement de la direction du champ magnétique et non pas de son sens, les inversions de directions des champs n'auront donc aucun impact sur nos modèles. Nous n'avons exprimé leur contribution aux différents modèles de champ que dans un soucis de précision.

Champ magnétique turbulent

En plus du champ magnétique *régulier* dominant à grande échelle, les mesures de rotation de Faraday des pulsars dans notre voisinage révèlent la présence d'un champ magnétique turbulent dominant pour des échelles inférieures à 100 pc [Lyne & Smith 1989, Haverkorn et al 2008]. Celui-ci compte deux composantes [Jaffe et al 2010] : un champ magnétique turbulent ordonné le long de la ligne de visée et un champ magnétique turbulent aléatoire non-ordonné. Cette dernière composante semble néanmoins être également présente à grandes échelles [Han et al 2004]. Les observations tendent à prouver que l'amplitude de cette composante est du même ordre de grandeur que la composante régulière [Rand & Kulkarni 1989, Han et al 2006]. Nous suivrons ici pour l'énergie $E_B(k)$ (où k est le nombre d'onde) associée à ce champ magnétique [Han et al 2004, Han et al 2006] en utilisant un spectre décrivant un champ dont l'orientation est distribuée de façon gaussienne et dont l'intensité décroît de la manière suivante :

$$E_B(k) = C \left(\frac{k}{k_0} \right)^\alpha \quad (8.12)$$

avec α et C :

- ▶ $\alpha = -0.37$ et $C = (6.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-13} \text{erg.cm}^{-3} \cdot \text{kpc}$ pour des échelles supérieures à 15 kpc.
- ▶ $\alpha = -5/3$ et $C = (9.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-13} \text{erg.cm}^{-3} \cdot \text{kpc}$, équivalent à une valeur moyenne de $\sim 6 \mu G$, pour des échelles comprises entre 0.5 kpc et 15 kpc [Han et al 2004].

Le spectre en énergie associé à cette composante turbulente du champ magnétique, construit à partir des mesures de rotations de pulsars, est représenté figure 8.5 en fonction de l'échelle. Le spectre en énergie que nous avons reproduit dans notre modèle est celui de [Han et al 2004], schématisé par des traits pleins sur la figure.

Nous n'avons pas ajouté de composante turbulente anisotrope [Jaffe et al 2010] car ils nous faudrait d'autres données, telles que fournies par les mesures de rotation des pulsars.

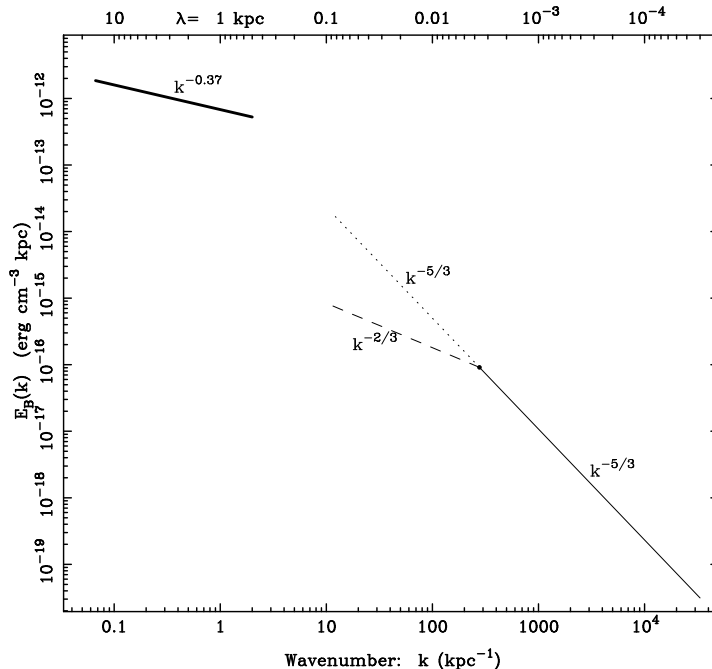


FIG. 8.5 – Spectre en énergie associé à la composante turbulente du champ magnétique, estimé à partir des mesures de rotation de Faraday faites sur des pulsars et tiré de [Han et al 2004]. En traits pleins : le spectre proposé par [Han et al 2004]. En traits fins et en pointillés : les spectres de Kolmogorov et celui associé à une turbulence bi-dimensionnelle, suivant l'étude réalisée par [Minter & Spangler 1996]. Leur spectre de Kolmogorov peut s'écrire : $E_B(k) = C_K (k/k_0)^{-5/3}$ avec $C_K = 9.5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3} \text{ kpc}$ et $k_0 = 1 \text{ kpc}^{-1}$. Le spectre associé aux turbulences 2D est incertain et tient probablement à la fois des traits tirés ($E_B(k) \propto k^{-2/3}$) et pointillés ($E_B(k) \propto k^{-5/3}$) qui sont contruits pour ressembler à un spectre de Kolmogorov $k_{3D} = (4 \text{ pc})^{-1}$.

Champ magnétique total

Pour finir, le champ magnétique galactique total $\vec{B}_{tot}(\vec{r})$ peut être écrit :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}) = \vec{B}_{reg}(\vec{r}) + \vec{B}_{turb}(\vec{r}) \quad (8.13)$$

où $\vec{B}_{reg}(\vec{r})$ est la composante régulière, ASS ou MLS et $\vec{B}_{turb}(\vec{r})$ est la composante turbulente. L'intensité de la composante turbulente est définie par rapport à celle de la composante régulière grâce à un coefficient sans dimension, A_{turb} , qui est l'un des paramètres libres de notre modèle. Pour estimer cette composante turbulente nous avons effectué des réalisations aléatoires du spectre présenté ci-dessus dans des boîtes de 512^3 points avec une résolution de 56 pc.

Nous considérons ici que l'ajout d'une composante de halo pour le champ magnétique (comme c'est le cas dans les modèles utilisés par [Sun et al 2008, Jansson et al 2009,

Jaffe et al 2010]) n'est pas nécessaire, étant donné que les distributions de grains de poussières et d'électrons sont très faibles au sein du halo galactique.

8.2.4 Distribution de matière dans la galaxie

Densité d'électrons ultra-relativistes

Pour modéliser la distribution d'électrons relativistes nous suivons [Rybicki & Lightman 1979] qui proposent une distribution exponentielle sur le disque galactique. Dans un système de coordonnées cylindriques (r, z, ϕ) (se référer à la figure 8.3) cette distribution d'électrons peut s'écrire comme :

$$n_e(r, z) = n_{0,e} \cdot \frac{e^{-\frac{r}{n_{e,r}}}}{\cosh(z/\text{kpc}) \cosh(z/n_{e,h})}, \quad (8.14)$$

où $n_{e,h}$ définissant l'échelle verticale de la distribution, est fixée à 1 kpc [Drimmel & Spergel 2001]. $n_{e,r}$, l'échelle radiale, est choisie comme paramètre libre de notre modèle.

Les mesures d'absorption à 74 MHz des régions HII localisées dans notre galaxie à plus de 2 kpc de notre système solaire [Nord et al 2006, Fleishman & Tovarek 1995] et à 22 MHz à moins d'un kpc de notre système solaire [Roger et al 1999] indiquent un accroissement de l'émission synchrotron dans la zone située à moins de 1 kpc. Ceci a ensuite été confirmé par l'étude de la polarisation de l'émission dans le très proche nuage moléculaire du Taureau par [Wolleben & Reich 2004]. Cette augmentation locale de l'émission synchrotron, notamment présente à haute latitude galactique sous la forme du *North Celestial Spur*, serait en fait due à une surdensité d'électrons dans cette même région⁵. En fait notre système solaire est situé dans une zone de faible densité de matière, remplie de gaz chaud, d'environ 200 pc de rayon, nommée *local bubble*. Cette "bulle" aurait été créée durant les 10-15 derniers millions d'années par une vingtaine de supernovae originaires de l'amas Scorpius-Centaurus OB [Breitschwerdt & de Avellez 2006, Fuchs 2006]. Avec un coefficient de diffusion typique de $10^{28} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ [Kobayashi 2004], les électrons accélérés par des supernovae peuvent atteindre des distances de 600 pc. De cette façon les électrons provenant des supernovae de l'amas Scorpius-Centaurus OB ont permis d'accroître la densité d'électrons dans la bulle locale.

Afin de modéliser cette surdensité d'électrons, localisée sur le disque galactique, nous avons modifié la distribution précédente de la façon suivante :

$$n_e(r, z) = n_{0,e} \cdot \frac{e^{-\frac{r}{n_{e,r}}}}{\cosh(z/\text{kpc}) \cosh(z/n_{e,h})} \quad |r - r_\odot| > 1\text{kpc} \quad (8.15)$$

$$n_e(r, z) = n_{0,e} \cdot \left(CRE_{loc} + \frac{e^{-\frac{r}{n_{e,r}}}}{\cosh(z/\text{kpc}) \cosh(z/n_{e,h})} \right) \quad |r - r_\odot| < 1\text{kpc} \quad (8.16)$$

où le facteur sans dimension CRE_{loc} (pour *Cosmic Ray Electron local*) permet de tenir compte de la surdensité locale d'électrons dans la bulle locale et est considéré comme un paramètre libre du modèle.

⁵L'autre explication possible serait une émission provenant du halo galactique, centrée sur le disque galactique [Sun et al 2008]. Cette émission serait donc fortement corrélée à la présence d'un champ magnétique de halo. L'étude de cette hypothèse est hors du cadre de cette analyse, comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 8.2.3.

Densité de grains de poussière

La distribution de grains de poussière dans le milieu interstellaire est encore méconnue à ce jour, nous la modéliserons ici de manière similaire à la distribution d'électrons ultra-relativistes :

$$n_d = n_{0,d} \cdot \frac{e^{-\frac{r}{n_{d,r}}}}{\cosh^2(z/n_{d,h})}, \quad (8.17)$$

où $n_{d,r}$ et $n_{d,h}$, les échelles radiale et verticale, sont respectivement fixées à 3 et 1 kpc.

Des modélisations alternatives dépendant des distributions de gaz neutres dans la galaxie ont été proposées par [Paladini et al 2007] et [Montier & Giard 2004] où les grains de poussière sont associés avec différentes phases de gaz ionisés dans la galaxie.

8.2.5 Construction des cartes I , Q et U

Ainsi que nous l'avons mentionné dans la section précédente 8.1, l'émission polarisée présente dans les données WMAP à 23 GHz possède des structures complexes dans le plan galactique et au niveau du *North Celestial Spur* [Page et al 2007, Sun et al 2008]. Le *North Celestial Spur*, émergeant à une latitude d'environ 30° est en fait une partie de la *Goult belt* qui serait une relique d'une ancienne supernovae distante de 200 pc [Berkhuijsen et al 1997]. Un degré de complexité similaire des structures est observé dans les cartes polarisées à 353 GHz.

Notre modèle, en raison de sa simplicité, n'est pas suffisant pour décrire les caractéristiques réelles du voisinage solaire. Ainsi, les modèles de distribution de matière ne reflètent pas la répartition effective de la matière au sein de la Galaxie, mais uniquement ses propriétés générales. Il en va de même pour le champ magnétique. Pour obtenir des cartes plus réalistes, nous allons inclure l'information relative aux caractéristiques spatiales de la Galaxie dans les cartes polarisées à l'aide des cartes patrons introduites dans le paragraphe 8.1. Les cartes Q et U pour les modèles d'émissions synchrotron et de poussière thermique sont corrigées en utilisant des cartes patron de ces émissions en intensité, extrapolés aux fréquences d'observation (23 et 353 GHz) en utilisant des valeurs spatialement constantes pour les indices spectraux.

Pour l'émission synchrotron nous obtenons :

$$I_s = I_{\text{Has}} \left(\frac{\nu_s}{0,408\text{GHz}} \right)^{\beta_s}, \quad (8.18)$$

$$Q_s = I_{\text{Has}} \left(\frac{\nu_s}{0,408\text{GHz}} \right)^{\beta_s} \frac{Q_{ms}}{I_{ms}}, \quad (8.19)$$

$$U_s = I_{\text{Has}} \left(\frac{\nu_s}{0,408\text{GHz}} \right)^{\beta_s} \frac{U_{ms}}{I_{ms}}, \quad (8.20)$$

où I_{Has} est la carte de référence en intensité construite à partir des données Haslam à 408 MHz [Haslam et al 1982] après soustraction de l'émission bremsstrahlung à 408 MHz. L'indice spectral β_s , utilisé pour extrapoler les cartes à différentes fréquences, est supposé constant spatialement sur tout le ciel, est l'un des paramètres libres du modèle.

Pour l'émission de poussière thermique nous avons :

$$I_d = I_{sfd} \left(\frac{\nu_d}{353\text{GHz}} \right)^{\beta_d}, \quad (8.21)$$

$$Q_d = I_{sfd} \left(\frac{\nu_d}{353\text{GHz}} \right)^{\beta_d} \frac{Q_{md}}{I_{md}}, \quad (8.22)$$

$$U_d = I_{sfd} \left(\frac{\nu_d}{353\text{GHz}} \right)^{\beta_d} \frac{U_{md}}{I_{md}}, \quad (8.23)$$

où I_{sfd} , la carte de référence en intensité à 353 GHz, est générée à partir du modèle n° 8 de SFD [Finkbeiner et al 1999], comme nous l'avons mentionné dans la section 8.1.

Nous calculons les cartes I, Q et U pour le synchrotron et la poussière thermique décrites ci-dessus à l'aide d'une version modifiée du programme HAMMURABI [Waelkens et al 2009] basé sur une implémentation de notre propre programme IDL [Fauvet et al 2010a].

8.3 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons considéré les processus physiques responsables des émissions polarisées synchrotron et de poussière thermique. Ceux-ci sont intrinsèquement liés à la forme du champ magnétique et à la distribution de matière dans la galaxie. Nous avons donc construit des modèles de champ magnétique incluant une composante régulière basée sur les travaux de [Page et al 2007] et [Sun et al 2008] et une composante turbulente en accord avec les observations de [Han et al 2004]. Ceci nous a permis d'associer un champ magnétique tri-dimensionnel à tout point de la galaxie. Nous avons également proposé des modèles de distribution des électrons relativistes et des grains de poussières. Ceci étant posé nous avons alors intégré les effets cumulés de ce champ magnétique et de cette distribution de matière localement le long de la ligne de visée, afin d'obtenir des modèles des émissions polarisées diffuses de la galaxie.

9. Comparaison pixel à pixel des modèles d'émissions galactiques polarisées avec les données préexistantes

Nous nous proposons à présent de contraindre les paramètres des modèles d'émissions galactiques polarisées détaillés dans le chapitre précédent, en particulier ceux décrivant le champ magnétique galactique en utilisant un modèle de type MLS (voir paragraphe 8.2.3). Pour ce faire, nous avons comparé des cartes en polarisation Q et U construites à partir de ces modèles avec les données disponibles, à savoir les données WMAP cinq ans (voir chapitre 4) et les données ARCHEOPS polarisées à 353 GHz.

9.1 Données utilisées

Pour estimer l'émission synchrotron et l'émission thermique de poussière en polarisation nous avons utilisé les cartes Q et U pour les données WMAP cinq ans pour les bandes de fréquence centrées à 33, 41, 61 et 94 GHz (voir chapitre 4) disponibles sur le site Λ WMAP¹ au format HEALPIX à la résolution $N_{side} = 16$ [Page et al 2007, Gold et al 2008] et pour lesquelles les matrices de corrélation sont également disponibles. À titre d'illustration nous avons représenté sur la figure 9.1 les cartes en polarisation Q et U à 33 GHz, construites à partir des données WMAP cinq ans. On y distingue des structures dues aux émissions galactiques polarisées, y compris en dehors du plan galactique, comme par exemple le *North Celestial Spur*.

L'émission de poussière n'étant dominante qu'à des fréquences supérieures à 70 GHz, seule la bande W des données WMAP présente un intérêt pour étudier cette émission. Afin de mieux contraindre le modèle d'émission thermique de poussière nous avons donc également utilisé les données ARCHEOPS polarisées à 353 GHz que nous avons représentées dans la figure 9.2 après avoir été dégradées à la résolution $N_{side} = 16$.

9.2 Masques

Lors de cette étude nous avons vérifié les estimations de [Kogut et al 2007, Page et al 2007] concernant les zones les plus contaminées par les avant-plans polarisés. Ils ont proposé un masque en polarisation permettant de s'abstraire de ces zones du ciel [Page et al 2007]. Nous avons testé son efficacité en étudiant nos modèles d'émissions galactiques polarisées successivement à l'intérieur et à l'extérieur de ce masque puis sur la totalité du ciel. Cette méthode nous a permis de conclure, et sur l'efficacité du masque, et sur la validité de notre modèle, y compris dans les parties du ciel où ces émissions sont les plus intenses.

Le masque a été conçu à partir des données WMAP de la manière suivante [Page et al 2007, Kogut et al 2007]². Tout d'abord, pour tenir compte de l'émission synchrotron, les cartes Q et U à 23 GHz [Gold et al 2008, Bennett et al 2003c, Hinshaw et al 2007] sont utilisées pour construire une carte de l'intensité de la polarisation P^3 à la résolution $N_{side}=16$ de

¹<http://lambda.gsfc.nasa.org>

²Nous citons ici les articles écrits après 3 ans de prises de données. Les méthodes utilisées pour traiter les données 5 et 7 ans et créer les masques ont été rigoureusement identiques et masques résultants au final sont très similaires.

³ $P = (Q^2 + U^2)^{1/2}$

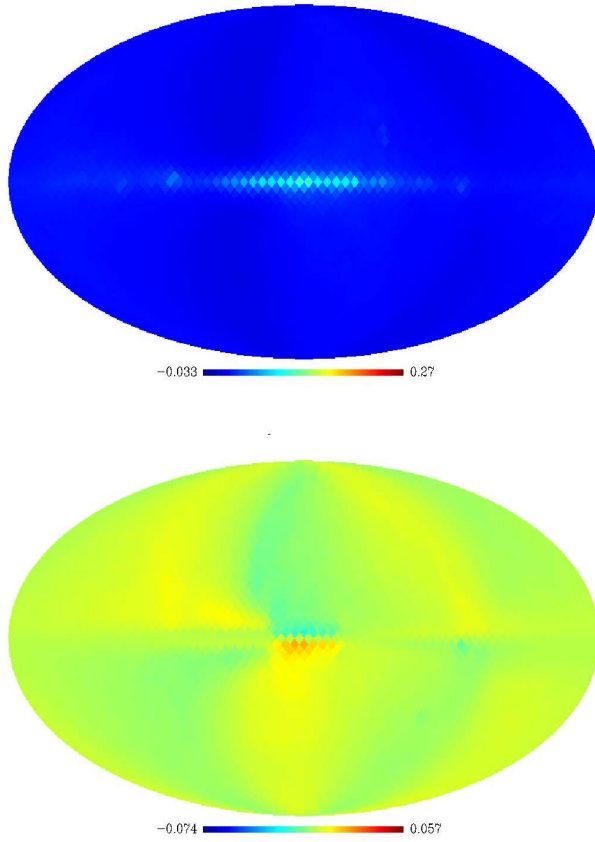


FIG. 9.1 – Cartes (en μK_{RJ}) en polarisation Q (haut) et U (bas) à 33 GHz construites à partir des données WMAP 5 ans.

la pixelisation HEALPIX. On leur a ensuite soustrait une carte de la variance estimant le biais dû au bruit [Jarosik et al 2007]. La correction résultante est limitée, du fait de la faible résolution des cartes considérées. Des coupures par rapport à la valeur moyenne des cartes corrigées ont ensuite été pratiquées. Une coupure dont la valeur limite est la valeur moyenne de l'intensité de la carte est notée $P10$. Au cours de notre analyse, nous avons utilisé le masque avec une coupure $P06$ soit une valeur limite de 0.6 fois la valeur moyenne. Parallèlement, un masque à $N_{side}=16$ a été réalisé : les pixels supérieurs à la valeur critique y ont été fixés à 1 et les autres à 0. Ce masque a ensuite été élargi à $N_{side}=512$ et lissé avec un lobe gaussien de FWHM¹ $7,5^\circ$. La mise en commun de ces deux masques a résulté en un masque des zones les plus contaminées par l'émission synchrotron, et ce, hors et dans le plan galactique.

La carte du modèle MEM de l'émission de la poussière moyennée par région à $N_{side}=128$ a été utilisée pour créer le masque polarisé de poussière [Gold et al 2010, Page et al 2007]. Une valeur critique y a été définie comme la moitié de la valeur maximum apparaissant dans la région où $|b| > 60^\circ$. Les pixels de valeur supérieure à ce seuil ont été fixés à 1, les autres à 0. Ce masque a ensuite été élargi à la résolution $N_{side}=512$ avec un lobe gaussien de 4.0° .

Pour finir les deux masques "synchrotron" et "poussière" ont été unis. Un troisième masque tenant compte des sources ponctuelles extragalactiques [Hinshaw et al 2007] leur

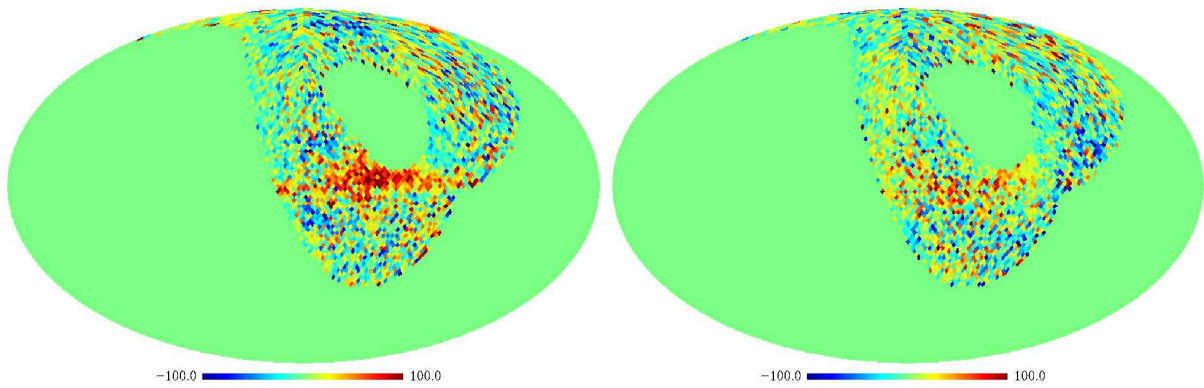


FIG. 9.2 – De gauche à droite : Cartes (en μK_{RJ}) de Q et U à 353 GHz construites à partir des données ARCHEOPS

a été ajouté pour aboutir au masque final.

Le masque P06 ainsi formé cache 25.7% du ciel principalement dans le plan galactique. Ce masque est censé tenir compte des zones les plus contaminées par les avant-plans polarisés

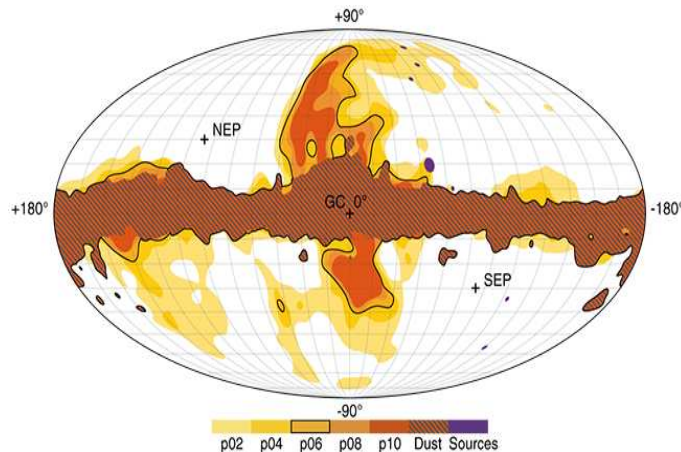


FIG. 9.3 – Masque de polarisation en coordonnées galactiques à la résolution $N_{side}=512$, construit à partir des données WMAP 5 ans [Kogut et al 2007]. On peut y distinguer contours relatifs aux différents niveaux de coupure, dont le P06 que nous avons utilisé à la résolution $N_{side} = 16$.

Lors de cette étude nous avons également tenu compte de manière implicite du masque de traitement utilisé par l'équipe de WMAP. En effet, lors de la construction des matrices de corrélation que nous avons utilisées lors de notre analyse (voir le paragraphe 9.3) ce masque est pris en compte. Il est construit en partie comme le masque en polarisation par des coupures définies à partir des cartes WMAP à 23 GHz et du modèle de poussière [Kogut et al 2007, Page et al 2007]. Les sources ponctuelles ont ensuite été prises en compte. Le masque ainsi créé est représenté à la résolution $N_{side} = 16$ dans la figure 9.4. Plus de détails concernant la construction de ce masque peuvent être trouvés dans [Hinshaw et al 2009, Limon et al 2009].

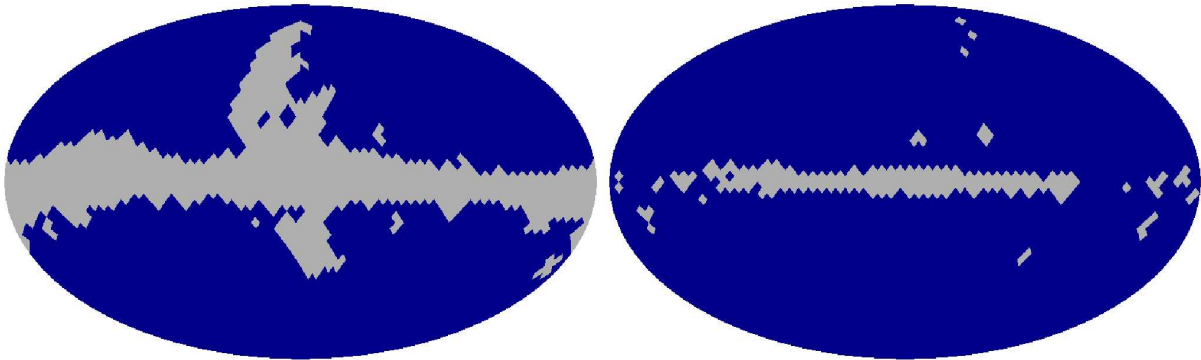


FIG. 9.4 – Masque en polarisation, construit à partir des données WMAP 3 et 5 ans [Page et al 2007] pour définir les zones où les émissions galactiques polarisées diffuses sont les plus présentes [Page et al 2007] (gauche) et masque de traitement utilisé pour masquer les zones trop fortement contaminées, et donc à exclure des analyses [Limon et al 2009] (droite).

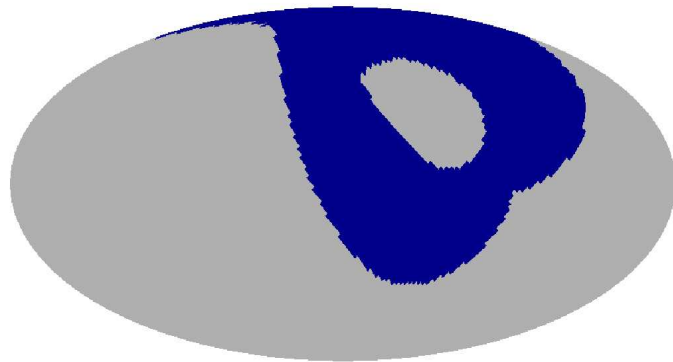


FIG. 9.5 – Masque reproduisant la couverture incomplète d'ARCHEOPS centré sur l'anti-centre galactique.

TAB. 9.1 – Intervalles de variation des paramètres des modèles d’émissions galactiques incluant un modèle MLS du champ magnétique galactique, avec et sans composante turbulente du champ magnétique.

Paramètre	Intervalle	Pas
p (deg)	$[-80.0, 15.0]$	5.0
β_s	$[-4.5, -2.8]$	0.05
β_d	$[0.05, 2.5]$	0.05
A_{turb}	$[0.1, 1.1] * B_{reg}$	0.1

Pour tenir compte de la couverture spatiale incomplète d’ARCHEOPS (voir 3 pour plus de détails) nous avons appliqué un masque sur les cartes construites à partir du modèle d’émission thermique de poussière. Ce masque couvre près de 72 % du ciel [Macías-Pérez et al 2007].

9.2.1 Modèle des émissions galactiques polarisées

Nous avons choisi ici d’utiliser le modèle des émissions galactiques polarisées présenté dans la section 8.2 incluant un modèle de champ magnétique régulier de type MLS. L’échelle radiale de la distribution d’électrons est fixée à 1 kpc. Nous avons construit des cartes Q et U avec une résolution $N_{side} = 16$ pour ce modèle pour les jeux de paramètres apparaissant dans le tableau 9.1, respectivement sans et avec composante turbulente du champ magnétique. Le modèle est extrapôlé aux fréquences de WMAP pour différentes valeurs des indices spectraux β_s et β_d , de la manière décrite dans la section 8.2. Nous avons fixée la fraction de polarisation de la poussière à 10 %, en suivant [Ponthieu et al 2005]. Notons que l’indice spectral β_d et la fraction de polarisation p_d sont dégénérés par construction des cartes (voir paragraphe 8.2.5).

9.3 Méthode d’analyse

Pour comparer les cartes construites à partir des modèles d’émissions galactiques polarisées aux données WMAP nous avons utilisé une méthode basée sur la maximisation de la fonction de vraisemblance définie comme suit :

$$-\log \mathcal{L}_\nu = \sum_i \sum_{j=0}^{N_{pix}-1} (D_{i,j}^\nu - M_{i,j}^\nu) N_{inv,\nu}^{-1} (D_{i,j}^\nu - M_{i,j}^\nu) \quad (9.1)$$

où $D_{i,j}^\nu$ et $M_{i,j}^\nu$ correspondent respectivement aux données WMAP et au modèle à la fréquence d’observation ν . i indexe les paramètres de Stokes Q et U et j le numéro des pixels dans les cartes. $N_{inv,\nu}^{-1}$ est l’inverse de la matrice de corrélation du bruit à la fréquence ν . Ces matrices permettent d’estimer le bruit à la fréquence de mesure considérée. Ce sont des matrices de 6144×6144 éléments contenant quatre blocs de 3072×3072 éléments, chacun représentant l’auto-corrélation du bruit en un pixel donné et la corrélation entre pixels.

Les éléments relatifs aux pixels situés à l’intérieur du masque de traitement ont été fixés à 0 [Hinshaw et al 2009, Limon et al 2009]. Les matrices $N_{inv,\nu}^{-1}$ sont disponibles pour toutes les fréquences susnommées sur le site de LambdaWMAP.

Pour comparer les modèles d’émission thermique de poussière aux données ARCHEOPS nous avons également maximisé une fonction de vraisemblance, celle-ci étant définie comme suit :

TAB. 9.2 – Paramètres correspondants au meilleur ajustement pour les modèles d’émissions galactiques polarisées incluant un modèle de champ magnétique MLS, contraints à l’intérieur et à l’extérieur du masque P06.

Bande de fréquence	zone	$p(deg)$	β_s	β_d	χ^2_{min}/DDL
Ka	dans P06	-30.0^{+13}_{-20}	-3.45 ± 0.5	$0.5^{+0.3}_{-0.1}$	2.913
	hors P06	-35.0 ± 13	$-3.45^{+0.05}_{-0.2}$	$0.45^{+0.7}_{-0.05}$	11.020
	tout le ciel	-35.0 ± 13	-3.45 ± 0.5	$0.45^{+0.3}_{-0.05}$	13.933
Q	dans P06	-30.0^{+13}_{-20}	$-3.65^{+0.1}_{-0.3}$	$0.8^{+0.1}_{-0.3}$	1.601
	hors P06	-30.0 ± 13	$-3.45^{+0.05}_{-0.4}$	$0.8^{+0.7}_{-0.1}$	3.894
	tout le ciel	-30.0 ± 13	$-3.45^{+0.05}_{-0.3}$	$0.6^{+0.3}_{-0.05}$	5.495
V	dans P06	< 5 (95.4 % CL)	$-3.95^{+0.4}_{-0.1}$	$1.8^{+0.2}_{-0.6}$	1.080
	hors P06	-15.0^{+5}_{-27}	$-3.4^{+0.1}_{-0.4}$	$1.25^{+0.5}_{-0.2}$	1.283
	tout le ciel	-15.0^{+10}_{-27}	-3.4 ± 0.1	$1.45^{+0.4}_{-0.2}$	2.363
W	dans P06	-60.0^{+27}_{-5}	$-3.85^{+0.4}_{-0.1}$	< 2.15 (95.4 %CL)	1.206
	hors P06	-60.0^{+26}_{-8}	$-3.2^{+0.1}_{-0.4}$	$1.5^{+0.4}_{-0.3}$	1.359
	tout le ciel	-60.0^{+26}_{-6}	-3.4 ± 0.2	$1.5^{+0.6}_{-0.3}$	2.565

$$-\log \mathcal{L} = \sum_i \sum_{j=0}^{N_{pix}-1} \frac{(D_{i,j} - M_{i,j})(D_{i,j} - M_{i,j})}{\sigma_{i,j}^2} \quad (9.2)$$

où $D_{i,j}$ et $M_{i,j}$ correspondent respectivement aux données ARCHEOPS et au modèle à 353 GHz. i indexe les paramètres de Stokes Q et U et j le numéro des pixels considérés dans les cartes. Les barres d’erreur sur les données sont définies en effectuant 600 simulations de bruit gaussien de valeur centrale nulle dans les données ordonnées en temps (voir [Ponthieu et al 2005, Macías-Pérez et al 2007]). Nous les avons ajouté à des cartes en polarisation Q et U construites à partir des données et nous avons ensuite calculé la variance $\sigma_{i,j}$ des cartes ainsi obtenues.

Le bruit instrumental a été évalué en utilisant les données ordonnées en temps (TOD) en quatre étapes, suivant la méthode présentée dans [Benoît et al 2003a] pour estimer les spectres de puissance en température :

- ▶ les zones des TOD correspondants aux régions contenues dans le plan galactique ont été masquées et remplacées par des fonctions variant lentement.
- ▶ les TOD ont ensuite été projetées sur des cartes qui elles-même ont été *dé-projetées* en TOD de manière à obtenir un rapport signal sur bruit plus élevé.
- ▶ cette nouvelle TOD est soustraite à la première afin d’en obtenir une troisième, dominée par le bruit, dont on estime le spectre de puissance en temps.
- ▶ à partir de ces spectres de puissance en temps, nous avons généré des TOD de bruit pour chacun des six bolomètres à 353 GHz qui ont ensuite été projetés sur le ciel de la même manière que les données réelles afin d’obtenir des cartes de bruit instrumental.

TAB. 9.3 – Paramètres correspondants au meilleur ajustement pour le modèle d’émission thermique polarisée incluant un modèle de champ magnétique MLS, contraints à 353 GHz en tenant compte de la couverture partielle d’Archeops.

$p(deg)$	β_d	χ_{min}^2/DDL
-30.0^{+15}_{-10}	$1.8^{+0.4}_{-0.3}$	1.105

TAB. 9.4 – Paramètres correspondants au meilleur ajustement pour le modèle MLS incluant une composante turbulente du champ magnétique réalisée sur la totalité du ciel (hors masque de traitement).

channel	A_{turb}	p	β_s	β_d	χ_{min}^2
Ka	0.3 ± 0.2	-45^{+27}_{-13}	$-3.55^{+0.2}_{-0.5}$	$0.4^{+1.0}_{-0.2}$	13.081
Q	$0.8^{+0.1}_{-0.4}$	-40^{+25}_{-20}	$-3.55^{+0.2}_{-0.5}$	$0.7^{+0.8}_{-0.4}$	4.554
V	< 0.9 (95.4 % CL)	0^{+5}_{-40}	$-3.6^{+0.3}_{-0.4}$	$1.25^{+0.6}_{-0.3}$	1.530
W	$0.8^{+0.1}_{-0.4}$	-5^{+7}_{-37}	$-3.4^{+0.3}_{-0.5}$	$1.6^{+0.4}_{-0.8}$	1.463

9.4 Description des résultats

9.4.1 Résultats avec et sans composante turbulente du champ magnétique galactique

Les valeurs des paramètres correspondants au meilleur ajustement des modèles d’émissions galactiques polarisées par rapport aux jeux de données sont détaillées dans le tableau 9.2 et les fonctions de vraisemblance associées aux paramètres sont représentées en figure 9.6. Nous pouvons y voir que les paramètres p et β_s sont bien contraints. Ce n’est pas le cas pour β_d , ce qui peut s’expliquer par le fait que l’émission de poussière thermique est négligeable par rapport au rayonnement synchrotron aux fréquences considérées. Nos valeurs pour β_s sont faibles par rapport aux valeurs $-3.3 < \beta_s < -2.7$ apparaissant généralement dans la littérature [Kogut et al 2007, Gold et al 2008] mais restent néanmoins compatibles avec les résultats obtenus lors d’études similaires par [Page et al 2007, Jansson et al 2008]. Notons que les paramètres des modèles d’émissions galactiques polarisées obtenus avec une analyse considérant l’intérieur du masque P06 sont compatibles avec ceux obtenus en considérant seulement l’extérieur du masque. Ceci nous montre bien que les émissions galactiques sont réparties également sur la totalité du ciel. Le masque proposé par l’équipe de WMAP est donc efficace uniquement pour gommer les zones où les avant-plan galactiques sont trop lumineux, ceci sans tenir compte des caractéristiques physique de ces émissions.

Les résultats de notre analyse du modèle d’émissions galactiques incluant une composante turbulente du champ magnétique, apparaissent dans le tableau 9.5. Celle-ci a été réalisée sur la totalité du ciel (à l’exclusion de la zone couverte par le masque de traitement). Les fonctions de vraisemblance à une et deux dimensions obtenues pour les différents paramètres sont représentées en figure 9.7. Exception faite de A_{turb} , les valeurs obtenues pour les paramètres en considérant l’intérieur et l’extérieur du masque sont compatibles. Les valeurs obtenues pour A_{turb} sont compatibles avec les résultats apparaissant dans la littérature [Page et al 2007].

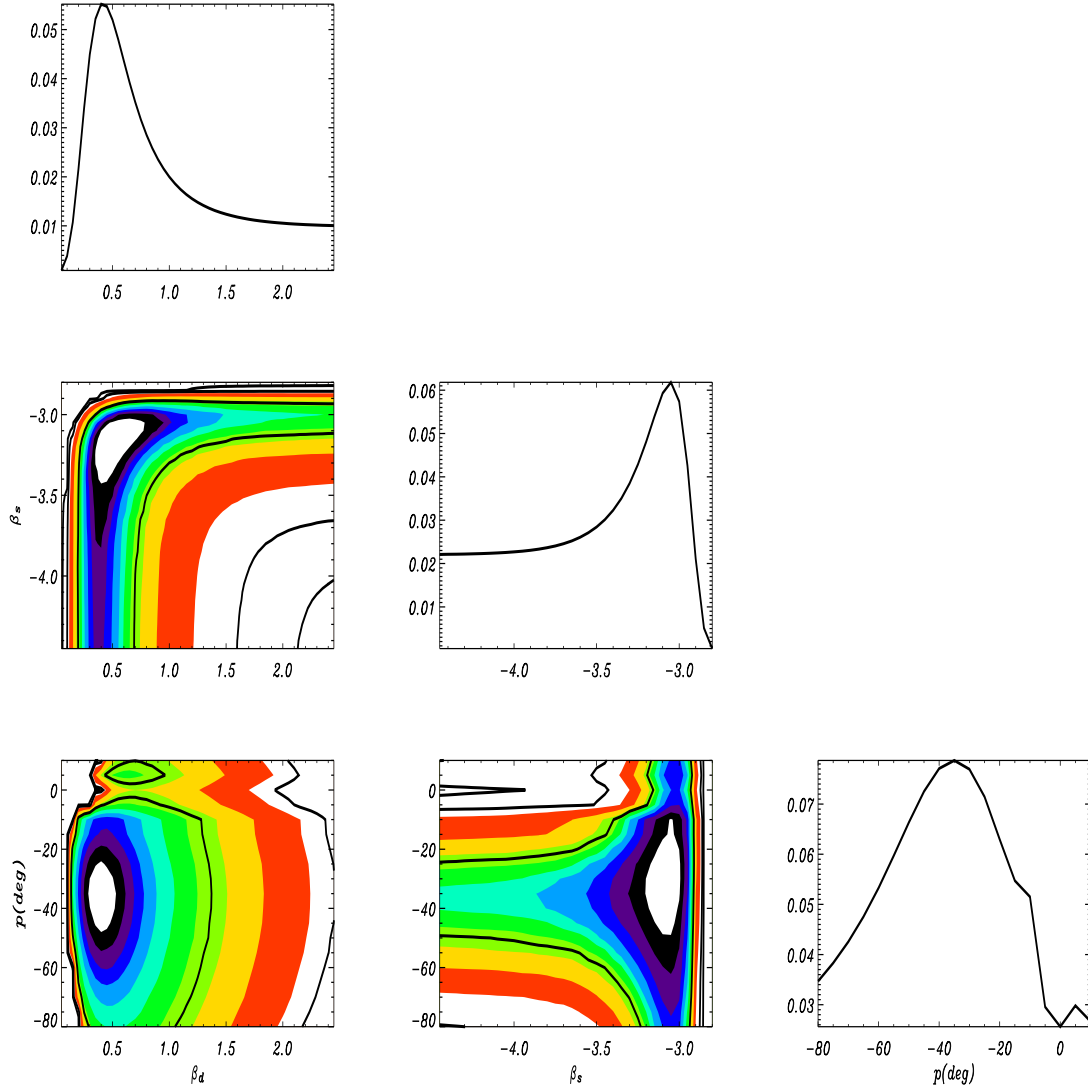


FIG. 9.6 – Fonctions de vraisemblance marginalisées à une et deux dimensions pour les paramètres β , β_d et p testés sans tenir compte du masque P06.

9.4.2 Cartes obtenues pour les paramètres optimaux

Les cartes Q et U obtenues pour les paramètres correspondant au meilleur ajustement du modèle MLS sans composante turbulente du champ magnétique sont représentées à 33 et 94 GHz dans les figures 9.8 et 9.9. À 33 GHz l'émission synchrotron domine et notre modèle pour cette émission permet de reproduire la localisation spatiale, la forme et l'amplitude des régions du ciel où Q et U sont les plus intenses, au bruit de WMAP près. Cependant, le modèle n'est pas suffisant pour reproduire la totalité des structures présentes dans les cartes issues des données, comme en témoignent les cartes des résidus apparaissant dans les parties droites des figures 9.8 et 9.9.

Les modèles incluant une composante turbulente du champ magnétique galactique $A_{turb} = 0.3$ sont représentés à 33 et 94 GHz respectivement dans les figures 9.10 et 9.11. On peut y voir que l'ajout de ce champ magnétique turbulent n'apporte pas de grands

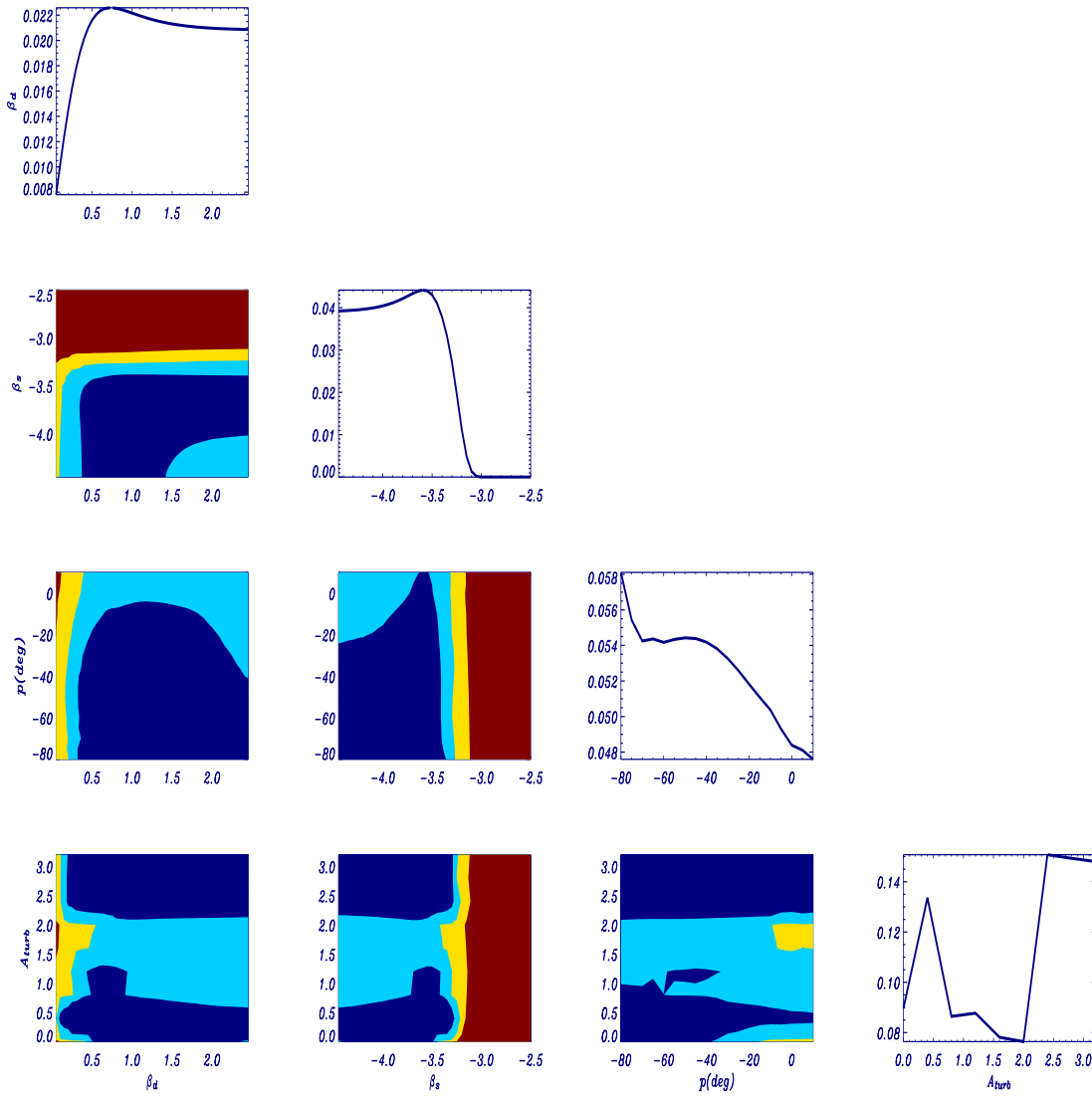


FIG. 9.7 – Fonctions de vraisemblance marginalisées à une et deux dimensions pour les paramètres A_{turb} , β_s , β_d et p testés sans tenir compte du masque P06.

changements à grande échelle dans les cartes des modèles. Pour de plus grandes valeurs de A_{turb} , les structures disparaissent complètement.

9.4.3 Conclusions

Les résultats de cette étude sont compatibles avec ceux apparaissant dans la littérature lors d'études similaires mais les valeurs obtenues notamment pour les indices spectraux β_s et β_d semblent un peu faibles [Jansson et al 2009, Page et al 2007]. De plus, le fait d'utiliser des comparaisons pixel à pixel présente le double inconvénient de nécessiter de très long temps de calcul et d'accroître l'importance des petites structures, chaque pixel étant pris en compte. Notre but étant ici de pouvoir estimer le comportement des émissions galactiques polarisées à grande échelle, où ces émissions dominent, nous cherchons au contraire à minimiser leur impact. Afin de réduire les temps de calcul et d'accorder un rôle prépondérant aux grandes structures nous avons donc testé nos modèles en comparant des

TAB. 9.5 – Paramètres correspondants au meilleur ajustement pour le modèle MLS incluant une composante turbulente du champ magnétique réalisée sur la totalité du ciel (hors masque de traitement).

channel	A_{turb}	p	β_s	β_d	χ_{min}^2
Ka	0.3 ± 0.2	-45^{+27}_{-13}	$-3.55^{+0.2}_{-0.5}$	$0.4^{+1.0}_{-0.2}$	13.081
Q	$0.8^{0.1}_{-0.4}$	-40^{+25}_{-20}	$-3.55^{+0.2}_{-0.5}$	$0.7^{+0.8}_{-0.4}$	4.554
V	< 0.9 (95.4 % CL)	0^{+5}_{-40}	$-3.6^{+0.3}_{-0.4}$	$1.25^{+0.6}_{-0.3}$	1.530
W	$0.8^{+0.1}_{-0.4}$	-5^{+7}_{-37}	$-3.4^{+0.3}_{-0.5}$	$1.6^{+0.4}_{-0.8}$	1.463

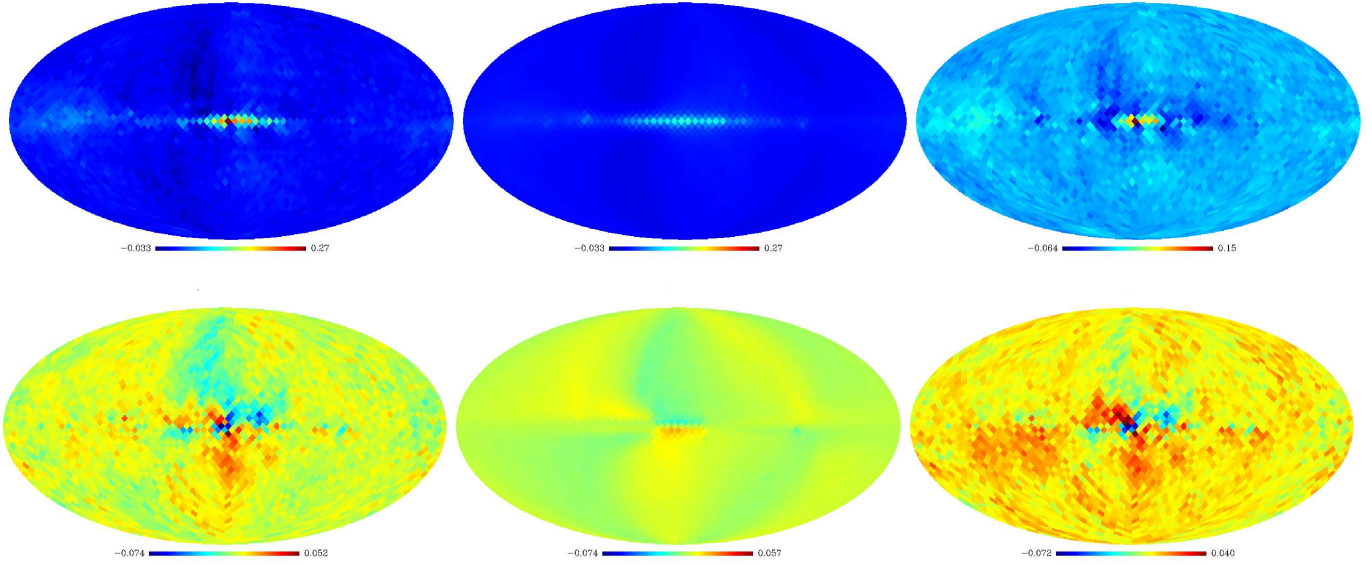


FIG. 9.8 – Cartes (en μK_{RJ}) en polarisation Q (haut) et U (bas) à 33 GHz construites à partir des données WMAP 5 ans (gauche), à partir des paramètres correspondants au meilleur ajustement des modèles d'émissions galactiques polarisées (centre) et cartes résiduelles après soustraction du modèle aux données (droite).

profils galactiques où les variations pixel à pixel seront minimisées.

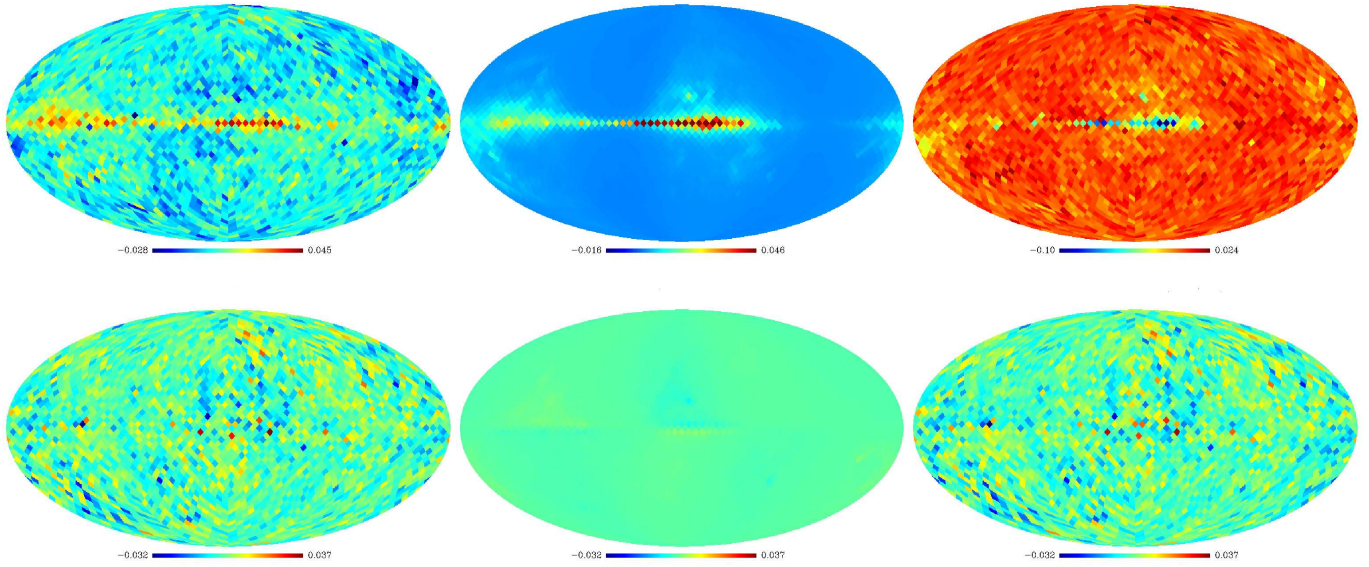


FIG. 9.9 – Cartes (en μK_{RJ}) en polarisation Q (haut) et U (bas) à 94 GHz construites à partir des données WMAP 5 ans (gauche), à partir des paramètres correspondants au meilleur ajustement des modèles d'émissions galactiques polarisées (centre) et cartes résiduelles après soustraction du modèle aux données (droite).

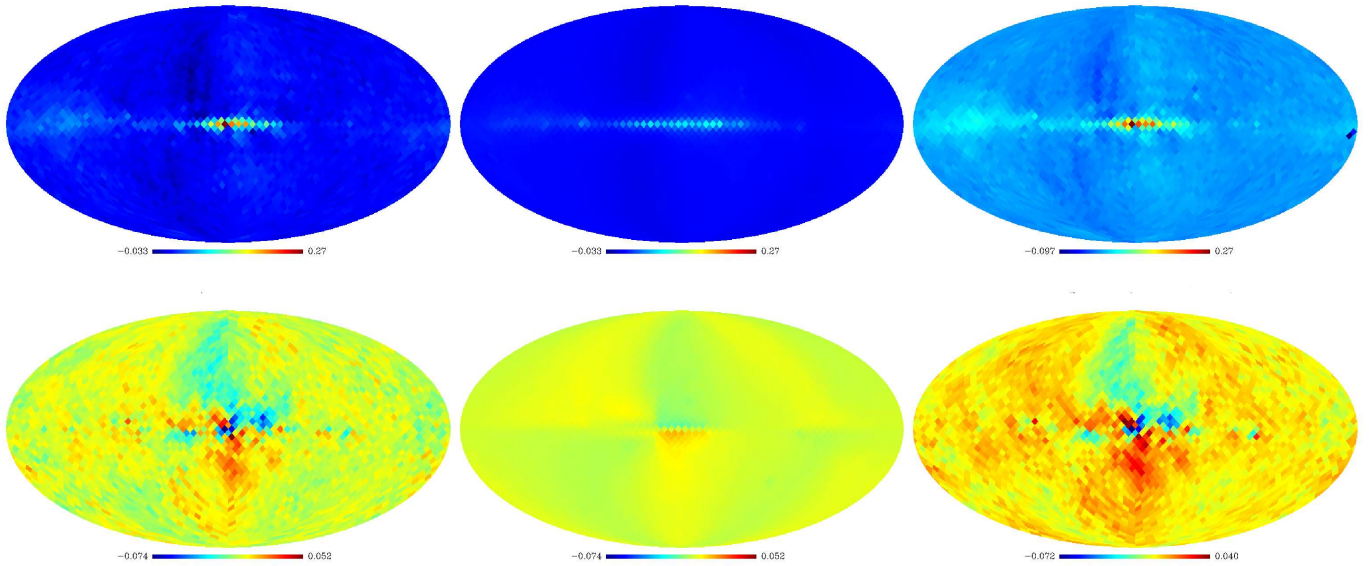


FIG. 9.10 – Cartes (en μK_{RJ}) en polarisation Q (haut) et U (bas) à 33 GHz construites à partir des données WMAP 5 ans (gauche), à partir des paramètres correspondants au meilleur ajustement des modèles d'émissions galactiques polarisées, incluant une composante turbulente du champ magnétique $A_{turb} = 0.3$ (centre) et cartes résiduelles après soustraction du modèle aux données (droite).

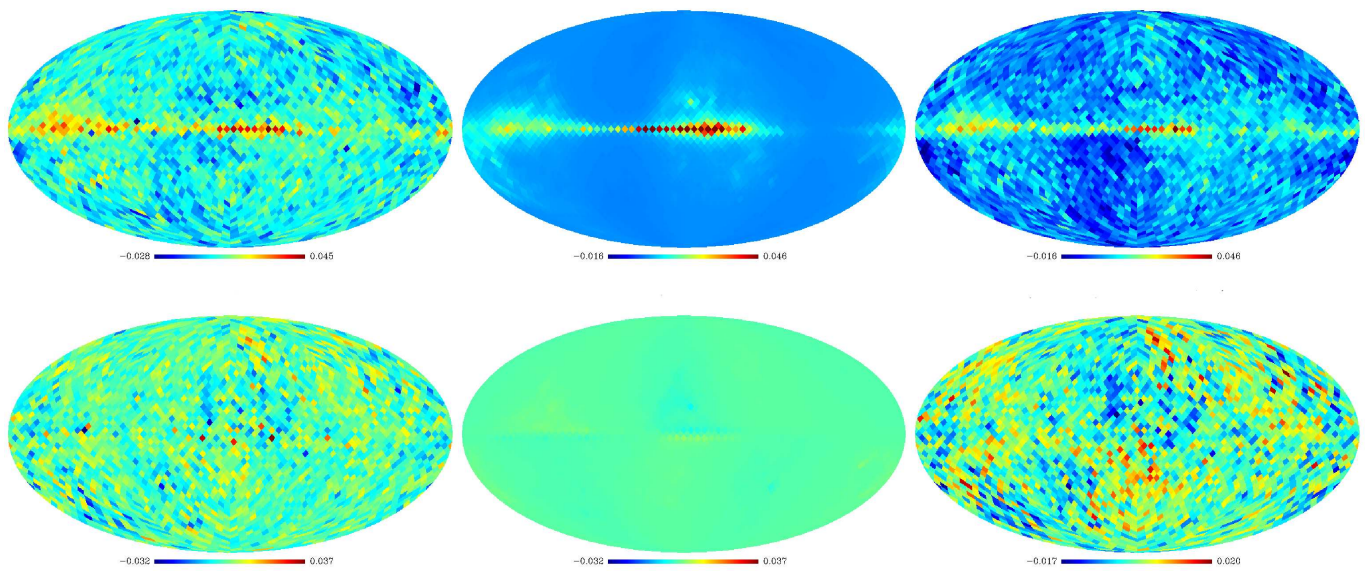


FIG. 9.11 – Cartes (en μK_{RJ}) en polarisation Q (haut) et U (bas) à 94 GHz construites à partir des données WMAP 5 ans (gauche), à partir des paramètres correspondants au meilleur ajustement des modèles d'émissions galactiques polarisées, incluant une composante turbulente du champ magnétique $A_{turb} = 0.3$ (centre) et cartes résiduelles après soustraction du modèle aux données (droite).

10. Comparaison de profils galactiques des modèles d'émissions galactiques polarisées avec les données préexistantes

Nous cherchons ici à contraindre les modèles de champ magnétique galactique décrits dans la section 8.2 en comparant des profils galactiques construits à partir de ces modèles à des données déjà existantes : les données Haslam à 408 MHz, les données WMAP 5 ans à 23 GHz et les données ARCHEOPS à 353 GHz. Cette méthode, en augmentant l'importance des grandes structures par rapport aux petites structures devrait nous permettre d'améliorer les contraintes fournies par le test décrit dans le chapitre 9.

Données WMAP 5 ans polarisées à 23 GHz

Pour estimer la validité du modèle d'émission synchrotron en température dont nous nous sommes servis pour générer le modèle en polarisation, nous avons utilisé la carte patron construite à partir des données du *408 MHz all-sky continuum survey* de la manière décrite dans le paragraphe 8.1. En polarisation nous avons utilisé les cartes Q et U construites à partir des données WMAP cinq ans à 23 GHz (voir chapitre 4) disponibles sur le site Λ WMAP ¹ au format HEALPIX à $N_{side} = 512$ [Page et al 2007, Gold et al 2008]. Nous avons également dégradé ces cartes à $N_{side} = 32$ pour augmenter le rapport signal sur bruit.

Les cartes utilisées sont représentées sur la figure 10.1. On y distingue clairement le plan galactique, mais également des structures à grandes échelles à haute latitude galactique.

Afin de simuler le bruit dans les cartes Q et U nous avons généré des cartes aléatoires gaussiennes de variance égale au niveau de bruit moyen par pixel $\sigma_0^{X,\nu}$ donné pour chacun des canaux de WMAP sur le site de Λ WMAP en tenant compte de la taille des pixels que nous utilisons pour ces simulations ($N_{side} = 32$). Le bruit par pixel a ensuite été pondéré par le nombre d'observations effectuées pour chaque pixel :

$$\sigma^{X,\nu}(\vec{n}) = \sigma_0^{X,\nu}(\vec{n}) \cdot \frac{rand(\vec{n})}{\sqrt{N_{obs}^{X,\nu}(\vec{n})}}, \quad X \in Q, U \quad (10.1)$$

À partir de 600 de ces cartes simulées nous avons calculé la variance associée à chaque pixel et ainsi construit les cartes de variance de bruit finales.

10.0.4 L'émission thermique de poussière

Lors de notre analyse, nous nous sommes servi des cartes Q et U construites à partir des données ARCHEOPS à 353 GHz comme mesure de cette émission thermique de poussière. Comme on peut le distinguer sur les cinquième et sixième parties à gauche de la figure 10.2, ces cartes couvrent environ 30 % du ciel. Contrairement à ce qui apparaît sur les cartes WMAP à 23 GHz, la plus grande partie du signal présent sur les cartes à 353 GHz se situe dans le plan galactique. Initialement construites avec une résolution de 13

¹<http://lambda.gsfc.nasa.org>

TAB. 10.1 – Intervalles de latitude et de longitude pour les profils galactiques utilisés au cours de cette analyse.

bande de latitude (deg)	[0, 30]	[30, 90]	[90, 120]	[120, 180]	[180, 270]	[270, 330]	[330, 360]
bande de longitude (deg)	[-90, -50]	[-50, -20]	[-20, -5]	[-5, 5]	[5, 50]	[50, 70]	[70, 90]

TAB. 10.2 – Intervalles de variation des paramètres du modèle galactique tri-dimensionnel.

Paramètres	Intervalle	Pas
p (deg)	[-80.0, 80.0]	10.0
A_{turb}	$[0, 2.5] * B_{reg}$	0.25
h_r (kpc)	[0.0, 10.0]	1
β_s	[-4.3, -2.4]	0.1
p_d (%)	[0, 30]	1

minutes d’arc [Macías-Pérez et al 2007], ces cartes ont été dégradées à $N_{side} = 32$ pour augmenter le rapport signal sur bruit.

Le bruit instrumental a été évalué en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe 9.3. Les cartes de variance du bruit en Q et U sont calculées en estimant la variance sur 250 de ces simulations de cartes de bruit.

10.0.5 Méthode utilisée

Afin de comparer les modèles d’émissions galactiques polarisées aux données disponibles nous avons choisi ici d’utiliser des profils galactiques donnant l’émission en fonction de la longitude (respectivement latitude) pour plusieurs bandes de latitude (respectivement longitude) à partir des cartes issues des modèles et des données en température et en polarisation. Les bandes de latitude et de longitude utilisées sont définies dans le tableau 10.1. Nous construisons des bins de 2.5° pour les profils galactiques, aussi bien en latitude qu’en longitude. Dans la suite de la discussion nous considèrerons uniquement les profils galactiques latitudinaux, les résultats obtenus pour les profils longitudinaux étant équivalents.

Lors de l’estimation des profils galactiques à partir des données nous avons calculé des barres d’erreurs incluant les incertitudes instrumentales intrinsèques discutées précédemment et une variance induite par la présence d’une composante turbulente. Cette dernière est estimée à partir de la déviation standard pour chacun des bins latitudinaux, en suivant [Jansson et al 2009]. Pour les données Haslam à 408 MHz, nous avons tenu compte de l’incertitude intrinsèque due aux 10% d’erreurs d’étalonnage décrites dans la section 8.1. Nous avons calculé les profils galactiques latitudinaux en polarisation pour ces cartes simulées et estimé la déviation standard pour chacun des bins. Pour les données ARCHEOPS nous avons utilisé des simulations de bruit simulées comme décrit auparavant et procédé ensuite comme pour les données WMAP.

Les profils galactiques sont calculés pour les deux types de champ magnétique galactique régulier (MLS et ASS) sur une grille de modèles obtenus en faisant varier l’angle d’attaque p des bras spiraux, l’amplitude du champ magnétique turbulent A_{turb} , l’échelle

TAB. 10.3 – Paramètres correspondants au meilleur ajustement estimés pour les modèles d’émissions galactiques incluant des modèles de champ magnétiques galactiques MLS et ASS.

Données	Modèle de champ magnétique	$p(deg)$	A_{turb}	h_r (kpc)	β_s	$p_d(\%)$	χ^2_{min}
408 MHz	MLS	$-20.0^{+60.0}_{-50.0}$	< 1.00 (95.4 % CL)	4^{+16}_{-3}	\emptyset	\emptyset	3.58
	ASS	$-10.0^{+80.0}_{-70.0}$	< 1.0 (95.4 % CL)	5^{+15}_{-3}	\emptyset	\emptyset	4.65
WMAP23 GHz	MLS	$-30.0^{+40.0}_{-30.0}$	< 1.25 (95.4 % CL)	< 20 (95.4 % CL)	$-3.4^{+0.1}_{-0.8}$	\emptyset	5.72
	ASS	$-40.0^{+60.0}_{-30.0}$	< 1.5 (95.4 % CL)	3^{+17}_{-2} (95.4% CL)	$-3.4^{+0.1}_{-0.8}$	\emptyset	7.62
ARCHEOPS	MLS	-20^{+80}_{-50}	< 2.25 (95.4%CL)	\emptyset	\emptyset	4^{+14}_{-2}	1.98
	ASS	60.0^{+20}_{-40}	$0.25^{+2.0}_{-0.25}$	\emptyset	\emptyset	3^{+17}_{-1}	1.72
tous	MLS	-30^{+10}_{-20}	< 0.25 (95.4%CL)	5^{+12}_{-2}	$-3.4^{+0.1}_{-0.3}$	5^{+8}_{-5}	1.98
	ASS	-20.0^{+10}_{-30}	< 0.25	6^{+11}_{-4}	$-3.5^{+0.2}_{-0.3}$	6^{+7}_{-5}	1.72

radiale de la distribution d’électrons h_r et l’indice spectral de l’émission synchrotron β_s . Les intervalles et pas considérés pour chacun de ces paramètres sont donnés dans le tableau 10.2. Tous les autres paramètres du modèle de champ magnétique et de distribution de matière sont fixés aux valeurs apparaissant dans la section 8.2. Notons que pour comparer les modèles d’émission thermique de poussière aux données ARCHEOPS à 353 GHz, les cartes simulées sont multipliées par un masque afin de tenir compte de la couverture spatiale incomplète d’ARCHEOPS.

La figure 10.3 représente, en noir, les profils galactiques en température construits à partir des données Haslam avec les barres d’erreur estimées comme décrit antérieurement. Est représentée en couleur, à titre comparatif, l’émission synchrotron galactique diffuse estimée en utilisant un modèle de champ magnétique MLS pour différentes valeurs de l’angle d’attaque p (de -80 à 80° par pas de 20°). Nous pouvons distinguer sur la Figure 10.4 et 10.5, les profils galactiques en polarisation calculés pour les données WMAP à 23 GHz, en noir, et en couleur l’émission synchrotron galactique diffuse estimée en utilisant un modèle de champ magnétique MLS pour différentes valeurs de l’angle p (figure 10.4) et différentes valeurs de A_{turb} (de 0 à 1 par pas de 0.25) (figure 10.5). Pour finir, les figures 10.6 et 10.7 montrent les profils galactiques en polarisation pour les données ARCHEOPS à 353 GHz, en noir, et en couleur l’émission thermique de poussière pour le même modèle, respectivement pour différentes valeurs de p et de A_{turb} (les mêmes que dans le cas du modèle d’émission synchrotron). Nous déduisons de ces figures que les données disponibles actuellement pourront nous aider à discriminer les différents modèles et qu’une analyse basée sur la vraisemblance est justifiée. Ainsi pour l’émission synchrotron en polarisation Q nous pouvons voir que le modèle reproduit bien les données pour la plupart des bandes de longitudes. Pour la polarisation U le modèle est efficace en dehors du centre galactique mais semble insuffisant au centre de la galaxie qui demeure une région méconnue en général.

Analyse par maximisation de la vraisemblance

Ainsi, nous comparons les profils galactiques latitudinaux en utilisant une analyse basée sur la maximisation de la vraisemblance, celle-ci étant définie par :

$$\mathcal{L}_{tot} = \prod_{d=1}^3 \mathcal{L}_d \quad (10.2)$$

Chacun des trois logarithmes étant relatif à un jeu de données d avec des fonctions vraisemblance pouvant s'écrire comme :

$$-\log \mathcal{L}_d = \sum_i \sum_{j=0}^{N_{lon}-1} \sum_{k=0}^{N_{lat}-1} \frac{(D_{i,j,k}^d - M_{i,j,k}^d)^2}{\sigma_{i,j,k}^d} \quad (10.3)$$

où les i sont les états de polarisation considérés, c'est-à-dire : l'intensité pour les données Haslam à 408 MHz, et, Q et U pour les données WMAP à 23 GHz et ARCHEOPS à 353 GHz. j et k indexent respectivement les bandes de latitude et les bins en longitude. $D_{i,j,k}^d$ et $M_{i,j,k}^d$ correspondent au jeu de données d et de modèles pour l'état de polarisation i , la bande de longitude j et le bin de latitude k . $\sigma_{i,j,k}^d$ est la barre d'erreur associée à $D_{i,j,k}^d$.

10.0.6 Interprétation des résultats

Les paramètres correspondants au meilleur ajustement avec les trois jeux de données séparément et combinés (apparaissant avec la mention "tous") sont présentés dans le tableau 10.3, pour les modèles de champ magnétique galactique MLS et ASS. La valeur correspondant au meilleur ajustement modèle/données de l'angle p est en accord à 1σ près pour les trois jeux de données à l'exception des données ARCHEOPS pour un champ de type ASS. Notons que nos résultats sont compatibles à 3σ avec ceux de [Sun et al 2008, Page et al 2007, Miville-Deschênes et al 2008]. Le modèle comportant un champ magnétique de type MLS est le plus en accord avec les données les valeurs des χ_2 correspondant à ce modèle étant les plus faibles.

Les fonctions de vraisemblance marginalisées à 1 et 2 dimensions obtenues pour les différents paramètres des modèles d'émission synchrotron et de poussière sont représentées respectivement en figure 10.8 et 10.9.

Pour le modèle de champ magnétique de type MLS, nos contraintes sur la valeur de l'angle d'attaque p sont compatibles à 1σ avec les résultats obtenus pour des modèles de type spirale logarithmique modifiée par [Simard-Normandin & Kronberg 1980, Sofue & Fujimoto 1983, Han & Qiao 1994, Heiles et al 1996, Han et al 2004, Han et al 2006, Miville-Deschênes et al 2008] avec des valeurs $p \in [-14, 10]$ (voir tableau 8.1).

Pour le modèle de type ASS, nos résultats sont compatibles à 1σ avec ceux proposés par [Vallée 1983a, Vallée & Kronberg 1975, Vallée 1988, Sun et al 2008, Jaffe et al 2010] avec des valeurs $p \in [-11, 16]$ (voir tableau 8.2).

L'amplitude relative de la composante turbulente, A_{turb} , est faiblement contrainte, mais nos résultats semblent défavoriser la présence d'une importante composante turbulente, tant pour le modèle ASS que MLS. Nos résultats sont tout de même compatibles à 2σ avec ceux présentés dans [Sun et al 2008, Miville-Deschênes et al 2008, Han et al 2004, Han et al 2006] (voir tableaux 8.1 et 8.2). Nos valeurs ne sont pas compatibles avec les résultats de [Jaffe et al 2010]. Ceci peut être expliqué par le fait que nous n'avons pas utilisé les données des rotations de Faraday des pulsars contrairement à ce qui était le cas dans les autres études, celles-ci étant plus sensibles à la présence d'un champ magnétique turbulent ordonné et aux inversions locales de la direction du champ magnétique régulier. Notons que les intervalles de confiance sont plus élevés que ceux trouvés dans la littérature, cependant nous avons utilisé des jeux de données différents, notamment nous n'avons pas utilisé les données des mesures de rotation de pulsars, contrairement aux autres études

citées ci-dessus.

L'échelle radiale de la distribution d'électrons est elle aussi mal contrainte par les données, comme indiqué dans [Jaffe et al 2010], quel que soit le modèle de champ magnétique, nos résultats étant néanmoins en accord avec ceux de [Sun et al 2008]. Nous avons aussi testé l'apport d'une composante locale de densité d'électrons, décrite dans la section 8.2.4 censée pouvoir modéliser notamment le *North Celestial Spur*, en suivant la suggestion faite par [Sun et al 2008]. L'ajout de cette composante n'ayant pas amélioré nos ajustements ni permis de mieux contraindre l'échelle radiale de la distribution d'électron, nous l'avons finalement fait disparaître des modèles. La valeur correspondant au meilleur ajustement pour l'indice spectral de l'émission synchrotron est significativement plus basse que ceux proposés par [Sun et al 2008, Page et al 2007], ce qui est peut être dû à des différences de cartes patrons utilisées en intensité.

La fraction de polarisation de l'émission de poussière est contrainte par notre méthode à des valeurs compatibles avec celle proposée par [Ponthieu et al 2005]. Notons que les contraintes obtenues pour les émissions synchrotron et de poussière thermique sur les paramètres p et A_{turb} du champ magnétique galactique sont compatibles.

Nous avons construit des cartes en température et en polarisation en utilisant les paramètres correspondant au meilleur ajustement pour les modèles d'émissions galactiques incluant un champ magnétique régulier MLS. À titre d'exemple elles sont comparées aux données du *408 MHz all-sky continuum survey* à 408 MHz en figure 10.10, aux données WMAP à 23 GHz en figure 10.11 et ARCHEOPS à 353 GHz en figure 10.12.

- ▶ *Comparaison aux données du 408 MHz all-sky continuum survey [Haslam et al 1982]* : Nous pouvons voir clairement que la carte en intensité construite avec le modèle d'émission synchrotron n'est pas vraiment efficace pour reproduire les structures présentes dans la carte issue des données du *408 MHz all-sky continuum survey*, notamment le *North Celestial Spur*. Afin d'être à même de reproduire au mieux ces structures dans nos modèles d'émission synchrotron en polarisation, nous utilisons donc les données du *408 MHz all-sky continuum survey* comme une carte patron.
- ▶ *Comparaison aux cartes WMAP à 23 GHz* : De prime abord, nous remarquons que la carte en température construite à partir du modèle d'émission synchrotron n'est que peu corrélée spatialement à la carte de WMAP à 23 GHz. Ceci peut s'expliquer par le fait que la carte WMAP contient non seulement l'émission synchrotron, mais aussi de l'émission *bremsstrahlung* comme nous l'avons détaillé dans le chapitre 7, et une composante "anormale", telle que décrit dans [Page et al 2007]. Nous n'avons pas tenu compte ici de la variation spatiale de la valeur de l'indice spectral de l'émission synchrotron [Page et al 2007], ce qui pourrait en partie expliquer le résultat que nous observons. Par ailleurs, les cartes Q et U construites à partir du modèle reproduisent très bien la structure à grande échelle et l'amplitude des données WMAP à 23 GHz, y compris en dehors du plan galactique.
- ▶ *Comparaison aux cartes ARCHEOPS à 353 GHz* : Sur les 30% du ciel observés par ARCHEOPS nous pouvons voir que la corrélation entre la carte en intensité mesurée à 353 GHz et la carte modélisée à partir du modèle SFD est très bonne. Pour les cartes en polarisation Q, le modèle reproduit très bien la structure et l'amplitude des données ARCHEOPS y compris hors du plan galactique. Pour la carte en polarisation U, le niveau de bruit dans les données est très élevé et ne permet pas de conclure quant à l'efficacité du modèle.

10.1 Conclusions

Nous avons pu étudier et caractériser les principaux paramètres des modèles d'émissions galactiques en polarisation : l'angle d'attaque du champ galactique magnétique p , l'échelle radiale de la distribution des électrons relativistes h_r , l'amplitude du champ magnétique turbulent A_{turb} , de la fraction de la polarisation de l'émission de poussière thermique P_d et l'indice spectral de l'émission synchrotron. Ceci nous a finalement permis d'obtenir des contraintes pour l'angle p , donc sur l'orientation du champ magnétique galactique, et les indices spectraux β_s et β_d . Ces contraintes sont compatibles pour les deux modèles d'émissions et avec les valeurs apparaissant dans la littérature pour des études similaires. Nous avons également été capables de poser une limite supérieure sur la valeur de la composante turbulente du champ magnétique, celle-ci n'étant pas requise pour reproduire les données à grandes échelles. Il est important de noter que les contraintes que nous avons obtenues sur les paramètres du modèle de champ magnétique galactique pour les émissions synchrotron et de poussière sont compatibles. Nous proposons donc ici un modèle cohérent pour les deux émissions galactiques diffuses polarisées basé sur la physique de ces processus.

En utilisant les paramètres pour le meilleur ajustement pour les modèles d'émissions galactiques polarisées nous pouvons produire des cartes capables de reproduire la structure à grande échelle des données existantes.

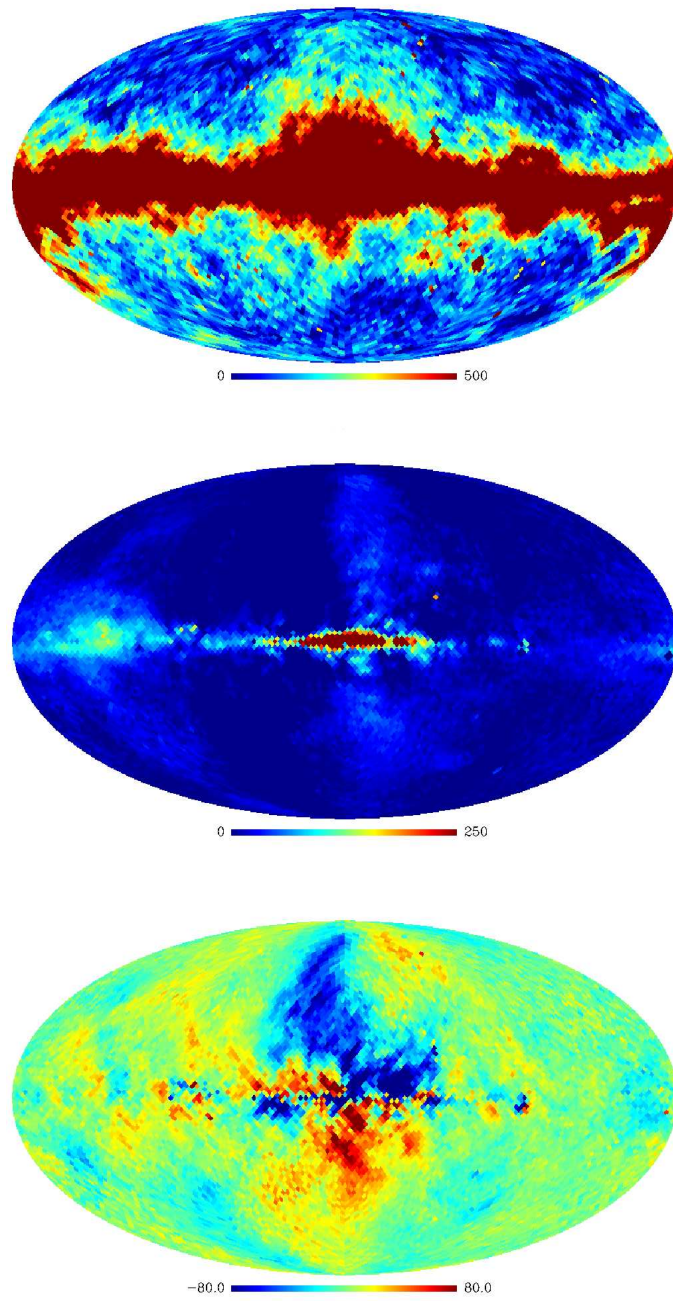


FIG. 10.1 - (De haut en bas :) Cartes en température et polarisation Q et U en μKRJ à 23 GHz construites à la résolution $N_{\text{side}} = 32$ à partir des données WMAP5 ans [Gold et al 2008].

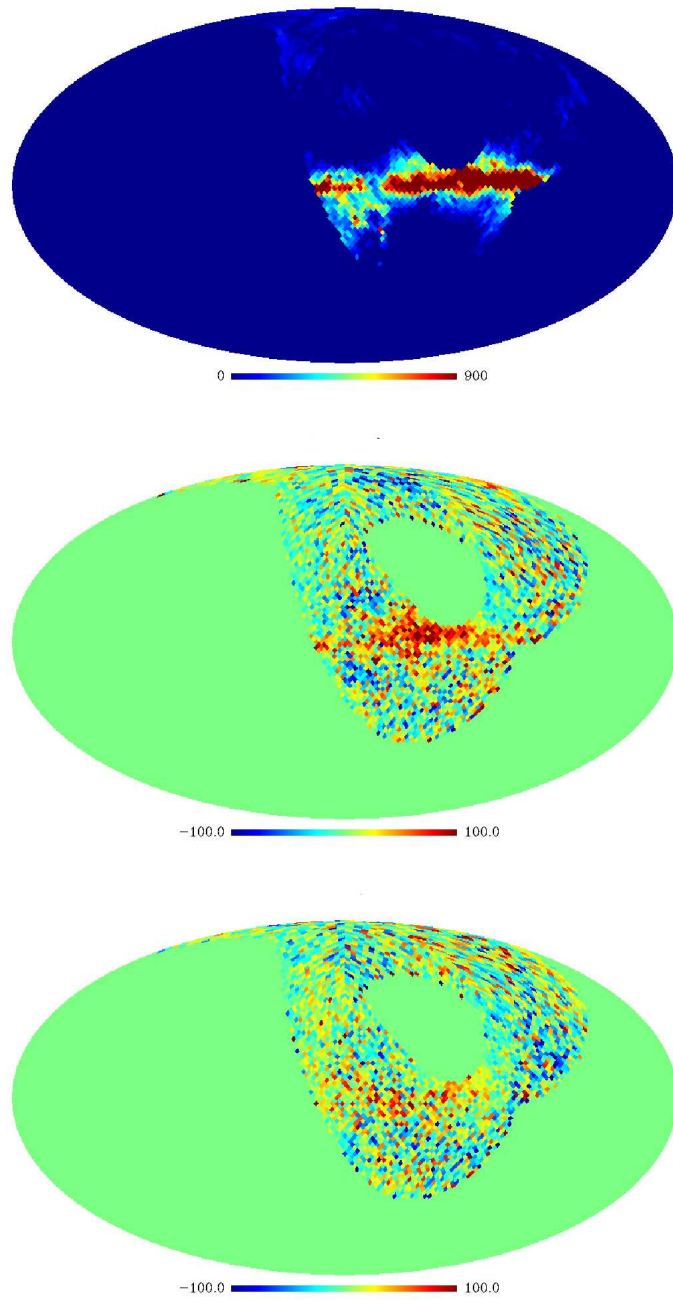


FIG. 10.2 – De haut en bas : Cartes en température et polarisation Q et U en μKRJ à 353 GHz construites à partir des données ARCHEOPS.

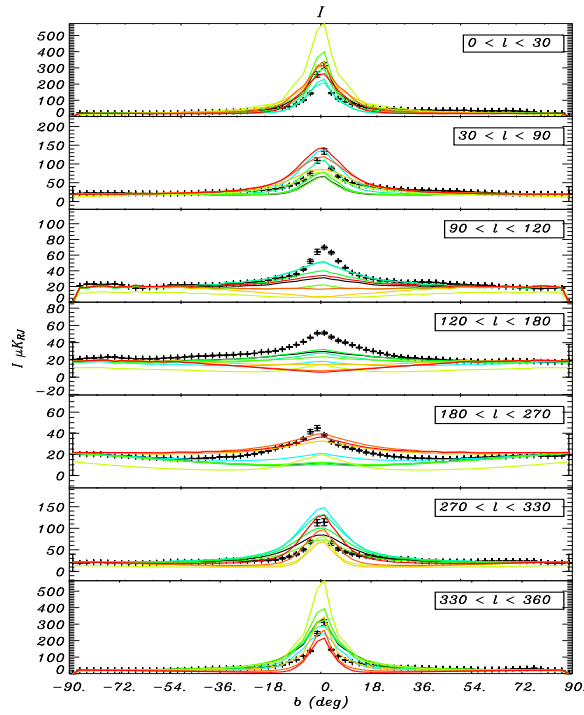


FIG. 10.3 – Profils galactiques en température (en μK_{RJ}) à 408 MHz construits à partir des données du 408 MHz all-sky continuum survey [Haslam et al 1982] (noir) et d'un modèle d'émission synchrotron avec un champ magnétique MLS pour différentes valeurs de l'angle p (du vert au rouge : de -80.0 à 80.0° par pas de 20°).

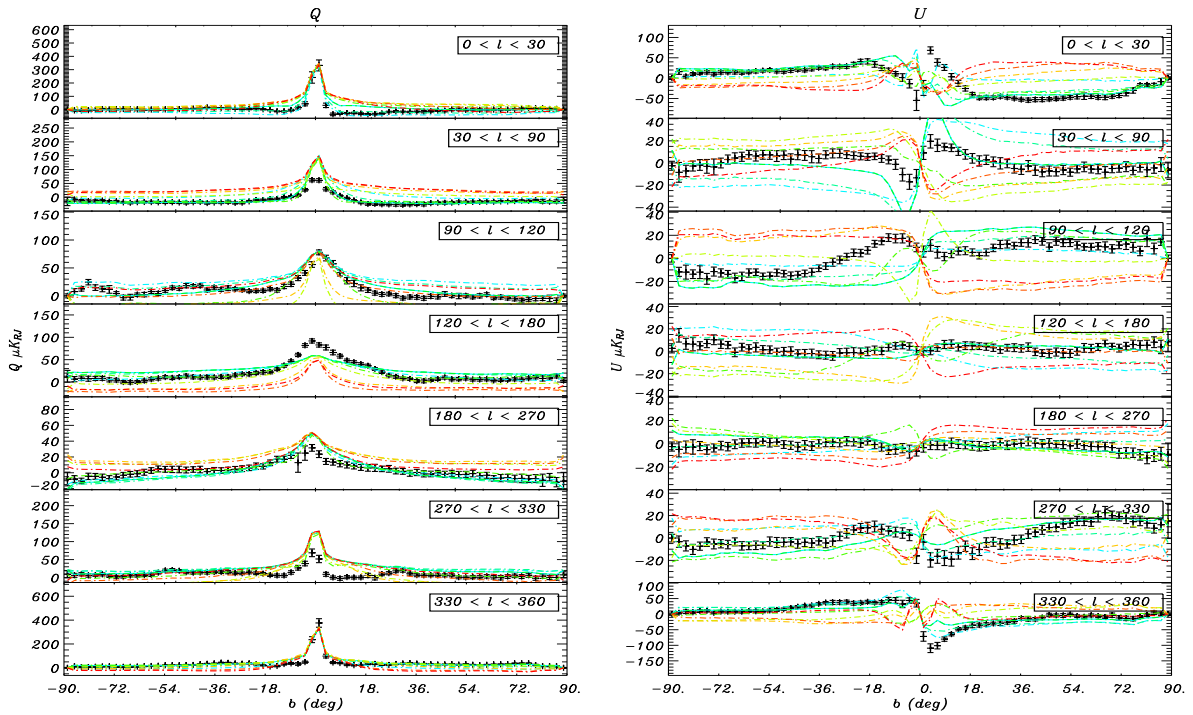


FIG. 10.4 – Profils galactiques en polarisation Q et U à 23 GHz construits à partir des données WMAP 5 ans (noir) et d'un modèle d'émission synchrotron avec un champ magnétique MLS pour différentes valeurs de l'angle p (du vert au rouge : de -80.0 à 80.0° par pas de 20°).

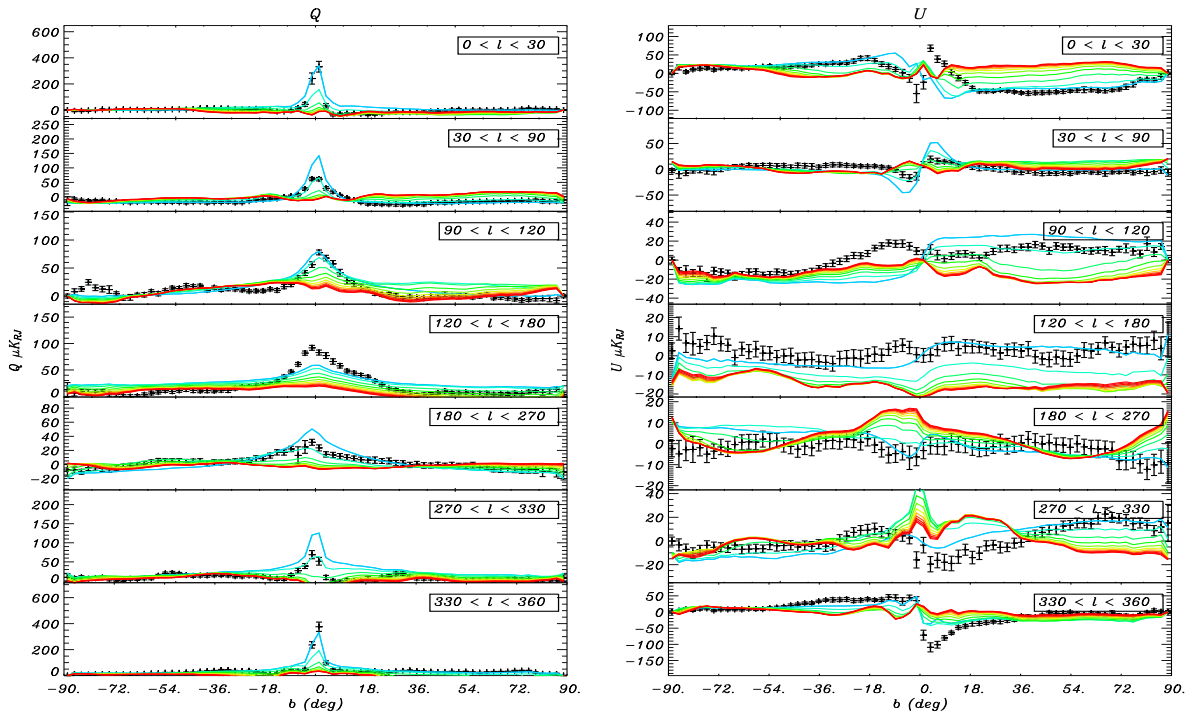


FIG. 10.5 – Profils galactiques (en μK_{RJ}) en polarisation Q et U à 23 GHz construits à partir des données WMAP 5 ans (noir) et d'un modèle d'émission synchrotron avec un champ magnétique MLS pour différentes valeurs de A_{turb} (du vert au rouge : de 0 à 1 par pas de 0.25).

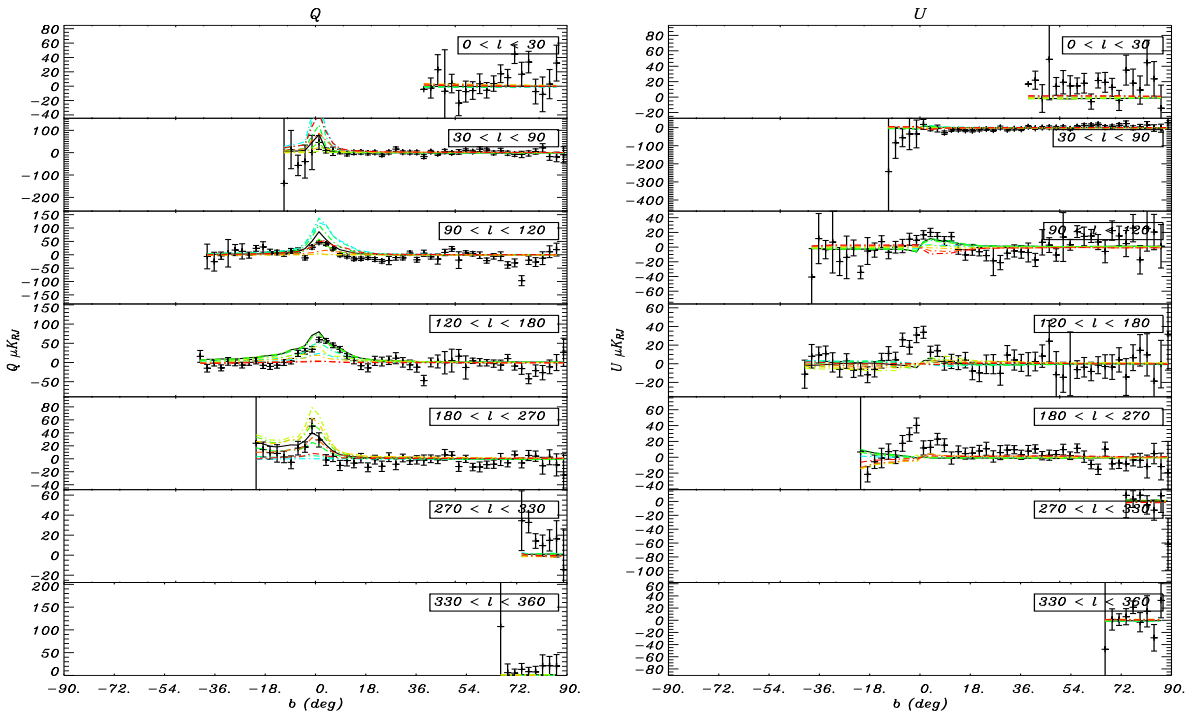


FIG. 10.6 – Profils galactiques (en μK_{RJ}) en polarisation Q et U à 353 GHz construits à partir des données ARCHEOPS (noir) et pour différentes valeurs de l'angle p pour un modèle d'émission de poussière thermique avec un champ magnétique de type MLS (du vert au rouge : de -80.0 à 80.0° par pas de 20°).

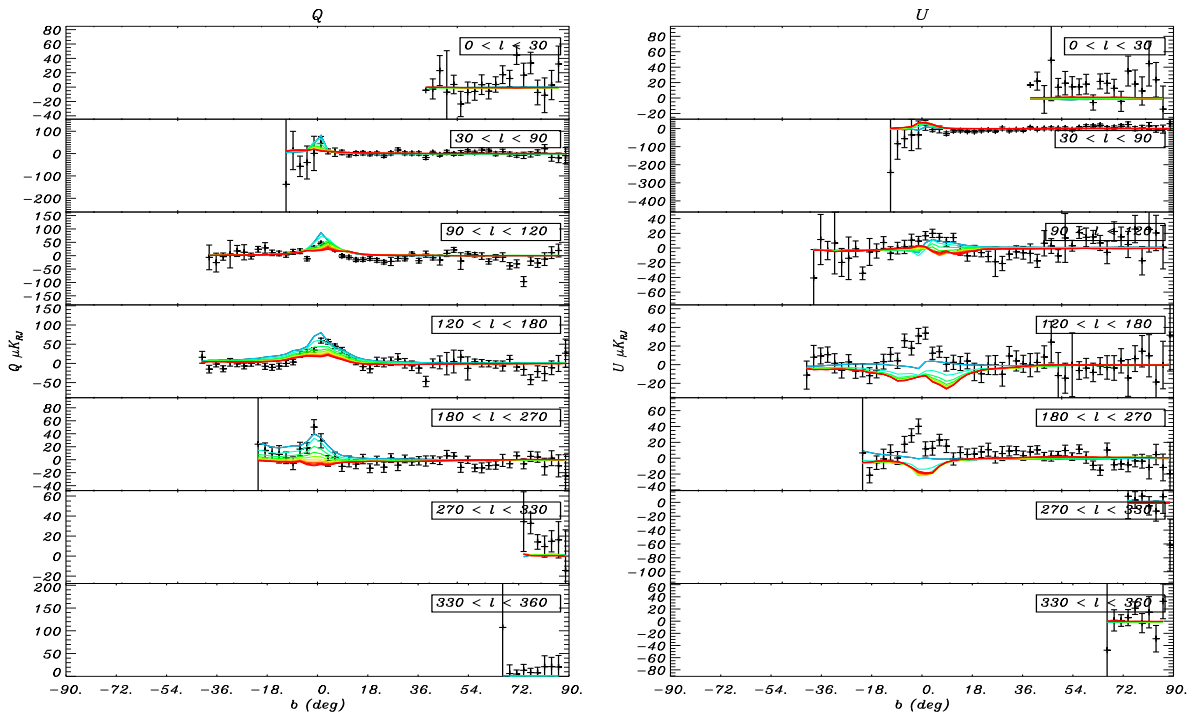


FIG. 10.7 – Profils galactiques (en μK_{RJ}) en polarisation Q et U à 353 GHz construits à partir des données ARCHEOPS (noir) et pour différentes valeurs de A_{turb} (du vert au rouge : de 0 à 1 par pas de 0.25), pour un modèle d'émission de poussière thermique avec un champ magnétique de type MLS.

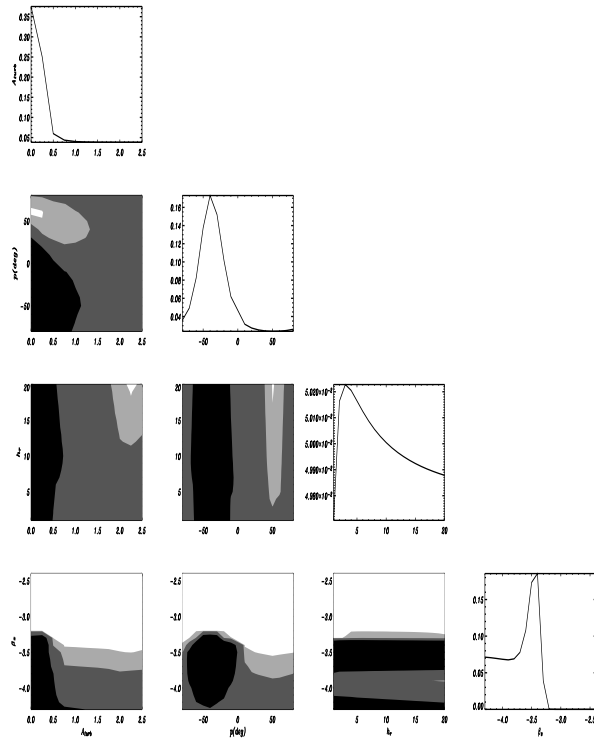


FIG. 10.8 – Fonctions de vraisemblance marginalisées à 1 et 2 dimensions pour les paramètres A_{turb} , h_r^e , p et β_s du modèle d'émission synchrotron incluant un champ magnétique galactique de type MLS.

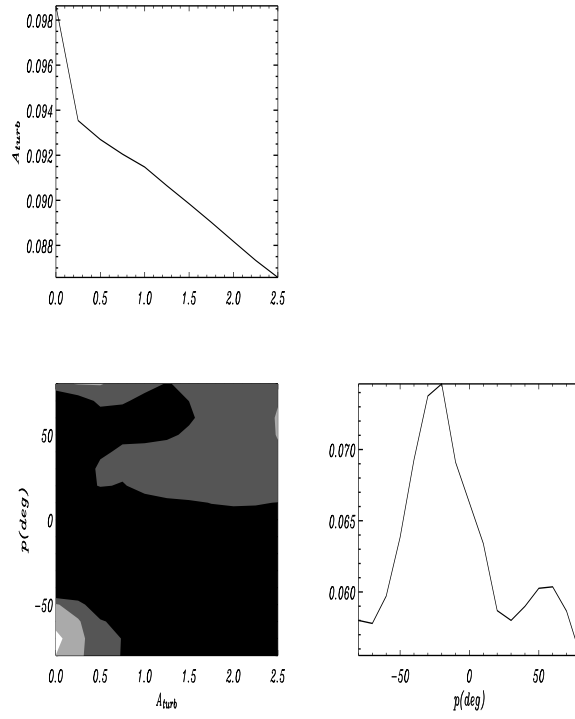


FIG. 10.9 – Fonctions de vraisemblance marginalisées à 1 et 2 dimensions pour les paramètres A_{turb} et p du modèle d'émission de la poussière incluant un champ magnétique galactique de type MLS.

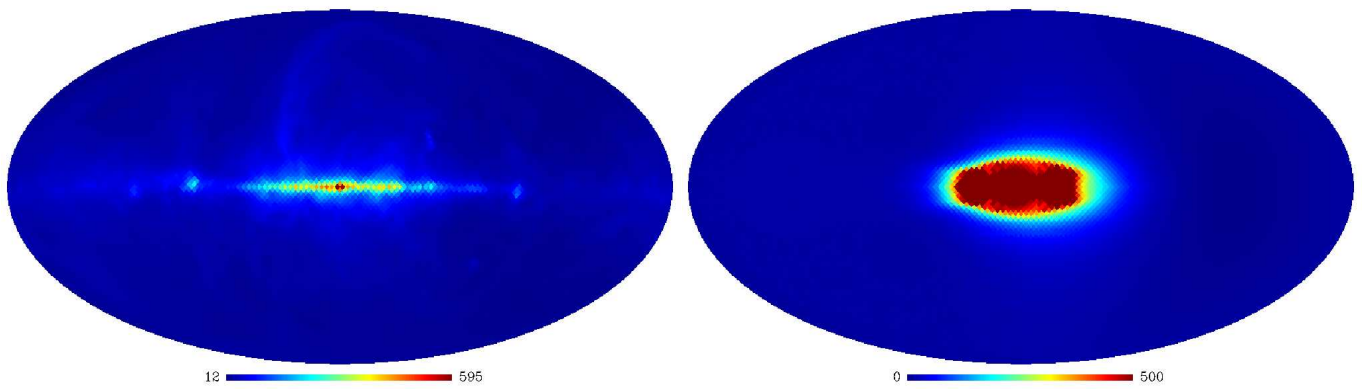


FIG. 10.10 – Cartes en intensité (en μK_{RJ}) à 408 MHz construites à partir des données Haslam (gauche) et à partir du modèle d'émission synchrotron avec un champ magnétique MLS pour des valeurs optimales des paramètres (droite).

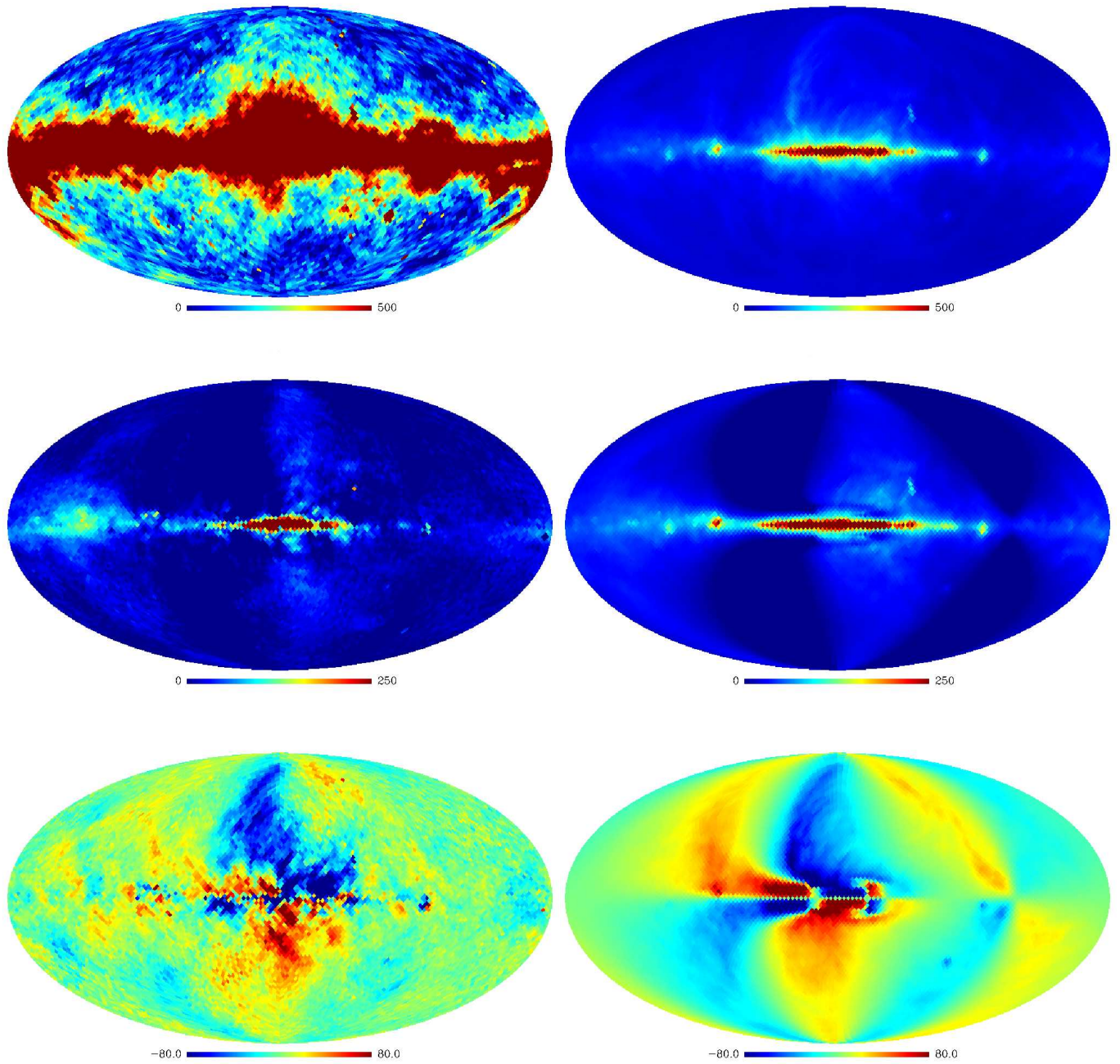


FIG. 10.11 – (De bas en haut :) Cartes en intensité et polarisation Q et U (en μK_{RJ}) à 23 GHz des données WMAP 5 ans (gauche) et du modèle d'émission synchrotron avec un champ magnétique MLS pour les valeurs optimales des paramètres (droite).

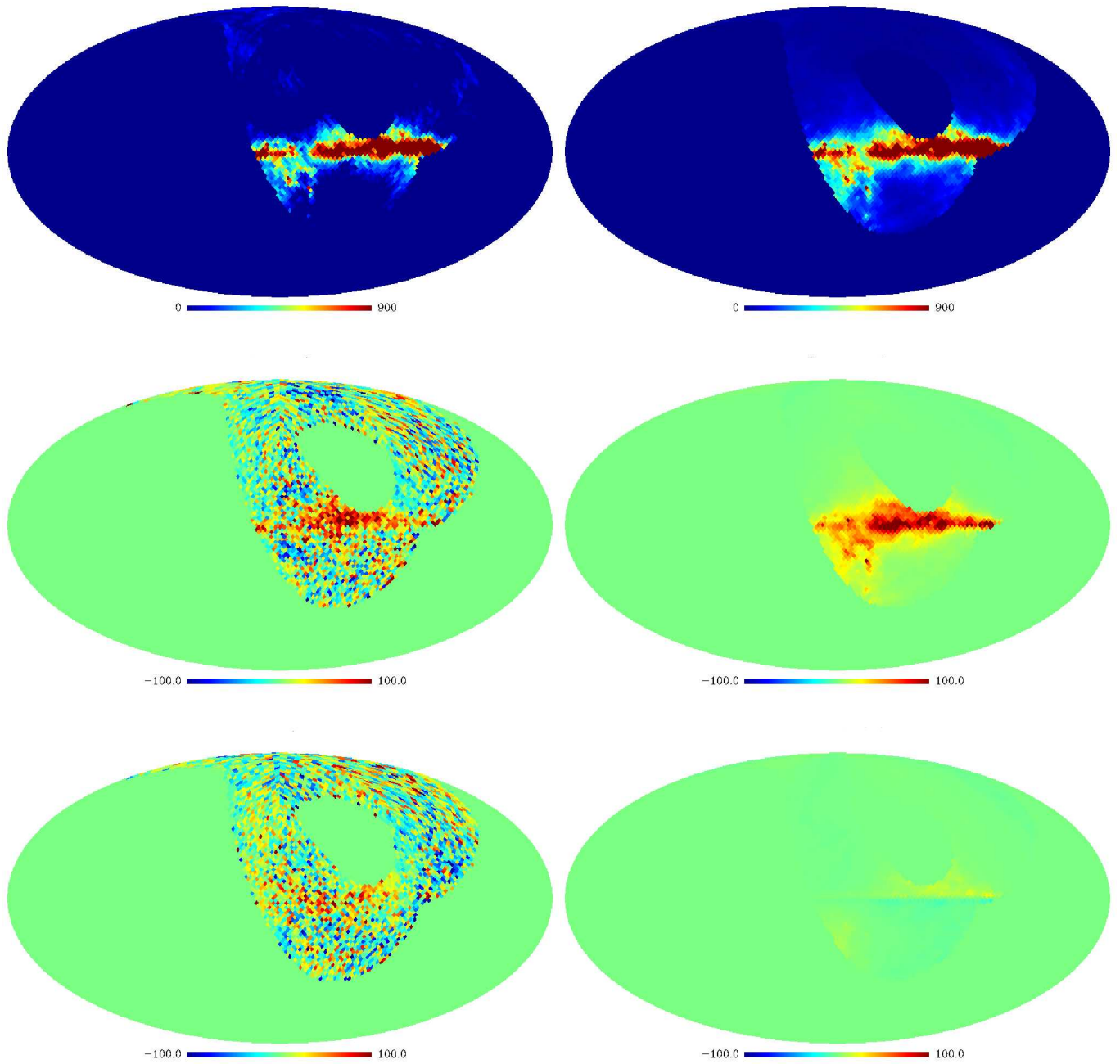


FIG. 10.12 – De bas en haut : Cartes en intensité et polarisation Q et U (en μK_{RJ}) à 353 GHz des données ARCHEOPS (gauche) et du modèle d'émission thermique de poussière avec un champ magnétique MLS pour les valeurs optimales des paramètres (droite).

11. Modèle des émissions galactiques polarisées issu de cartes-patron

11.1 Présentation du modèle

Nous avons présenté dans les chapitres précédents un modèle construit en tenant compte des processus physiques à l'origine des émissions galactiques polarisées. Nous présenterons ici un modèle basé uniquement sur l'utilisation de cartes-patron des émissions synchrotron et de poussière. Le premier nous permet de contraindre les émissions polarisées et d'étudier les erreurs associées à la soustraction des cartes-patron lors des analyses CMB.

Nous nous proposons ici de tester le modèle développé par l'équipe de WMAP, les études proposées par [Page et al 2007, Kogut et al 2007] le concernant étant plutôt qualitatives. Il sert à soustraire les émissions d'avant-plan galactiques des données WMAP pour générer des cartes utilisables pour étudier le CMB. Le modèle est essentiellement basé sur l'utilisation de cartes-patron construites à partir des données WMAP 3 ans à 23 GHz et du modèle de l'émission de la poussière numéro 8 construit par [Finkbeiner et al 1999] extrapolé à 94 GHz. Il est ensuite ajusté par rapport aux données WMAP aux autres fréquences de mesure en utilisant une méthode de maximisation de la fonction de vraisemblance. C'est cet ajustement que nous nous proposons de réévaluer.

Les cartes des émissions galactiques polarisées sont construites à toutes les fréquences de mesure de WMAP comme suit :

$$M(\nu) = \alpha_s(\nu)M_{23GHz} + \alpha_d(\nu)M_{94GHz} \quad (11.1)$$

où M_{23GHz} et M_{94GHz} sont les cartes-patrons à 23 et 94 GHz et où les paramètres $\alpha_s(\nu)$ et $\alpha_d(\nu)$ dépendent des index spectraux des émissions synchrotron et poussière. Ils peuvent s'écrire :

$$\alpha_s(\nu) = g(\nu)(\nu/\nu_K)^{\beta_s} + \alpha_c(\nu) \quad (11.2)$$

$$\alpha_d(\nu) = g(\nu)(\nu/\nu_W)^{\beta_d} + \alpha_c(\nu) \quad (11.3)$$

où β_s et β_d sont ajustés par rapport à $\alpha_s(\nu)$ et $\alpha_d(\nu)$ pour les modèles d'émissions de synchrotron et de poussière [Page et al 2007]. α_c , correspond à la contribution du CMB. $g(\nu)$ permet la conversion de la température d'antenne en température thermodynamique (K_{RJ} pour Rayleigh Jean).

Ces paramètres $\alpha_s(\nu)$ et $\alpha_d(\nu)$ sont ajustés par comparaison avec les cartes WMAP pour les bandes Ka, Q, V et W. Cet ajustement de paramètres fait l'objet de la section 11.2.

11.1.1 Carte patron à 23 GHz

Les cartes-patron polarisées issues des données WMAP à 23 GHz, représentées sur la figure 11.1 peuvent être décomposées comme suit :

$$M_{23GHz} = M_{\text{sync}}|_{23GHz} + M_{\text{dust}}|_{23GHz} + M_{\text{ff}}|_{23GHz} + M_{\text{sp}}|_{23GHz} + M_{\text{CMB}} + N \quad (11.4)$$

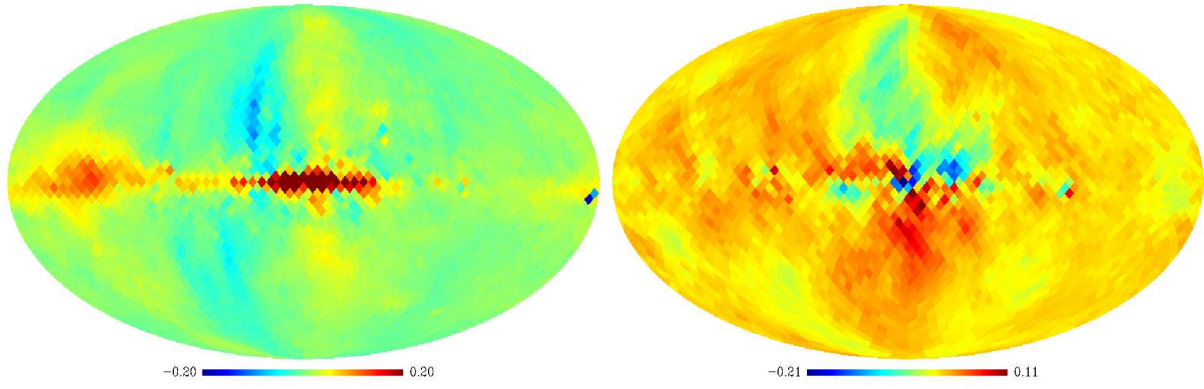


FIG. 11.1 – Cartes patrons de l'émission synchrotron à 23 GHz en polarisation Q et U construites à partir des données WMAP trois ans, tirées de [Page et al 2007].

La composante polarisée due à la poussière rotationnelle $M_{sp}|_{23GHz}$ sera négligée dans la suite de notre analyse, celle-ci étant polarisée à 1-2% [Lazarian & Draine 2000] seulement comme nous l'avons déjà mentionné (voir chapitre 6) et n'étant présente que sur certaines régions du ciel [Watson et al 2005]. L'émission *bremsstrahlung* n'étant pas du tout polarisée, la composante $M_{ff}|_{23GHz}$ sera fixée à zéro. Afin d'estimer la contribution attendue pour la poussière $M_{dust}|_{23GHz}$ supposons la valeur minimale possible pour l'indice spectral, soit $\beta_d=1.1$ suivant l'analyse détaillée dans le chapitre 7. La composante d'émission de la poussière extrapolée à partir des données ARCHEOPS à 353 GHz sera donc attendue en polarisation à 23 GHz avec une déviation standard de $1.02 \mu K_{RJ}$ pour Q et $0.92 \mu K_{RJ}$ pour U . À cette même fréquence, les cartes construites à partir des données WMAP atteignent $43.9 \mu K_{RJ}$ pour Q et $24.3 \mu K_{RJ}$ pour U . La contribution due à la poussière est donc négligeable par rapport à l'émission synchrotron attendue à cette fréquence.

Nous avons également estimé la contribution attendue pour le CMB à cette fréquence. Nous avons effectué une simulation de la carte pour les paramètres cosmologiques apparaissant sur le site de Λ WMAP pour un modèle Λ CDM en incluant un rapport tenseur/scalaire r de 0.1. La déviation standard attendue pour le signal CMB est alors de $0.37 \mu K_{RJ}$ pour Q et de $0.36 \mu K_{RJ}$ pour U . Le signal étant clairement dominé par l'émission synchrotron à 23 GHz, nous allons considérer que la contribution du CMB est négligeable pour la suite de cette analyse. Nous avons toutefois tenu compte de la valeur moyenne du CMB théorique lors du calcul des barres d'erreur.

Le paramètre $\alpha_s(\nu)$ peut alors s'écrire :

$$\alpha_s(\nu) = g(\nu)(\nu/\nu_K)^{\beta_s} \quad (11.5)$$

11.1.2 Carte-patron à 94 GHz

Les cartes patrons Q et U de l'émission de poussière, représentées sur la figure 11.2 sont construites à 94 GHz à partir des équations suivantes :

$$Q_{dust}(\nu) = I_{dust}(\vec{n}) p_d g_{dust}(\vec{n}) \cos(2\gamma_{dust}) \quad (11.6)$$

$$U_{dust}(\nu) = I_{dust}(\vec{n}) p_d g_{dust}(\vec{n}) \sin(2\gamma_{dust}) \quad (11.7)$$

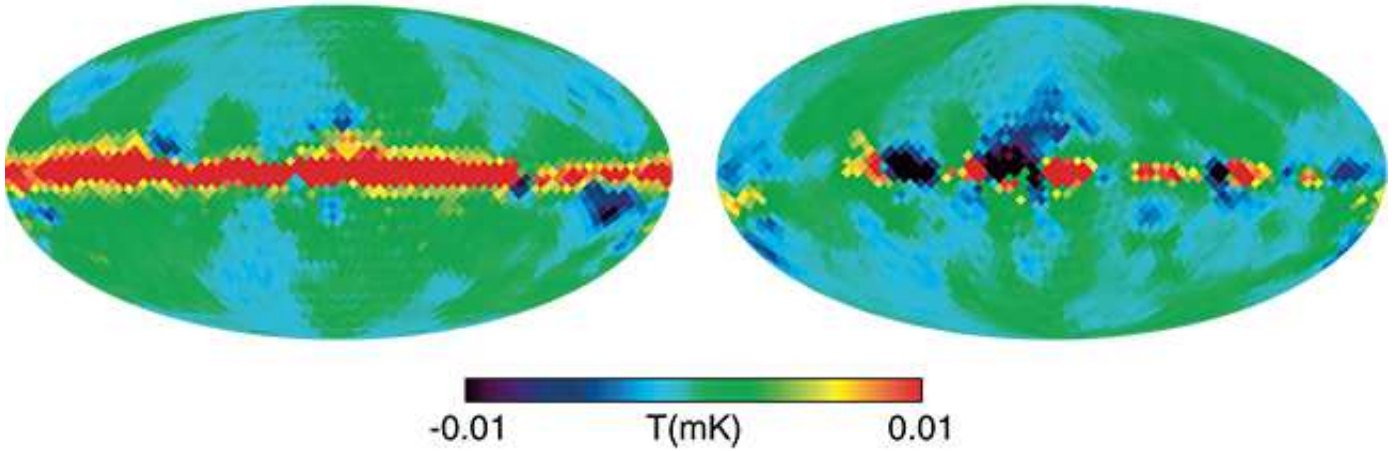


FIG. 11.2 – Cartes patrons de l'émission de poussière à 94 GHz en polarisation Q et U construites à partir des données WMAP trois ans, tirées de [Page et al 2007].

où I_{dust} est la carte patron en intensité construite à partir de la carte MEM (pour *Maximum Entropy Method*) [Bennett et al 2003a] elle-même dérivée des données WMAP à 94 GHz et du modèle SFD numéro 8 [Finkbeiner et al 1999]. L'angle $\gamma_{dust} = \gamma_{\star} + \pi/2$, où γ_{\star} indique la direction de polarisation des rayonnements stellaires [Fosalba et al 2002, Bernardi et al 2003], qui sont perpendiculaires à l'émission de la poussière (voir chapitre 6) ; plus de détails sur ce point peuvent être trouvés dans [Page et al 2007].

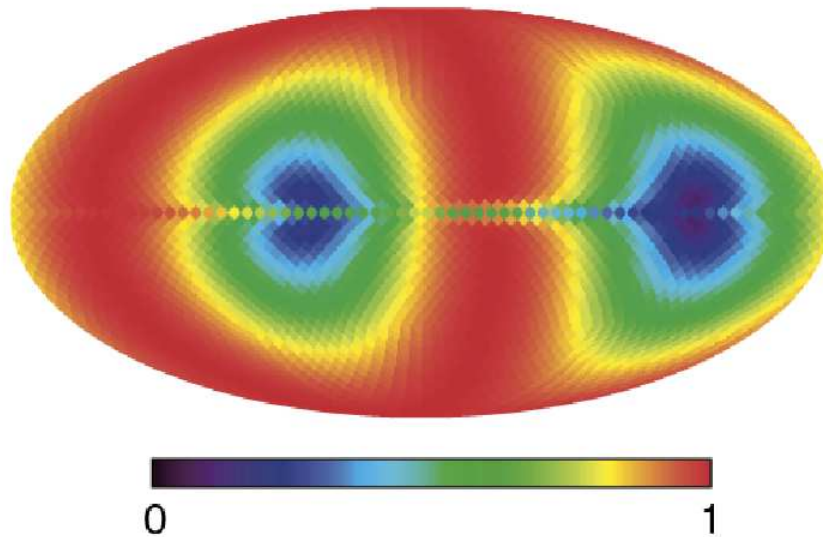


FIG. 11.3 – Facteur de suppression géométrique g_{dust} , dû aux variations du champ magnétique galactique le long des lignes de visée, tirée de [Page et al 2007].

Le facteur de suppression g_{dust} , dont la valeur par pixel est représentée par la figure 11.3 tient compte des variations de la direction du champ magnétique le long de la ligne de visée, que nous avons déjà mentionné dans la section 6.2. Il est estimé ici de la façon

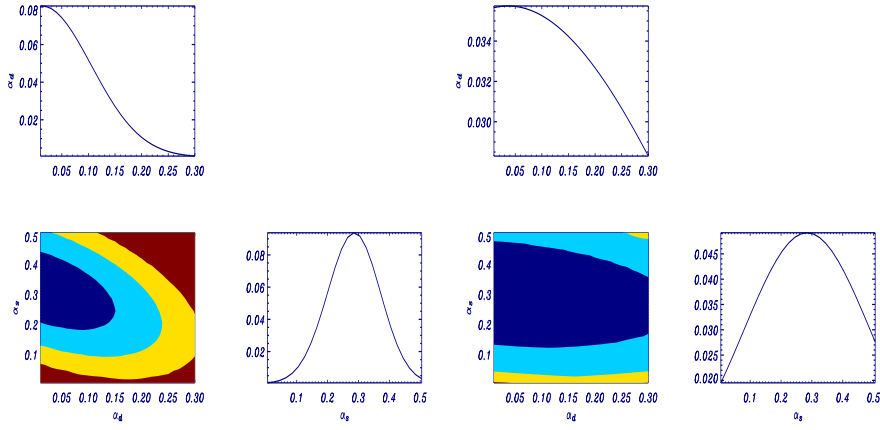


FIG. 11.4 – Fonctions de vraisemblance marginalisées à 33 GHz, estimées à une et deux dimensions pour les paramètres α_s et α_d respectivement à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) du masque P06.

suivante :

$$g_{dust}(\vec{n}) = \frac{P(\vec{n})}{p_d I_{dust}(\vec{n})} \quad (11.8)$$

avec $P = (Q^2 + U^2)^{1/2}$, où les cartes pour les paramètres Q et U sont construites par intégration sur la ligne de visée du modèle tri-dimensionnel de la galaxie incluant un champ magnétique régulier de type WMAP, détaillé dans la section 8.2.3. Afin de reproduire au mieux le modèle proposé par [Kogut et al 2007] La fraction de polarisation p_d est fixée à 5 %.

11.2 Description des résultats

Nous utilisons une méthode de maximisation de la fonction de vraisemblance identique à celle décrite dans la section 9.3 pour estimer les paramètres α_d et α_s .

Les figures 11.4 et 11.5 représente les fonctions de vraisemblance marginalisées à une et deux dimensions pour les paramètres α_s et α_d , respectivement à 33 et 61 GHz. On peut y remarquer que les deux paramètres sont décorrélés et que les résultats attendus à l'intérieur et à l'extérieur du masque P06 défini dans la section 9.2 sont tout à fait compatibles.

Les résultats des analyses obtenus à l'intérieur et à l'extérieur du masque P06 pour les bandes Ka, Q, V et W pour les paramètres α_s et α_d sont répertoriés dans le tableau 11.1.

Nous avons estimé les valeurs des indices spectraux des émissions synchrotron et de la poussière, β_s et de β_d , correspondant aux paramètres α_s et α_d pour le meilleur ajustement du modèle aux données WMAP, estimés respectivement à 33 et 61 GHz. Nous obtenons ainsi $\beta_{s,33GHz} = -3.44 \pm 0.1$ (à 1σ), ce qui est compatible avec les résultats que nous avons obtenus dans le chapitre 9 en utilisant un modèle d'émission synchrotron basé sur la physique de ce rayonnement.

Les résultats obtenus par [Kogut et al 2007] à l'intérieur du masque P06 sont également indiqués dans le tableau 11.1. Ceux-ci sont compatibles avec nos résultats à 2σ , et ce, que nos tests aient été réalisés à l'intérieur ou à l'extérieur du masque P06.

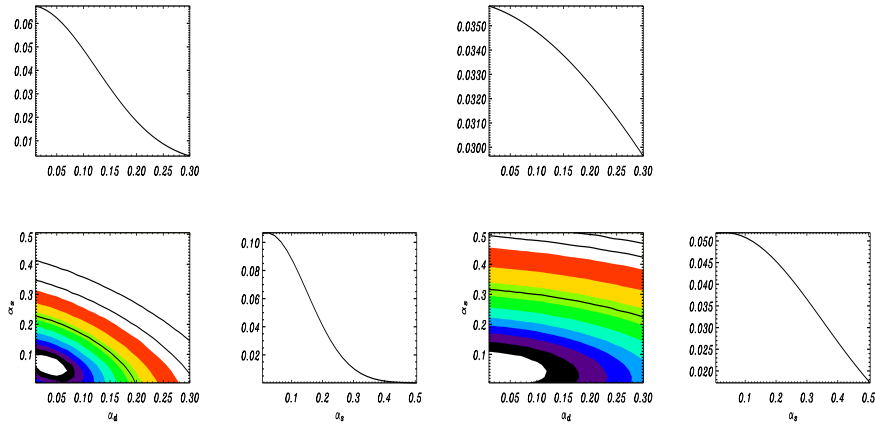


FIG. 11.5 – Fonctions de vraisemblance marginalisées à 61 GHz, estimées à une et deux dimensions pour les paramètres α_s et α_d respectivement à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) du masque P06.

TAB. 11.1 – Paramètres correspondant au meilleur ajustement pour [Kogut et al 2007] (gauche) et d'après notre analyse, à 2σ (droite), réalisée à l'intérieur et à l'extérieur du masque P06.

Bande de fréquence	zone	α_s^{wmap}	α_d^{wmap}	α_s	α_d	$\chi_{\min}^2/d\text{dl}$
Ka	dans P06	0.3103	0.0148	0.28 ± 0.1	$0.06^{+0.2}_{-0.04}$	0.96
	hors P06	\emptyset	\emptyset	0.28 ± 0.1	$0.01^{+0.1}_{-0.01}$	1.12
Q	dans P06	0.1691	0.0154	0.14 ± 0.1	$0.01^{+0.1}_{-0.01}$	0.90
	hors P06	\emptyset	\emptyset	0.14 ± 0.1	$0.01^{+0.1}_{-0.01}$	1.06
V	dans P06	0.0610	0.0343	$0.025^{+0.2}_{-0.02}$	$0.01^{+0.1}_{-0.01}$	1.02
	hors P06	\emptyset	\emptyset	$0.025^{+0.2}_{-0.02}$	$0.02^{+0.2}_{-0.02}$	1.04
W	dans P06	0.0358	0.0891	$0.005^{+0.2}_{-0.005}$	$0.005^{+0.2}_{-0.005}$	1.13
	hors P06	\emptyset	\emptyset	< 0.325 (95.4 % CL)	< 0.28 (95.4 % CL)	1.74

Notons que contrairement à [Kogut et al 2007], notre analyse utilisant le maximum de vraisemblance nous permet d'estimer les erreurs sur ces paramètres et les corrélations existant entre eux. Ces erreurs auraient dû être propagées à l'analyse CMB décrite dans [Page et al 2007].

Les parties de droite des figures 11.6 et 11.7 représentent les cartes de Q et U à 33 et 94 GHz, construites avec les paramètres optimaux obtenus lors de notre étude à l'intérieur du masque P06. On peut voir que ces cartes issues des cartes patrons reproduisent la structure spatiale et l'amplitude des cartes de Q et U construites à partir des données WMAP. Les résidus obtenus après soustraction des modèles aux données sont représentés à 33 et 94 GHz dans les parties droites des figures 11.6 et 11.7 et sont de l'ordre de 4 % à 33 GHz et de 40% à 94 GHz, les structures résiduelles les plus importantes étant situées dans le plan galactique. Ces zones étant éliminées par application d'un masque lors du traitement du signal CMB, le modèle que nous venons d'étudier semble tout à fait approprié à l'usage auquel le destine [Kogut et al 2007] et [Page et al 2007], à savoir, soustraire les émissions galactiques polarisées aux données WMAP en vue de l'étude du signal CMB.

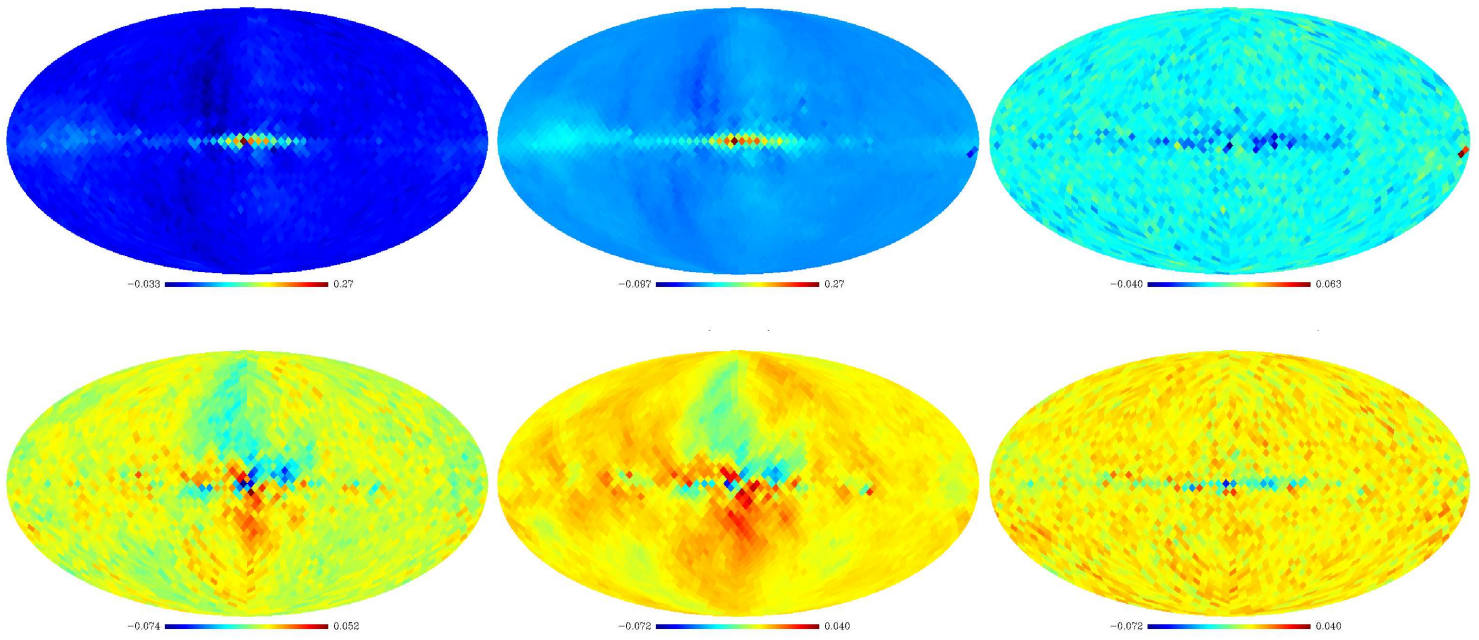


FIG. 11.6 – Cartes en polarisation Q (haut) et U (bas) à 33 GHz, construites à partir des données WMAP 5 ans (gauche), à partir du modèle présenté dans ce chapitre pour les paramètres α_s et α_d correspondant au meilleur ajustement (centre) et cartes résiduelles après soustraction du modèle aux données (droite).

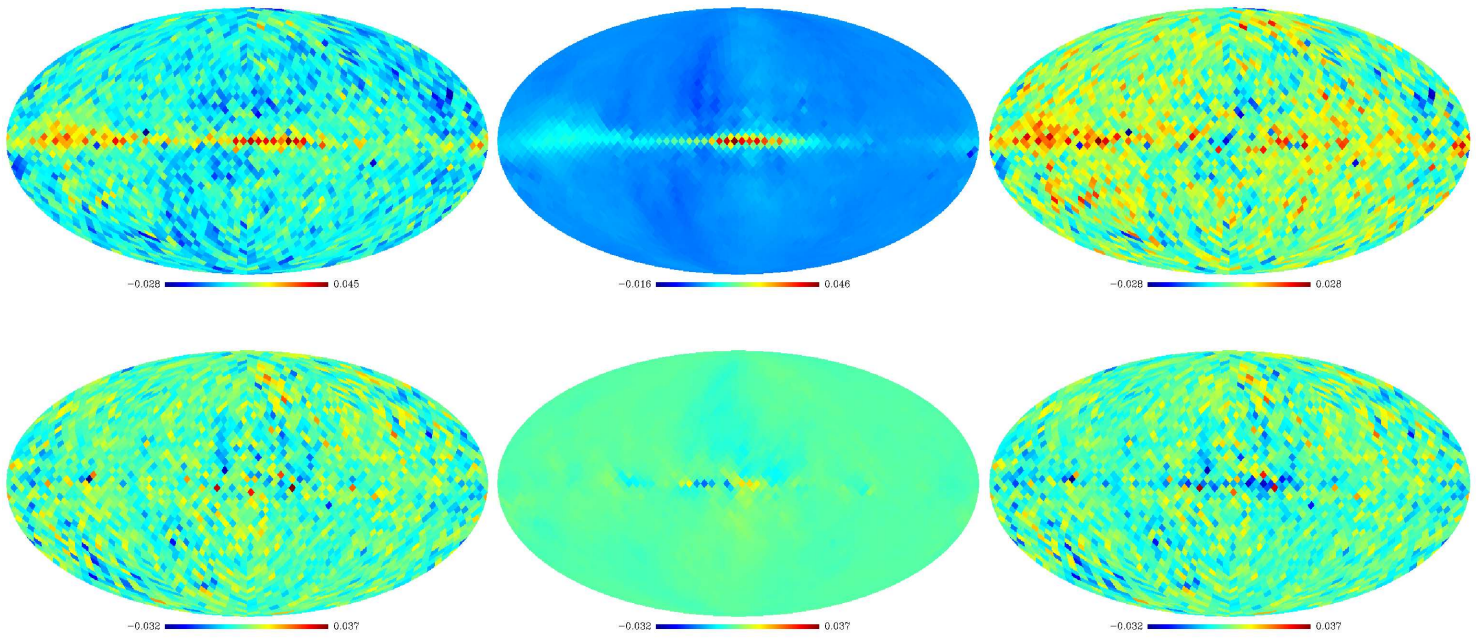


FIG. 11.7 – Cartes en polarisation Q (haut) et U (bas) à 94 GHz, construites à partir des données WMAP 5 ans (gauche), à partir du modèle présenté dans ce chapitre pour les paramètres α_s et α_d correspondants au meilleur ajustement (centre) et cartes résiduelles après soustraction du modèle aux données (droite).

12. Contraintes sur les paramètres des modèles d'émissions galactiques polarisées attendues grâce à l'utilisation des données PLANCK

Au fil des chapitres précédents nous avons successivement présenté les caractéristiques des principales émissions galactiques polarisées diffuses, proposé des modèles de ces émissions basés sur une modélisation tri-dimensionnelle de la galaxie. Finalement nous avons utilisé les données existantes aux fréquences de prédominance de ces émissions pour contraindre ces modèles.

Avec sa couverture en fréquences sans précédent, de 30 à 857 GHz, PLANCK va pouvoir donner des informations concernant le rayonnement synchrotron et l'émission thermique de poussière.

Nous proposons ici d'estimer les contraintes qui pourront être posées sur les paramètres des modèles d'émissions galactiques en utilisant les données PLANCK. Les données PLANCK n'étant pas encore publiques, nous en avons effectué des simulations. L'instrument HFI de PLANCK possède une résolution angulaire entre 5 et 20 minutes d'arc, et une sensibilité $\Delta T/T \sim 2.10^{-6}$ [Planck Bluebook] soit un ordre de grandeur supérieure à celle de WMAP. Pour pallier ce fait nous avons également utilisé des simulations des données WMAP 8 ans, permettant en outre d'augmenter la gamme de fréquences considérées, ce qui devrait nous permettre d'améliorer les contraintes sur les modèles d'émissions galactiques, en particulier pour le synchrotron. Nous avons ensuite appliqué la méthode de contrainte basée sur l'utilisation de profils galactiques, telle que décrite dans le chapitre 10.

12.1 Simulations utilisées

Nous avons simulé les observations de la polarisation par PLANCK en considérant tous les canaux polarisés des instruments LFI et HFI à 30, 44, 70, 100, 143, 217 et 353 GHz pour deux sondages complets du ciel, soit quatorze mois de prise de données. Nous avons également simulé les données WMAP 8 ans pour les canaux polarisés centrés à 23, 33, 41, 61 et 94 GHz. Toutes les simulations ont été effectuées en utilisant le schéma de pixellisation HEALPIX [Gòrski et al 2005] à la résolution $N_{side} = 128$.

Lesdites simulations peuvent être écrites à la fréquence ν de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} Q^\nu \\ U^\nu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_d^\nu \\ U_d^\nu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Q_s^\nu \\ U_s^\nu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Q_N^\nu \\ U_N^\nu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Q_{CMB}^\nu \\ U_{CMB}^\nu \end{pmatrix}$$

où les X_d^ν représentent la contribution de l'émission de poussière et les X_s^ν celle de l'émission synchrotron, pour $X = Q$ et U . Les composantes X_{CMB}^ν et X_N^ν représentent respectivement la contribution du signal CMB et du bruit.

12.1.1 Construction des simulations

Pour réaliser les simulations des émissions galactiques polarisées nous avons utilisé la modélisation tri-dimensionnelle de la Galaxie décrite dans la section 8.2. Nous avons utilisé un modèle de champ magnétique de type MLS, dont nous avons donné les caractéristiques dans la section 8.2 et qui reproduit les données existantes, suivant l'analyse décrite

dans le chapitre 8. Nous avons effectué les simulations en utilisant les paramètres correspondant au meilleur ajustement par comparaison avec les données WMAP 5 ans polarisées [Hinshaw et al 2007, Page et al 2007], les données ARCHEOPS à 353 GHz [Benoît et al 2004, Ponthieu et al 2005] polarisées, suivant la méthode décrite dans le chapitre. Ainsi nous avons fixé la valeur de l'angle d'attaque p des bras spiraux du champ magnétique galactique à -30° , celle des échelles radiales des distributions d'électrons ultra-relativistes et de grains de poussière $h_{r,e}$ et $h_{r,d}$ à 3 kpc.

L'analyse précédente et les résultats trouvés dans la littérature pour des études similaires [Sun et al 2008, Jansson et al 2009, Jaffe et al 2010] ne nous ayant pas permis de trancher sur la présence d'une composante turbulente du champ magnétique galactique, nous avons effectué des simulations avec et sans champ turbulent, que nous dénommerons respectivement *Simu I* et *Simu II*. Ces deux types de simulations ont donc ensuite été extrapolées à toutes les fréquences d'intérêt de PLANCK et WMAP, suivant la méthode présentée dans le chapitre 8, en utilisant deux jeux de valeurs *Cst* et *Var* pour les indices spectraux, respectivement constants ou variables spatialement.

Pour les simulations de type *Simu Cst*, les indices spectraux prennent sur tout le ciel les valeurs moyennes suivantes : $\beta_s = -3.0$ pour l'émission synchrotron, suivant [Rybicki & Lightman 1979]. Cette valeur est supérieure à toutes les estimations que nous avons obtenues lors de nos travaux. Afin d'être certains de ne pas sous-estimer la contamination du signal CMB par l'émission synchrotron, nous avons choisi cette valeur de -3.0 , en accord avec [Page et al 2007, Kogut et al 2007, Jaffe et al 2010, Jansson et al 2009]. Nous nous livrerons à une critique des contraintes que nous avons obtenues sur ce paramètre dans le paragraphe 14.1.1. La valeur de l'indice spectral de l'émission de la poussière β_d est fixée à 1.4, suivant ainsi les contraintes posées dans le chapitre 7 par comparaison avec les données ARCHEOPS [Benoît et al 2004], IRIS [Miville-Deschênes & Lagache 2005] et WMAP cinq ans [Hinshaw et al 2007].

Pour les simulations de type *Simu Var* nous avons construit des cartes des indices spectraux de la façon suivante :

- Pour l'émission synchrotron nous avons utilisé la carte générée à 23 GHz par application d'une méthode MCMC par [Kogut et al 2007] à la résolution $N_{side} = 64$. Nous l'avons élargi à la résolution $N_{side} = 128$ puis nous avons effectué quelques coupures, de manière à minimiser le rôle des pixels à hautes latitudes galactiques ($|b| > 40^\circ$). Ainsi, nous fixons à la valeur 0 tous les pixels de valeurs supérieures à -2.8 ou inférieures à -3.5 . Ces valeurs limites ont été choisies en accord avec les résultats obtenus par nos précédentes analyses, décrits dans les chapitres 9 et 10, et ceux apparaissant dans la littérature [Sun et al 2008, Page et al 2007]. Pour tous ces pixels nous avons ensuite ajouté un bruit gaussien centré à -3.0 et de dispersion 0.1. La carte d'indice spectral β_s ainsi obtenue est représentée sur la partie de gauche de la figure 12.1.
- La carte de l'indice spectral de l'émission de poussière est générée en simulant une carte d'une distribution gaussienne centrée à 1.4 et de dispersion 0.3 à la résolution $N_{side} = 128$ suivant les résultats présentés dans le chapitre 4. La carte ainsi obtenue apparaît dans la partie de droite de la figure 12.1. Nous avons choisi comme valeur centrale le résultat que nous avons obtenu lors de l'étude réalisée dans le plan galactique (voir le chapitre 7).

Pour les simulations de type *Simu II* nous avons inclus une composante turbulente du champ magnétique, dont la description détaillée est fournie dans la section 8.2. La valeur

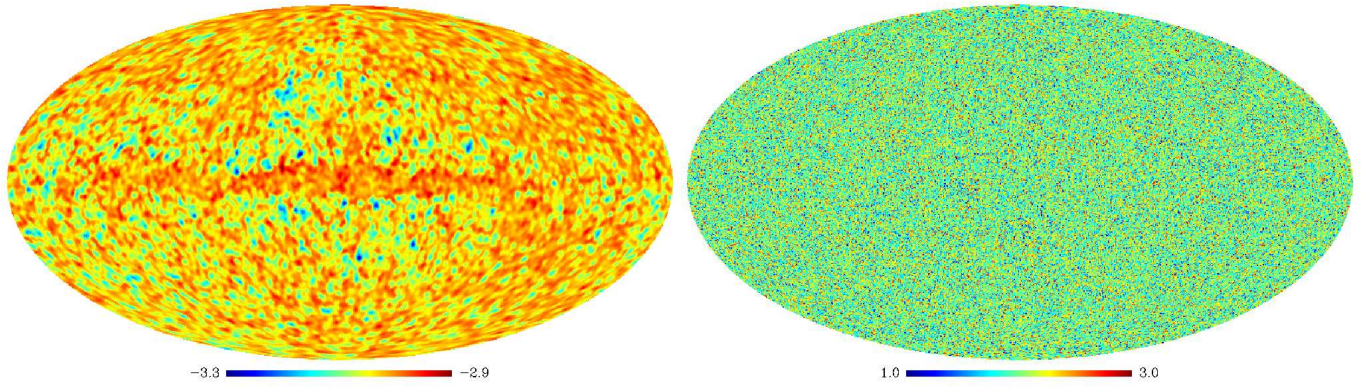


FIG. 12.1 – (À gauche) : distribution spatiale de l'indice spectral de l'émission synchrotron utilisé dans les simulations de type Var (À droite) : distribution spatiale de l'indice spectral de l'émission de poussière utilisé pour ces mêmes simulations .

du paramètre A_{turb} est fixée à 0.25, en effet, les structures à grandes échelles présentes dans les cartes des émissions galactiques polarisées tendent à disparaître si A_{turb} est supérieur à cette valeur.

Finalement avec les quatre jeux de simulations des émissions galactiques polarisées décrits ci-dessus nous devrions être capables d'estimer les contraintes sur les modèles d'émissions galactiques, et ce, quelles que soient les caractéristiques de ces émissions.

12.1.2 Simulation de la contribution du CMB

Pour parfaire ces simulations nous leur avons ajouté des simulations du signal CMB théorique réalisées avec CAMB [Lewis et al 2000]. Nous avons réalisé des cartes du CMB en polarisation à la résolution $N_{side} = 128$ en utilisant les paramètres cosmologiques Λ CDM estimés [Komatsu et al 2010, Jarosik et al 2009] à partir des données WMAP 7 ans et disponibles sur le site de Λ WMAP. Nous avons inclu les effets de lentilles gravitationnelles et tenu compte des modes tensoriels primordiaux en fixant le rapport tenseur/scalaire r à la valeur 0.1 [Efstathiou et al 2009].

12.1.3 Simulations de bruits

Bruit dans les simulations PLANCK

Pour calculer les cartes de bruits à inclure dans les simulations des données PLANCK nous avons utilisé les estimations de la sensibilité moyenne par pixel données par le [Planck Bluebook] pour deux sondages complets du ciel. Pour chacune des bandes de fréquences considérées nous avons réalisé des cartes de réalisations aléatoires gaussiennes ayant une variance égale au niveau de bruit moyen par pixel estimé pour deux sondages complets du ciel pour chaque bande de fréquence de mesure apparaissant dans le tableau 12.1 inspiré du [Planck Bluebook] corrigés de la taille des pixels que nous utilisons pour ces simulations ($n_{side} = 128$). Nous avons simulé 200 réalisation de bruit à chaque fréquence.

TAB. 12.1 – Sensibilité moyenne par pixel (dont la taille est donnée à la ligne "résolution angulaire") pour les détecteurs polarisés des deux instruments LFI et HFI de PLANCK estimés pour deux sondages complets du ciel, d'après [Planck Bluebook].

Fréquence centrale [GHz]	30	44	70	100	143	217	353
$(\Delta T/T)$ polarisation [$\mu K/K$]	7.6	10.6	18.3	13	12.3	26	79
Résolution angulaire [arcmin FWHM ¹]	33	24	14	10	7	5	5

TAB. 12.2 – Sensibilité moyenne par pixel (dont la taille est donnée à la ligne "résolution angulaire") pour les détecteurs de WMAP en polarisation, tiré de [Hinshaw et al 2009].

Fréquence centrale [GHz]	23	33	41	61	94
$(\Delta T/T)$ polarisation [$\mu K/K$]	1.453	1.488	2.278	3.341	5.929
Résolution angulaire [arcmin FWHM ¹]	48.42	37.44	28.80	19.44	12.78

Bruit dans les simulations WMAP 8 ans

Pour réaliser les simulations des cartes de bruit à inclure dans les simulations des données WMAP 8 ans nous avons suivi la procédure de simulation des bruits instrumentaux décrite dans la section 10.0.5. Lesdites cartes ont été simulées à la résolution $N_{side} = 128$, le seul changement étant la valeur de la variance prise en compte lors des réalisations gaussiennes. Pour tenir compte de la diminution des barres d'erreurs due à l'augmentation du nombre d'observation par pixel après huit ans de prise de données nous avons procédé comme suit :

$$N_{8yrs} = N_{5yrs} * \sqrt{5/8} \quad (12.1)$$

avec N_{5yrs} la déviation standard du bruit par pixel estimé pour les données WMAP 5 ans en polarisation, dont les valeurs apparaissent dans le tableau 12.2 tiré de [Hinshaw et al 2009].

12.2 Méthode utilisée

Afin de comparer les modèles d'émissions galactiques polarisées au simulations des données PLANCK et WMAP 8 ans nous avons choisi d'utiliser des profils galactiques, de manière similaire à l'analyse décrite dans le chapitre 7. Nous avons construit des profils galactiques en polarisation pour toutes les bandes latitudinales détaillées dans le tableau 12.4

TAB. 12.3 – Intervalles de variation des paramètres du modèle d'émissions galactiques polarisées.

Paramètre	Intervalles de variation	pas
p (deg)	[-80.0, 80.0]	10.0
A_{turb}	$[0, 2.5] * B_{reg}$	0.125
$h_{r,e}$ (kpc)	[1.0, 20.0]	1
$h_{r,d}$ (kpc)	[1.0, 20.0]	1
β_s	[-4.3, -2.4]	0.1
β_d	[2.0, 4.0]	0.1

TAB. 12.4 – Bandes de latitudes utilisées lors de la construction des profils galactiques.

latitude (deg)	[0, 30]	[30, 60]	[60, 90]	[90, 120]	[120, 180]	[180, 270]	[270, 330]	[330, 360]
----------------	---------	----------	----------	-----------	------------	------------	------------	------------

en construisant des bins de 1.8° avec les données simulées de PLANCK et de WMAP huit ans et à partir des modèles d'émission galactiques polarisées pour tous les jeux de paramètres apparaissant dans le tableau 12.3.

Lors de l'estimation des profils galactiques à partir des simulations nous avons calculé les barres d'erreurs en tenant compte des incertitudes expérimentales intrinsèques aux deux instruments considérés et en incluant la variance induite par la présence de la composante turbulente du modèle de champ magnétique galactique. Cette dernière est estimée à partir de la déviation standard pour chacun des bins latitudinaux, en suivant [Jansson et al 2009] et comme décrit dans le chapitre 10. Pour les simulations des données PLANCK nous avons ainsi réalisé 200 réalisations de cartes de bruit gaussien pour chaque canal de mesure en utilisant le nombre d'observations par pixel et la sensibilité, attendus pour deux sondages nominaux du ciel, disponibles dans [Planck Bluebook]. Nous avons ensuite calculé les profils galactiques latitudinaux pour les cartes de Q et U simulées et estimé la déviation standard pour chacun des bins. Pour les simulations des données WMAP 8 ans nous avons procédé de façon similaire en utilisant le nombre d'observation par pixel et la sensibilité disponibles sur le site Δ WMAP pour cinq ans de prises de données. Nous les avons modifié pour tenir compte des trois années d'observations supplémentaire en utilisant la méthode décrite dans la section 12.1.3. Nous avons ensuite procédé comme pour les simulations PLANCK pour calculer la variance associée à chaque bin des profils galactiques.

Les profils galactiques sont calculés pour les différents types de simulations des données PLANCK et WMAP 8 ans, détaillées dans la section 12.1.1, et pour une grille de modèles obtenus en faisant varier l'angle d'attaque p , l'amplitude du champ magnétique turbulent A_{turb} , l'échelle radiale des distribution d'électrons et de grains de poussières $h_{r,e}$ et $h_{r,d}$ et les indices spectraux β_s et β_d des émissions synchrotron et de poussière. Les intervalles et les pas considérés pour chacun de ces paramètres sont donnés dans le tableau 12.3. Tous les autres paramètres des modèles de champ magnétique et de distribution de matière sont fixés aux valeurs apparaissant dans la section 12.1.1.

Les figures 12.2, 12.3 et 12.4 représentent, en noir, les profils galactiques en polarisation construits à partir des simulations (de types *Cste I*) des données PLANCK avec les barres d'erreur estimées comme décrit ci-dessus. Sont représentés en couleur, à titre comparatif, les émissions galactiques diffuses estimées pour différentes valeurs de l'angle p (entre -80° et 80° par pas de 20°). À 30 GHz, l'émission synchrotron prédomine, et on peut remarquer sur la figure 12.2 que le modèle est très similaire aux simulations en Q et U. À 353 GHz, l'émission de poussière thermique est dominante, et on peut remarquer sur la figure 12.4 le bon accord entre le modèle et les simulations. À 100 GHz, fréquence où la contamination par les émissions d'avant-plan est supposée être minimale, la contribution l'émission de poussière apparaît comme importante sur tout le ciel. Il faudra donc tenir compte tout particulièrement de la présence de cette émission de poussière lors de l'étude du signal CMB à cette fréquence.

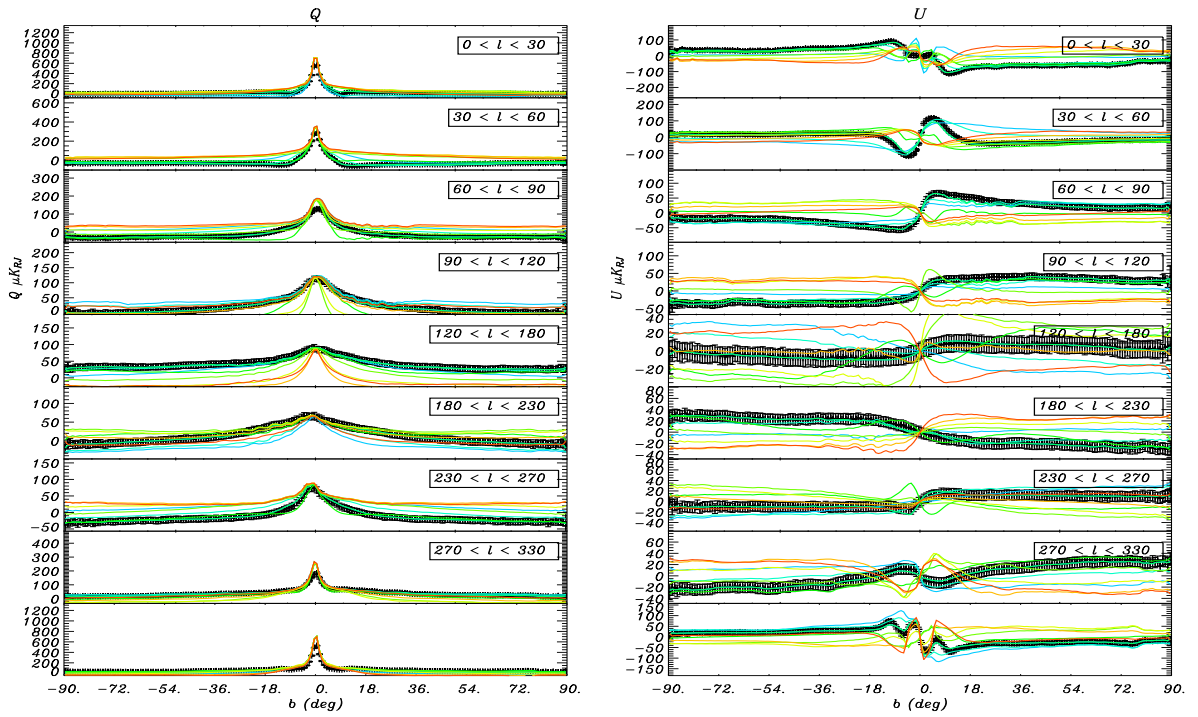


FIG. 12.2 – Profils galactiques à 30 GHz en polarisation Q et U construits : en noir à partir des simulations de données PLANCK de type Cst I, et à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées pour différentes valeurs de l'angle d'attaque p (du vert au rouge de -80° à 80° par pas de 20°).

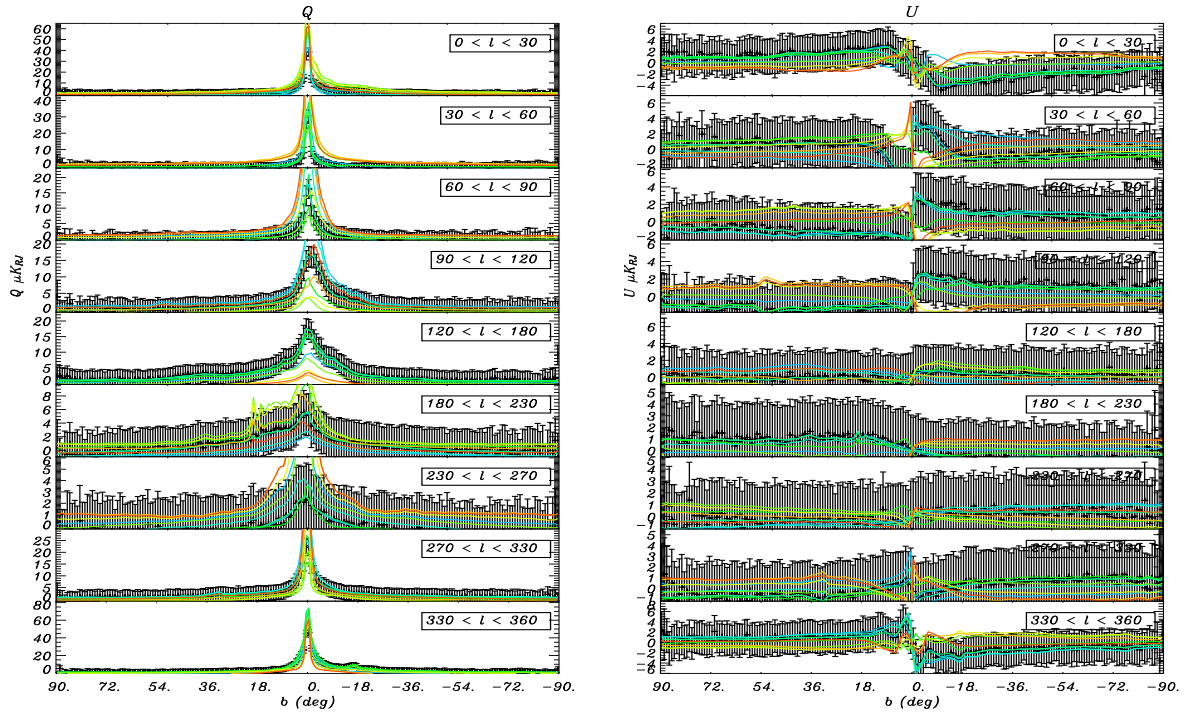


FIG. 12.3 – Profils galactiques à 100 GHz en polarisation Q et U construits : en noir à partir des simulations de données PLANCK de type Cst I, et à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées pour différentes valeurs de l'angle d'attaque p (du vert au rouge de -80° à 80° par pas de 20°).

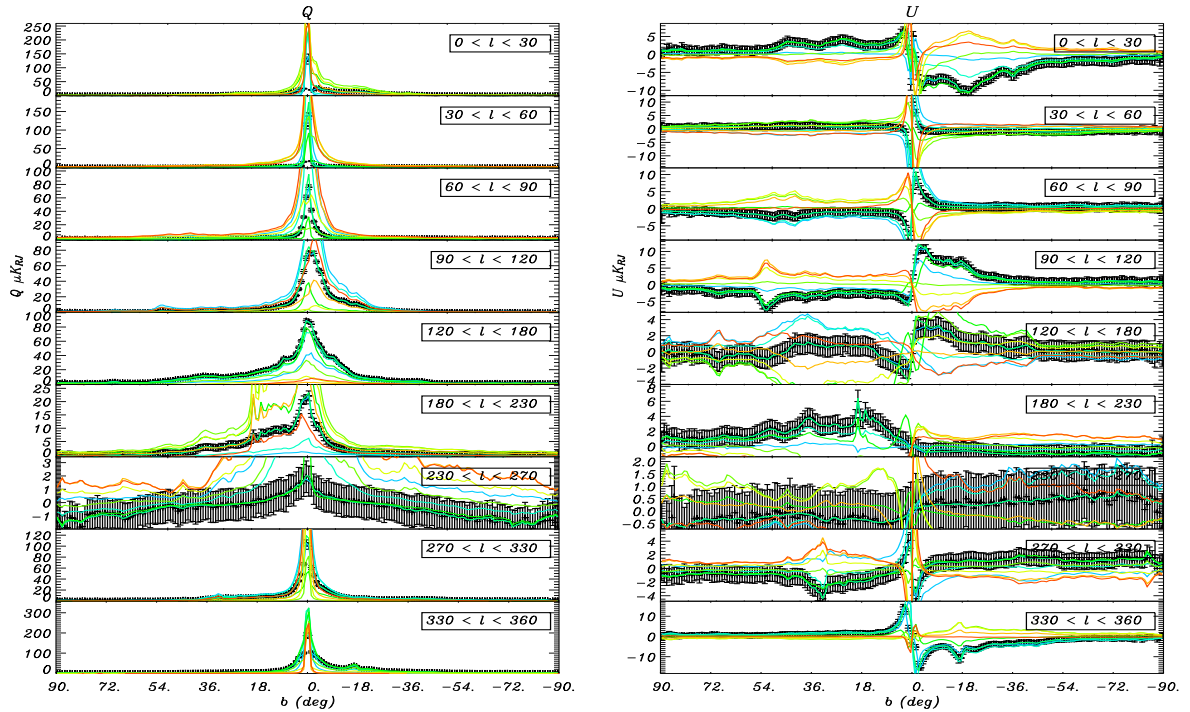


FIG. 12.4 – Profils galactiques à 353 GHz en polarisation Q et U construits : en noir à partir des simulations de données PLANCK de type Cst I, et à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées pour différentes valeurs de l'angle d'attaque p (du vert au rouge de -80° à 80° par pas de 20°).

Analyse par maximisation de la vraisemblance

Après avoir estimé les profils galactiques latitudinaux pour les simulations et les modèles nous les avons comparés en utilisant une méthode, développée dans le chapitre 7 et basée sur la maximisation de vraisemblance pouvant s'écrire comme :

$$-\log \mathcal{L} = \frac{\sum_{\nu=0}^{n_{\text{freqbin}}-1} \sum_{i=0}^{n_{\text{lonbin}}-1} \sum_{n=0}^{n_{\text{latbin}}-1} (S_{i,X}^\nu(n) - M_{i,X}^\nu(n))^2}{\sigma_{i,X}^\nu(n)^2} \quad (12.2)$$

où les X sont les états de polarisation considérés, à savoir les composants Q et U . i et n indexent respectivement les bandes en latitude et les bins en longitude. Les $S_{i,X}^\nu$ et $M_{i,X}^\nu(n)$ correspondent aux jeux de simulations et de modèles, pour un état de polarisation X , une bande de latitude N et un bin en longitude i . $\sigma_{i,X}^\nu(n)$ est la barre d'erreur associée à $S_{i,X}^\nu$.

12.3 Description des résultats

Les contraintes attendues sur les paramètres des émissions galactiques polarisées obtenues avec les différents types de simulations des données PLANCK et WMAP 8 ans apparaissent dans le tableau 12.5.

En utilisant uniquement les jeux de simulations PLANCK sans composante turbulente du champ magnétique nous avons pu reconstruire précisément les paramètres du champ magnétique galactique p et A_{turb} , les valeurs centrales étant de plus celles utilisées pour construire les simulations. Notons que l'utilisation PLANCK devrait permettre d'améliorer

TAB. 12.5 – Paramètres correspondants au meilleurs ajustement estimés pour les modèles d’émissions galactiques .

Simulation	Composantes	β_{simu}	A_{turb}	$p(deg)$	h_r^e	h_r^d	β_s	β_d
<i>Simu I</i>	PLANCK	<i>Cst</i>	< 0.1	-30_{-6}^{+4}	$3_{-1}^{+1.5}$	3_{-1}^{+10}	$-3.0_{-0.1}^{+0.05}$	1.4 ± 0.1
		<i>Var</i>	< 0.1	-30_{-6}^{+4}	$3_{-1}^{+1.5}$	3_{-1}^{+10}	$-3.0_{-0.1}^{+0.05}$	$1.4_{-0.4}^{+0.2}$
	WMAP	<i>Cst</i>	< 0.1	-30_{-6}^{+4}	3 ± 1	< 20	$-3.0_{-0.1}^{+0.05}$	$1.7_{-0.4}^{+0.5}$
		<i>Var</i>	< 0.1	-30_{-6}^{+4}	3 ± 1	< 20	$-3.0_{-0.1}^{+0.05}$	$1.8_{-0.4}^{+0.5}$
	P+W	<i>Cst</i>	< 0.1	-30_{-6}^{+4}	$3_{-1}^{+0.5}$	3_{-1}^{+10}	-3.0 ± 0.05	1.4 ± 0.1
		<i>Var</i>	< 0.1	-30_{-6}^{+4}	3 ± 1	3_{-1}^{+11}	-3.0 ± 0.05	1.4 ± 0.1
<i>Simu II</i>	PLANCK	<i>Cst</i>	$0.15_{-0.1}^{+0.15}$	-30 ± 10	4 ± 1	< 20	$-3.0_{-0.1}^{+0.05}$	$1.6_{-0.2}^{+0.1}$
		<i>Var</i>	$0.15_{-0.1}^{+0.2}$	-20 ± 10	4 ± 1	< 20	$-3.0_{-0.1}^{+0.05}$	$1.6_{-0.2}^{+0.2}$
	WMAP	<i>Cst</i>	$0.25_{-0.1}^{+0.05}$	-20 ± 10	$3_{-1}^{+0.5}$	< 20	$-3.0_{-0.1}^{+0.05}$	$1.8_{-0.5}^{+0.4}$
		<i>Var</i>	0.15 ± 0.1	-30_{-10}^{+20}	7_{-5}^{+11}	< 20	-3.1 ± 0.1	$1.8_{-0.5}^{+0.4}$
	P+W	<i>Cst</i>	$0.25_{-0.1}^{+0.05}$	-20 ± 10	$3_{-1}^{+0.5}$	< 20	-3.0 ± 0.05	1.7 ± 0.1
		<i>Var</i>	$0.25_{-0.1}^{+0.05}$	-20 ± 10	3 ± 1	< 20	-3.0 ± 0.05	$1.8_{-0.2}^{+0.1}$

sensiblement les contraintes sur la direction du champ magnétique à grande échelle, avec $p = -30_{-4}^{+4}$ degrés attendus pour PLANCK contre $p = -30.0_{-20.0}^{+10.0}$ degrés en utilisant les données existantes (voir paragraphe 10.0.5). Les indices spectraux β_s et β_d sont également bien contraints. Les résultats obtenus pour les autres paramètres sont similaires , que nous utilisons des simulations avec indices spectraux spatialement constants (*Cst I*) ou variables (*Var I*). La figure 12.5 représente les fonctions de vraisemblances marginalisées à 1 et 2D pour les différents paramètres des modèles pour des simulations des données PLANCK de type *Cst I*. Les résultats obtenus pour les simulations de types *Cst I* et *Var I* sont similaires. Ceci est probablement dû au fait que nous avons utilisé une méthode d’analyse basée sur les profils galactiques et non sur une comparaison pixel par pixel, ce qui limite l’impact de la variation spatiale éventuelle des indices spectraux. Les échelles radiales des distributions d’électrons ultra-relativistes et des grains de poussière $h_{r,e}$ et $h_{r,d}$ sont également bien contraintes. Les intervalles de confiance sont un peu plus étendus pour l’échelle radiales de la distribution des grains de poussière ce qui peut être expliqué par la dégénérescence de cette distribution avec le champ magnétique, et de l’intégration sur la ligne de visée. De plus nous pouvons constater qu’en utilisant les simulations des données de PLANCK il est possible de contraindre simultanément les paramètres des modèles d’émission synchrotron et de poussière.

Notons que les contraintes obtenues sur les paramètres de l’émission synchrotron avec les simulations des données de PLANCK sont un peu meilleurs que celles obtenues pour WMAP. Ceci peut être expliqué par le fait que bien que WMAP ait un canal de plus sensible à l’émission synchrotron, le bruit attendus sur les différents canaux de PLANCK LFI est moins important que celui attendus dans les données WMAP 8 ans. Concernant le modèle d’émission de poussière, les contraintes obtenues avec les simulations des données WMAP sont bien moins précise, notamment pour l’indice spectral (pour les simulations de type *Cst I* $1.8_{-0.4}^{+0.5}$ pour WMAP contre $1.4_{-0.4}^{+0.2}$ pour PLANCK). Ceci est dû au fait que PLANCK possède 4 canaux polarisés sensibles à l’émission de poussière contre 1 seulement pour WMAP.

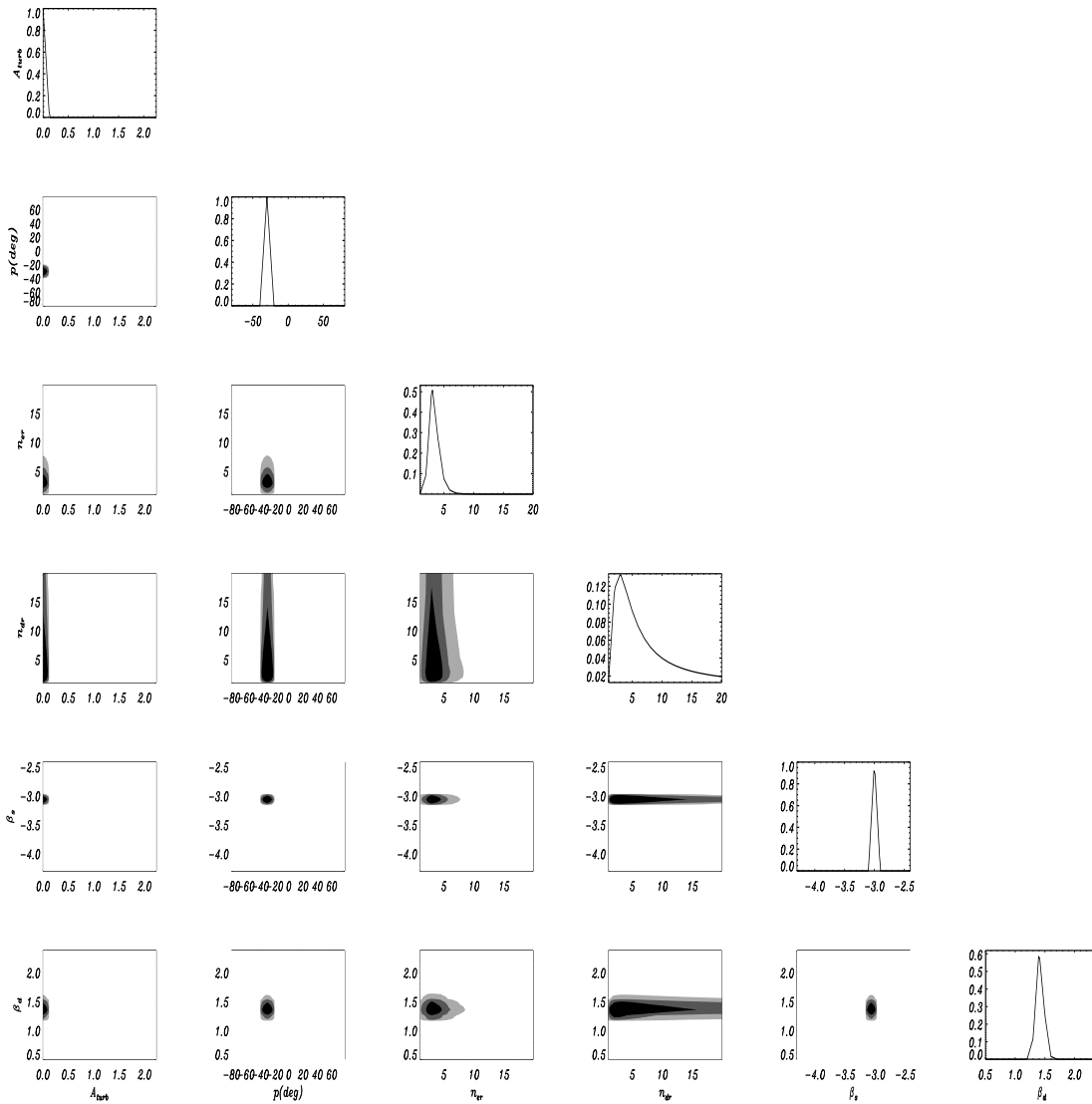


FIG. 12.5 – Fonction de vraisemblance marginalisée à une et deux dimensions avec les contours à 1, 2 et 3 σ pour les paramètres A_{turb} , p , h_r^e , h_r^d , β_s et β_d obtenus en utilisant les simulations PLANCK de type Simu Cst I sans champ magnétique turbulent et incluant des indices spectraux constants spatialement.

Pour les jeux de simulations PLANCK incluant une composante turbulente du champ magnétique galactique (*Cst II* nous pouvons remarquer que les contraintes sur les paramètres A_{turb} , $h_{e,r}$, $h_{d,r}$ et β_s sont similaires à celles que nous avons obtenues pour des simulations sans composante turbulente du champ magnétique galactique. Par contre nos contraintes pour l'angle d'attaque p présentent un biais à 1σ . En fixant la valeur de p à -30° dans nos simulations nous obtenons les contraintes $p = -20 \pm 10$ degrés, quel que soit le type de simulation. Nous n'avons malheureusement pas eu le temps de traiter ce biais au cours de cette thèse, ce sera l'objet de travaux ultérieurs.

Par ailleurs nous pouvons remarquer que la valeur de l'indice spectral de l'émission de poussière β_d est moins bien contrainte en présence de champ turbulent (pour les simulations de type *Cst II* nous obtenons $\beta_d = 1.7_{-0.5}^{+0.4}$) bien que la valeur fixée dans les simulations soit toujours dans l'intervalle de confiance. Cette mésestimation est due à la présence du champ turbulent sous la forme d'un bruit gaussien, qui est mal pris en compte dans les barres d'erreurs associées aux simulations, rendant ainsi les paramètres plus difficiles à évaluer. L'impact est donc plus important sur les indices spectraux, dont le rôle est de normaliser les composants Q et U aux différentes fréquences. Cette normalisation est également imputable à la norme du champ magnétique total, celle-ci dépendant notamment de A_{turb} . Les indices spectraux et le paramètre A_{turb} sont donc fortement dégénérés. Ceci explique la difficulté d'évaluation des contraintes sur β_d en présence d'un A_{turb} non nul. L'indice spectral de l'émission de poussière étant moins bien contraint que celui de l'émission synchrotron en l'absence de champ turbulent, il est normal qu'il soit plus affecté par l'inclusion de cette composante turbulente.

Dans le cas des simulations de types *I*, l'addition du jeu de simulations des données WMAP n'améliore pas sensiblement les contraintes sur les différents paramètres des modèles d'émissions synchrotron et de poussière. Par contre dans le cas des simulations de types *II*, cet ajout permet d'améliorer les contraintes sur la valeur de A_{turb} .

12.4 Conclusions

Au cours de cette analyse nous avons estimé les contraintes sur les paramètres des modèles d'émission galactiques polarisées que nous pourrions obtenir en utilisant les données de PLANCK. Dans ce but, nous avons effectué des simulations des données du satellite PLANCK ainsi que des données de WMAP 8 ans, celles-ci assurant des contraintes complémentaires sur le modèle d'émission synchrotron de part la couverture en fréquence de l'instrument. Ces simulations incluent un signal CMB et des modèles des émissions galactiques polarisées, ces modèles étant basés sur la physique des émissions synchrotron et de poussière thermique et donc construits en utilisant une modélisation tri-dimensionnelle du champ magnétique galactique et de la distribution de matière dans la galaxie.

En utilisant des simulations de type *Cst I* nous avons montré que PLANCK permettrait de contraindre significativement tous les paramètres étudiés. Nous avons pu constater que nous pouvions contraindre simultanément les paramètres relatifs à l'émission synchrotron et à l'émission de poussière. L'ajout des données WMAP n'apporterait pas d'améliorations de ces résultats. En effet les paramètres qui présentent le plus d'incertitudes sont ceux qui décrivent l'émission de poussière ($h_{d,r}$ et β_d). En utilisant des jeux de simulations *Var I* incluant des indices spectraux variables spatialement nous avons trouvé des contraintes semblables pour tout les paramètres. La distribution des grains de poussière est la moins

bien contraintes par notre analyse, ce qui pourrait être amélioré en utilisant conjointement les mesures de rotations des pulsars [Han et al 2004], comme l'indiquent les travaux de [Sun et al 2008, Jaffe et al 2010] de manière à obtenir des contraintes supplémentaires sur le champ magnétique. En outre nous pourrions également utiliser des profils galactiques des cartes en intensité pour l'émission de poussière, celles-ci dépendant uniquement de la distribution des grains de poussière.

Dans le cas des simulations incluant un champ turbulent (*sim II*), les contraintes sont moins précises, comme nous nous y attendions. Cependant PLANCK pourrait contraindre la présence d'un champ turbulent, d'autant mieux en ajoutant les données WMAP. Comme précédemment les contraintes sur les paramètres liés à l'émission de poussière sont moins bonnes : pas de contraintes sur $h_{d,r}$ et des biais apparaissent pour l'indice spectral. Des biais apparaissent également pour l'angle d'attaque p , bien que la valeur incluse dans les simulations reste dans l'intervalle de confiance à 1σ .

Notre méthode d'analyse s'est révélée efficace. Elle nous a permis de quantifier les barres d'erreurs associées à chacun des paramètres et les dégénérescences entre eux. Dans le cas particulier des simulations incluant un champ magnétique turbulent, l'analyse nous a permis de mettre en évidence de possibles biais sur certains des paramètres. Il sera important d'en tenir compte lors de l'analyse des données réelles de PLANCK. Finalement, les résultats confirment que PLANCK grâce à sa précision et à sa large couverture en fréquence apportera un surcroît de connaissances concernant ces émissions par rapport aux données déjà accessibles.

**Contamination du signal CMB de
PLANCK par les émissions
galactiques diffuses polarisées**

13. Spectres de puissance des d'émissions galactiques polarisées

La mesure du spectre de puissance des anisotropies du CMB est l'un des outils les plus important en cosmologie observationnelle. Les fluctuations prédites par la plupart des modèles inflationnaires [Hu et al 1997, Linde et al 1999, Liddle & Lyth 2000], tant qu'elles restent dans un régime linéaire, donnent lieu à des anisotropies gaussiennes. Dans ce cas, les spectres de puissance angulaire en température et en polarisation transmettent toute l'information contenue dans le CMB. Les paramètres cosmologiques notamment peuvent être extraits de ces spectres.

Au cours de l'analyse décrite dans la partie précédente nous avons construit puis contraint nos modèles d'émissions galactiques polarisées dans l'espace réel. Dans ce chapitre nous allons présenter la comparaison entre les données disponibles à grande échelle et les modèles que nous avons générés, en utilisant les spectres de puissance angulaire dont l'utilisation est plébicitée pour le traitement des données CMB, notre but final étant l'estimation du biais induit par les émissions d'avant-plan polarisées dans les données CMB de PLANCK.

13.1 Estimation des spectres de puissance angulaire

L'étude dont il va être question ici a été réalisée en utilisant différents masques, correspondant à des coupures en latitude par rapport au plan galactique $|b| > 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ ou à la couverture ARCHEOPS. L'utilisation de ces masque induit une couverture incomplète du ciel, ce qui génère des biais lors de l'estimation directe des spectres de puissance angulaire à partir des cartes. Nous présenterons ici la méthode que nous avons utilisée pour s'abstraire de ce biais puis la comparaison entre les spectres de puissance construits à partir des données disponibles et nos modèles d'émissions galactiques polarisées.

13.1.1 Spectres en température

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, les anisotropies en température $\delta T = \Delta T/T$ peuvent être décomposées dans l'espace des harmoniques sphériques par :

$$\delta T(\vec{n}) = \sum_{\ell m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (13.1)$$

où les coefficients $a_{\ell m}$ sont définis par :

$$a_{\ell m} = \int \delta T(\vec{n}) Y_{\ell m}^*(\vec{n}) d\Omega \quad (13.2)$$

Les fluctuations de température ΔT prédites par la plupart des modèles inflationnaires [Hu et al 1997, Linde et al 1999, Liddle & Lyth 2000] sont distribuées de manière gaussienne, ce qui implique que les moyennes d'ensemble des coefficients $a_{\ell m}$ sont :

$$\langle a_{\ell m} \rangle = 0 \quad (13.3)$$

$$\langle a_{\ell m} a_{\ell' m'}^* \rangle = \langle C_\ell \rangle \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \quad (13.4)$$

Un estimateur statistique non-biaisé du spectre de puissance angulaire C_ℓ peut alors s'écrire :

$$\tilde{C}_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 \quad (13.5)$$

13.1.2 Spectres en polarisation

Les paramètres de Stokes Q et U peuvent être décomposés en harmoniques sphériques spinnées comme suit :

$$(Q \pm iU)(\vec{n}) = \sum_{\ell m} a_{\pm 2\ell m} \cdot_{\pm 2} Y_\ell^m(\vec{n}) \quad (13.6)$$

Nous pouvons alors construire les champs scalaires E et B dans l'espace des harmoniques sphériques tels que :

$$E = \sum_{\ell, m} a_{\ell, m}^E Y_{\ell, m}(\vec{n}) \quad (13.7)$$

$$B = \sum_{\ell, m} a_{\ell, m}^B Y_{\ell, m}(\vec{n}) \quad (13.8)$$

où :

$$a_{\ell m}^E = \frac{a_{2\ell m} + a_{-2\ell m}}{2} \quad a_{\ell m}^B = i \frac{a_{2\ell m} - a_{-2\ell m}}{2} \quad (13.9)$$

À partir des coefficients $a_{\ell m}^E$ et $a_{\ell m}^B$ mesurés sur les cartes on définit les estimateurs des spectres de puissance polarisés \tilde{C}_ℓ^{EE} , \tilde{C}_ℓ^{BB} , \tilde{C}_ℓ^{TE} , \tilde{C}_ℓ^{TB} et \tilde{C}_ℓ^{EB} comme :

$$\tilde{C}_\ell^{PP'} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^P a_{\ell m}^{P'*} \quad (13.10)$$

Les P et P' représentant les modes T , E ou B .

13.1.3 Traitement des effets instrumentaux

Lors du calcul des spectres de puissance en température et en polarisation, il faut tenir compte de différents biais instrumentaux présents sur les cartes mesurées. En effet, le signal S va être tout d'abord convolué par le lobe instrumental B . D'autre part, les différents filtrages appliqués aux données brutes vont résulter en un filtrage global du signal par une fonction F effective. Enfin, la pixelisation des cartes induit un filtrage P des structures de tailles inférieures à la taille des pixels. Nous avons donc finalement :

$$\tilde{S} = M \times [P * F * B * S] \quad (13.11)$$

où M représente un masque appliqué aux données.

Dans l'espace des harmoniques sphériques nous obtenons :

$$\begin{pmatrix} \tilde{C}_\ell^{TT} \\ \tilde{C}_\ell^{EE} \\ \tilde{C}_\ell^{BB} \\ \tilde{C}_\ell^{TE} \\ \tilde{C}_\ell^{TB} \\ \tilde{C}_\ell^{EB} \end{pmatrix} = \sum_{\ell'} \underbrace{\mathcal{M}_{\ell\ell'}(\mathcal{W}_{\ell'}) \cdot \mathcal{B}_{\ell'}^2 \cdot \mathcal{F}_{\ell'} \cdot \mathcal{P}_{\ell'}^2}_{\mathbb{M}_{\ell\ell'}} \begin{pmatrix} C_{\ell'}^{TT} \\ C_{\ell'}^{EE} \\ C_{\ell'}^{BB} \\ C_{\ell'}^{TE} \\ C_{\ell'}^{TB} \\ C_{\ell'}^{EB} \end{pmatrix} \quad (13.12)$$

Nous détaillons ici les différents effets entrant en jeu pour les expériences ARCHEOPS et WMAP.

- *effet dû à la couverture incomplète du ciel M* : au cours des expériences dédiées à l'étude du CMB, qu'elles soient au sol ou embarquées, seule une partie du ciel est observée. De plus, lors du traitement des données issues d'expérience satellites telles que COBE, WMAP ou PLANCK, certaines parties de ciel sont masquées pour s'affranchir des zones les plus contaminées par les avant-plan et les sources ponctuelles (tout particulièrement dans le plan galactique, comme nous l'avons déjà mentionné dans les chapitres précédents). Cette couverture incomplète du ciel engendre un manque de statistique pour le calcul de certains multipôles. Cette couverture partielle peut être décrite dans l'espace des harmoniques sphériques [Peebles 1973] par une matrice de couplage $\mathcal{M}_{\ell'\ell}(\mathcal{W}_{\ell'})$, responsable d'une convolution dans cet espace. En polarisation, cette couverture incomplète aura également pour effet de créer un mélange entre les modes ℓ et les modes de polarisation E et B . La matrice peut en fait s'écrire sous une forme diagonale par blocs [Hinshaw et al 2003] (sa définition à partir du spectre de puissance angulaire du masque, $\mathcal{W}_{\ell'}$ est donnée en annexe S) :

$$\mathcal{M}_{\ell\ell'} = \begin{pmatrix} \tilde{M}_{\ell\ell'}^{TT,TT} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{M}_{\ell\ell'}^{EE,EE} & \tilde{M}_{\ell\ell'}^{EE,BB} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{M}_{\ell\ell'}^{BB,EE} & \tilde{M}_{\ell\ell'}^{BB,BB} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \tilde{M}_{\ell\ell'}^{TE,TE} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \tilde{M}_{\ell\ell'}^{TB,TB} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \tilde{M}_{\ell\ell'}^{EB,EB} \end{pmatrix} \quad (13.13)$$

- *effet du lobe* : afin de tenir compte de la résolution finie des détecteurs, il nous faut introduire une fonction de transfert relative à leurs lobes. Ceux-ci sont la plupart du temps supposés gaussiens. De fait, la fonction de transfert \mathcal{B}_ℓ qui leur est associée, dans l'espace des harmoniques sphériques, ne dépend que de ℓ et elle y agit sous la forme d'une multiplication. Nous l'avons utilisée uniquement pour le calcul des spectres de puissance angulaire à partir des données ARCHEOPS et WMAP, nos simulations n'étant pas convoluées à un lobe, la fonction $\mathcal{B}_{\ell'}$ leur étant associée sera égale à la matrice identité, pour tout ℓ' . Pour WMAP nous avons utilisé les fonctions de transfert des lobes fournis sur le site de Λ WMAP. Pour ARCHEOPS nous nous sommes servi des fonctions de transfert des lobes décrites dans [Macías-Pérez et al 2007].
- *effet du filtrage* : afin de réduire le bruit aux hautes et très basses fréquences, les TOD sont souvent filtrées avant d'être projetées sur les cartes. Il en résulte une fonction de transfert \mathcal{F}_ℓ , isotrope (pas de dépendance en m) qui agit comme une

multiplication dans l'espace des harmoniques sphériques. Elle est supposée différente de l'identité uniquement dans le cas d'ARCHEOPS pour lequel nous avons utilisé la fonction décrite dans [Macías-Pérez et al 2007].

- *effet dû à la pixelisation* : les cartes du ciel que nous utilisons sont construites à l'aide du schéma de pixelisation HEALPIX [Gòrski et al 2005], les pixels étant de surface non nulle sur le ciel. Les anisotropies de taille inférieure à celle de ces pixels vont donc être lissées. Ceci est également descriptible en utilisant une fonction de transfert \mathcal{P}_ℓ , isotrope, dépendant de la résolution considérée et de la géométrie des pixels. Une fois de plus, cette fonction agira comme une multiplication dans l'espace des harmoniques sphériques. Elle nous a été fournie avec la pixelisation HEALPIX [Gòrski et al 2005] que nous avons utilisé et a été prise en compte de la même manière pour les données WMAP, ARCHEOPS et pour nos modèles¹.

Calcul des pseudo- C_ℓ

Que ce soit pour les données WMAP, ARCHEOPS ou encore pour nos modèles, et ce, quel que soit le masque utilisé, nous calculons les *pseudo- C_ℓ* \tilde{C}_ℓ en température et en polarisation en partant d'un jeu de cartes I, Q et U. Connaissant la matrice de couplage $\mathcal{M}_{\ell\ell'}$, présentée en annexe S, et les fonctions de transfert \mathcal{B}_ℓ , \mathcal{F}_ℓ et \mathcal{P}_ℓ , nous pouvons en déduire l'estimateur non-biaisé des spectres de puissance angulaire en température et en polarisation [Tristram et al 2005a, Hivon et al 2002, Efstathiou et al 2004, Hinshaw et al 2003].

$$C_\ell \equiv \begin{pmatrix} C_\ell^{TT} \\ C_\ell^{EE} \\ C_\ell^{BB} \\ C_\ell^{TE} \\ C_\ell^{TB} \\ C_\ell^{EB} \end{pmatrix} = \sum_{\ell'} \mathcal{M}_{\ell\ell'}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{C}_{\ell'}^{TT} \\ \tilde{C}_{\ell'}^{EE} \\ \tilde{C}_{\ell'}^{BB} \\ \tilde{C}_{\ell'}^{TE} \\ \tilde{C}_{\ell'}^{TB} \\ \tilde{C}_{\ell'}^{EB} \end{pmatrix} = \sum_{\ell'} \mathcal{M}_{\ell\ell'}^{-1} \cdot \tilde{C}_{\ell'} \quad (13.14)$$

avec $C_{\ell'} = C_{\ell'} + N_{\ell'}$, $C_{\ell'}$ étant le signal attendu et $N_{\ell'}$ le bruit. Les C_ℓ ne peuvent pas tous être traités indépendamment du fait du couplage entre les modes ℓ et les modes E et B induit par la couverture du ciel. Nous avons en fait réalisé l'inversion en binnant la matrice de mélange en ℓ et conjointement T , E et B . Concrètement ces calculs ont été réalisés à l'aide des méthodes XSPECT et XPOL, développées par [Tristram et al 2005a], pour des multipôles ℓ compris entre 2 et 100 dans le but de privilégier l'étude des grandes structures pour lesquelles les avant-plan galactiques dominant, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents.

13.1.4 Construction des spectres issus des données : soustraction des bruits instrumentaux

Une fois calculés les spectres de puissance angulaire à partir des données WMAP et ARCHEOPS il nous a fallu estimer le spectre de puissance angulaire du bruit, en température et en polarisation, afin de le soustraire. Bien que le rapport signal-sur-bruit soit

¹L'effet de cette dernière fonction est faible par rapport à l'effet dû aux lobes, exception faite du cas d'ARCHEOPS où la taille des pixels est plus grande que celle du lobe, afin de s'affranchir de la faible redondance de l'instrument.

élevé en température, ce n'est pas le cas en polarisation où le niveau de bruit est significatif, en particulier aux petites échelles angulaires ($\ell < 20$) pour lesquelles il est dominant.

Afin de générer les spectres de puissance angulaire associés au bruit nous avons tout d'abord effectué des cartes de bruit pour les deux jeux de données, en appliquant la méthode développée dans la section 9.3. À partir des cartes de bruit ainsi obtenues nous avons calculé les spectres de puissance angulaire en procédant de la même manière que pour les données. Les spectres de bruits finaux \mathcal{N}_ℓ sont égaux à la moyenne des spectres de puissance angulaires obtenues à partir d'une centaine de réalisation des simulations de cartes.

Les spectres de puissance angulaire du bruit ont ensuite été soustraits aux données WMAP et ARCHEOPS.

Estimation des barres d'erreur

L'incertitude lors de l'estimation des spectres de puissance inclut dans le cas le plus général la variance due au bruit et aux effets systématiques ainsi qu'à la variance du signal lui-même. Dans le cas des émissions galactiques, que ce soit le synchrotron ou la poussière, on ne peut pas parler de variance du signal au sens stricte du terme. En effet, les distributions de grains de poussière, et les propriétés de ces émissions, ne sont pas une réalisation d'un champ gaussien aléatoire comme c'est le cas pour les anisotropies du CMB.

De ce fait lors de l'estimation de la variance des spectres de puissance nous avons tenu compte uniquement des contributions bruit-bruit et signal-bruit. La contribution signal-signal a été négligé car nous avons supposés les cartes issues des données WMAP et ARCHEOPS comme dominées par les avant-plan et donc sans variance cosmique. En suivant [Tristram et al 2005a] nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned}\sigma^2(\mathcal{C}_\ell^{XX}) &= \frac{2}{(2\ell + 1)f_{sky}} (N_\ell^{XX})^2 \\ \sigma^2(\mathcal{C}_\ell^{XX'}) &= \frac{2}{(2\ell + 1)f_{sky}} \left[(N_\ell^{XX'})^2 + N_\ell^{XX} C_\ell^{X'X'} + N_\ell^{X'X'} C_\ell^{XX} + N_\ell^{X'X'} N_\ell^{XX} \right]\end{aligned}\tag{13.15}$$

avec $X, X' \in \{T, E, B\}$. N_ℓ représente le spectre de puissance angulaire du bruit instrumental et des effets systématiques et f_{sky} est la fraction de ciel considérée.

13.1.5 Construction des spectres à partir des modèles

Nous avons construit les spectres de puissance angulaire en utilisant les cartes I , Q et U à la résolution $N_{side} = 32$ avec les paramètres contraints par comparaison avec les données disponibles, tel que nous l'avons décrit dans le chapitre 8. Nous avons utilisé les modèles incluant un champ magnétique galactique de type MLS sans composante turbulente avec les valeurs des paramètres obtenus pour le meilleur ajustement avec les données dans le chapitre 10. Ainsi l'angle d'attaque p est fixé à 30° . L'échelle radiale de la distribution d'électrons ultra-relativistes a été fixée à 3 kpc et l'indice spectral du modèle d'émission synchrotron β_s à -3.3. Pour le modèle d'émission de poussière, la fraction de polarisation p_d est fixée à 10% et l'indice spectral β_d est fixé à 2.0 suivant [Ponthieu et al 2005] afin d'être certains de ne pas sous-estimer la contamination par la poussière, nos estimations faites dans le plan galactique (voir chapitre 7) ne prenant pas en compte le comportement

de cette émission à plus hautes latitudes galactiques. Une revue critique des contraintes obtenues sur ces paramètres par les différentes méthodes que nous avons développées au cours de nos travaux sera faite dans le paragraphe 14.1.1.

13.2 Comparaison des spectres de puissance en température et en polarisation

Nous présenterons ici la comparaison entre les spectres de puissance angulaire construits à partir des données WMAP à 23 GHz, des données ARCHEOPS à 353 GHz et notre modèle pour les émissions galactiques polarisées dans le cas qui nous a semblé le plus représentatif de l'aquédation modèle-données tel que décrit dans le paragraphe précédent. Nous avons appliqué une coupure $|b| > 5^\circ$, afin d'éviter d'inclure le centre galactique, celui-ci étant encore très mal connu actuellement. Les résultats correspondants aux coupures galactiques à 0° à 23 GHz et aux coupures galactiques à 0° et 10° sont présenté en annexe U. Nous avons construit le modèle d'émissions galactiques diffuses comme :

$$C_\ell^{mod} = C_\ell^{sync} + C_\ell^{dust} + C_\ell^{ff} + C_\ell^{CMB} \quad (13.16)$$

Afin de tenir compte de l'émission *bremsstrahlung* lors de la construction des spectres angulaire en température des modèles, nous avons calculé les C_ℓ^{ff} avec la méthode que nous venons de décrire. Nous avons utilisé la carte issue de la séparation de composantes de type MEM à partir des données WMAP 5 ans [Gold et al 2008] à la résolution $N_{side} = 32$.

13.2.1 Comparaison aux données WMAP

La figure U.1 représente les spectres de puissance en température et en polarisation à 23 GHz, estimés à partir des données WMAP 7 ans et de notre modèle d'émission synchrotron polarisée. Nous avons appliqué une coupure galactique de $|b| > 5^\circ$ et nous avons ajouté une composante de rayonnement *bremsstrahlung* en température.

Pour le spectre C_ℓ^{TT} (*en haut à gauche* de la figure U.1), nous pouvons voir que l'addition du modèle d'émission synchrotron, de la contribution de l'émission *bremsstrahlung* et de la simulation du signal CMB ne suffit pas pour reproduire les données. Ce phénomène est visible quelle que soit la coupure galactique considérée, comme nous l'avons représenté en annexe U. L'une des explications possibles est la variation spatiale de l'indice spectral de l'émission synchrotron et/ou la présence d'une émission *anormale* de poussière, comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 10 lors de la comparaison du modèle aux données dans l'espace réel. Comme représenté en annexe U, la différence entre le modèle et les données WMAP reste visible quelle que soit la coupure galactique appliquée. Néanmoins cette différence s'amenuise quand la coupure augmente, ce qui est compatible avec des émissions de types synchrotron ou anormale.

Le modèle reproduit la structure globale des spectres C_ℓ^{EE} et C_ℓ^{BB} (*en haut au centre et à gauche* de la figure U.1) ainsi que l'ordre de grandeur de l'amplitude du spectre mesuré à grande échelle ($\ell \lesssim 30$). Cette caractéristique perdure en appliquant les autres coupures galactiques, comme on peut le distinguer en annexe U.

Notre modèle est efficace pour reproduire la structure générale du spectre C_ℓ^{TE} (*en bas à gauche* de la figure U.1), malgré un manque de puissance à bas ℓ ($\ell \lesssim 40$) ce qui peut

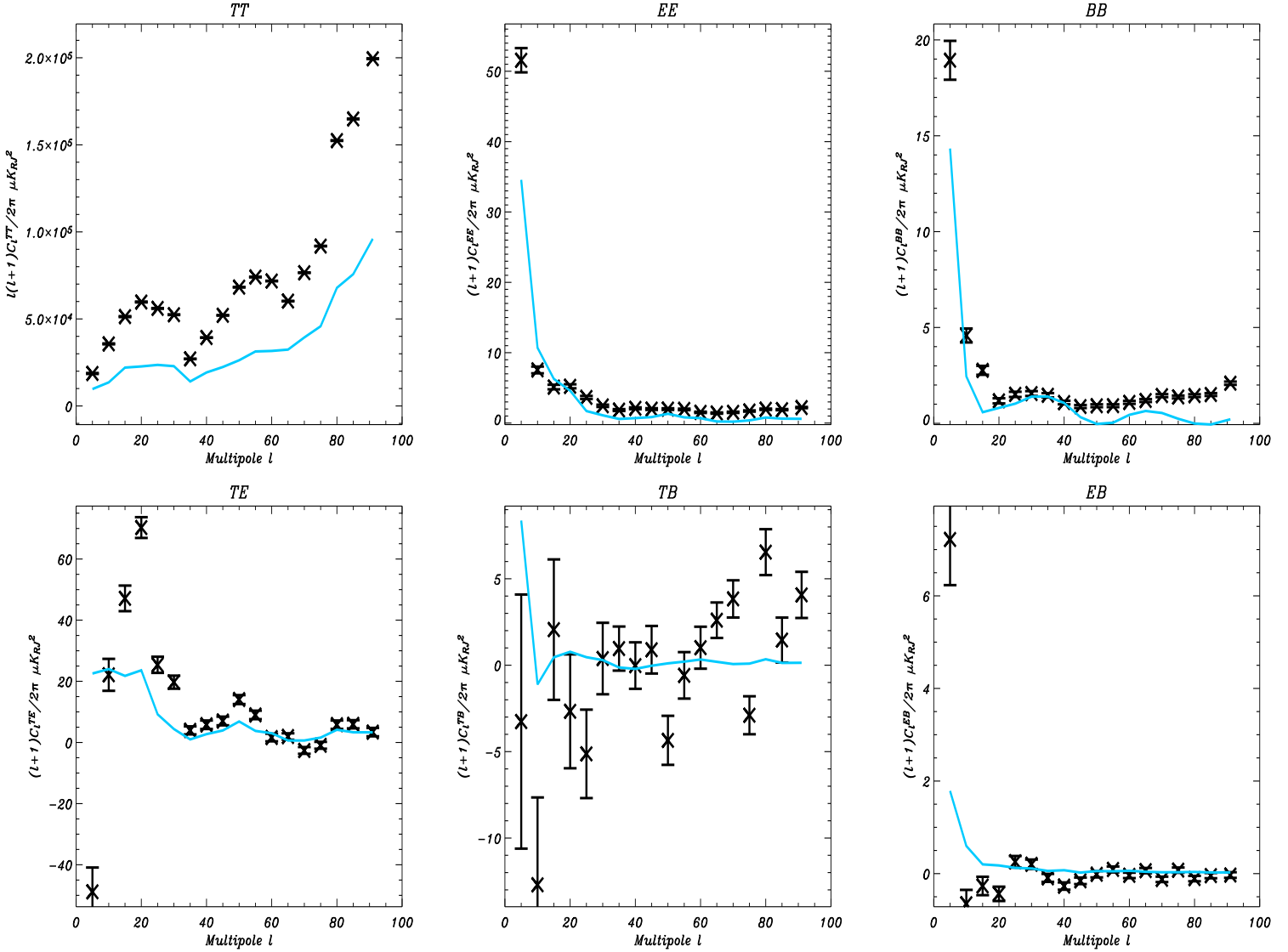


FIG. 13.1 – Spectres de puissance C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{EE} , C_ℓ^{BB} , C_ℓ^{TE} , C_ℓ^{TB} , C_ℓ^{EB} à 23 GHz construits à partir des données WMAP (en noir) et à partir du modèle d'émission synchrotron incluant un champ magnétique de type MLS (en bleu) en appliquant une coupure $|b| > 5^\circ$ par rapport au plan galactique.

être imputé à notre modélisation imparfaite en température. Ceci pourrait être amélioré en ajoutant une composante de l'émission *bremsstrahlung* et de l'émission "anormale". Le modèle est moins efficace quand la fréquence considérée augmente. Le même phénomène se produit si l'on n'applique pas de coupure en latitude, ce qui peut être imputé à notre mauvaise modélisation du centre galactique. Par contre les barres d'erreurs sur les données WMAP augmentent avec la fréquence et les spectres issus des données sont de fait compatibles avec zéro pour une large gamme d'échelles angulaires. Il est par ailleurs intéressant de constater que ce qui est interprétable comme une composante manquante dans les spectres C_ℓ^{TT} n'apparaît pas dans les spectres C_ℓ^{TE} . La composante manquante ne serait que faiblement polarisée ce qui aurait tendance à confirmer la présence de l'émission "anormale" dans les spectres en température, celle-ci n'étant que très faiblement polarisée d'après les observations faites par [Battistelli et al 2006] ($3_{-1.9}^{+1.3}$). Ceci pourrait également être dû au fait que nous avons considéré un indice spectral de l'émission synchrotron spatialement constant.

Le spectre C_ℓ^{TB} (*en bas au centre* de la figure U.1) construit à partir des modèles est compatibles avec les données étant donné que les barres d'erreurs sur les données WMAP sont très importantes. Ceci reste vrai quelle que soient la coupure galactique.

Pour les spectres C_ℓ^{EB} (*en bas à droite* de la figure U.1) notre modèle reste compatible avec les données en étant compris dans les barres d'erreurs, bien que la valeur zéro soit également compatible avec les données, surtout à hauts multipôles.

13.2.2 Comparaison aux données ARCHEOPS à 353 GHz

Nous avons représenté en figure 13.2 les spectres de puissance angulaire en température et en polarisation construits à partir des données ARCHEOPS à 353 GHz et du modèle d'émission de poussière thermique pour une coupure galactique de $|b| > 5^\circ$ (les spectres pour les autres coupures galactiques apparaissant en annexe U). Quel que soit le mode considéré nous pouvons ici noter la remarquable adéquation entre notre modèle d'émission de poussière thermique et les données ARCHEOPS à 353 GHz.

Pour les spectres C_ℓ^{TT} nous pouvons remarquer le bon accord de notre modèle basé sur l'utilisation de la carte-patron SFD [Finkbeiner et al 1999], pour toutes les coupures galactiques appliquées lors de la construction des spectres, comme représenté en annexe C.

Pour les spectres C_ℓ^{TE} , C_ℓ^{EE} et C_ℓ^{BB} , le modèle reproduit la structure globale des données, en particulier à bas ℓ ($\ell \lesssim 20$). En l'absence de coupure galactique, le modèle est plus apte à reproduire l'allure des spectres issus des données ainsi que leurs amplitudes. Ceci tend à montrer que notre modèle est réaliste au niveau du plan galactique, ce qui est rassurant, étant donné que la distribution de grains de poussière et le champ magnétique galactiques sont plus importants au niveau du disque galactique dans notre modèle.

Les spectres C_ℓ^{TB} et C_ℓ^{EB} apparaissant en figure 13.2 et construits à partir des données sont plus bruités, mais on peut voir que notre modèle reste compris dans les barres d'erreur dans les deux cas.

Nous avons également estimé l'accord quantitatif entre les données WMAP et ARCHEOPS et le modèle d'émissions galactiques polarisées par des tests de χ^2 pour chacun

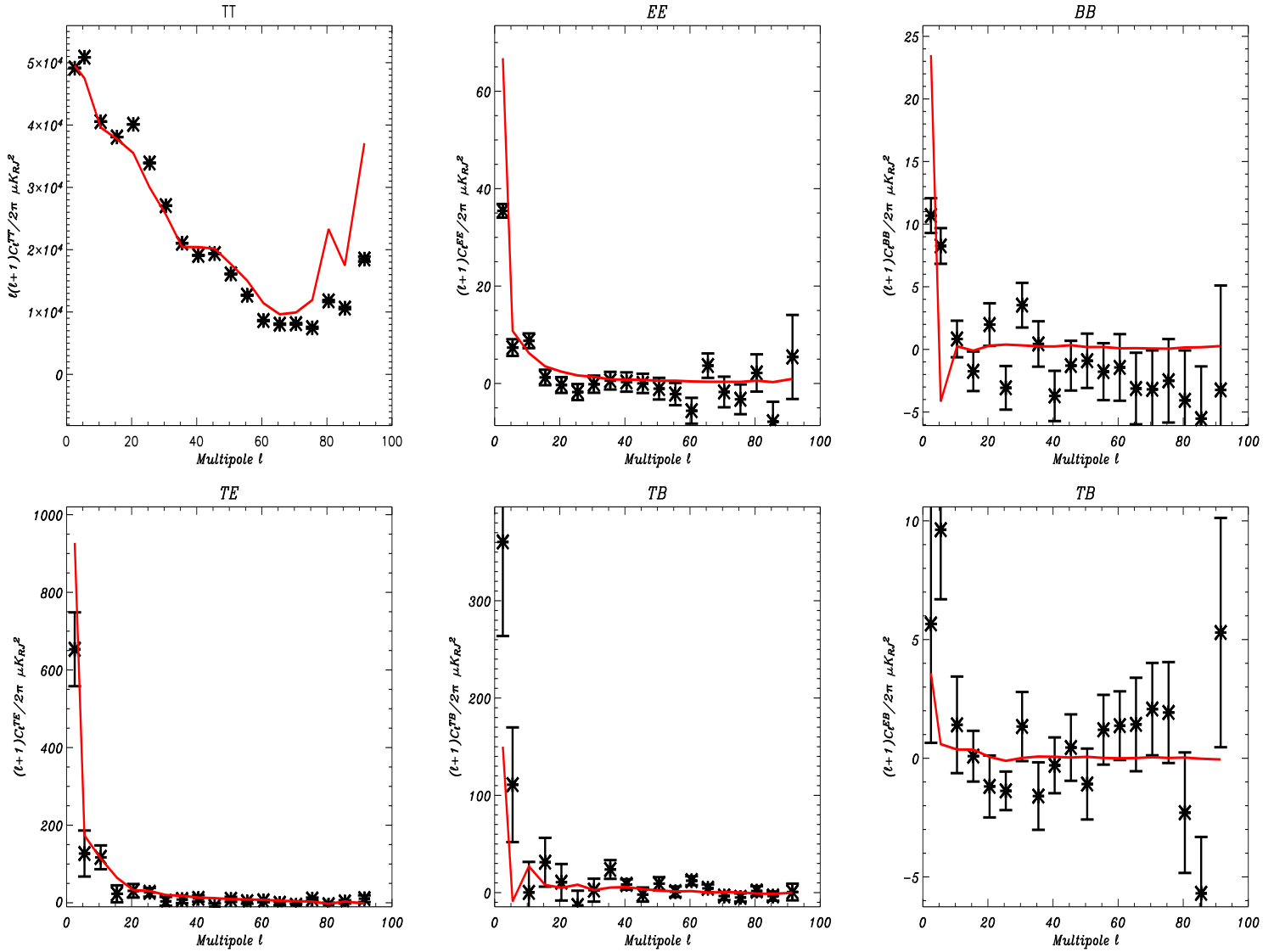


FIG. 13.2 – Spectres de puissance C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{EE} , C_ℓ^{BB} , C_ℓ^{TE} , C_ℓ^{TB} , C_ℓ^{EB} à 353 GHz construits à partir des données ARCHEOPS (en noir) et à partir du modèle d'émission de poussière incluant un champ magnétique de type MLS (en rouge).

des jeux de données :

$$\chi^2 = \sum_{n_\ell} \sum_{X, X' \in (T, B, E)} \frac{(C_{\ell, data}^{XX'} - C_{\ell, mod}^{XX'})^2}{(\sigma_\ell^{XX'})^2} \quad (13.17)$$

où $(\sigma_\ell^{XX'})^2$ correspond aux barres d'erreur sur les données WMAP ou ARCHEOPS. La somme est effectuée sur l'ensemble des multipôles $\ell \in [2, 100]$ pour chacun des spectres auto-corrélés et cross-corrélés. Le χ^2 est de 82.1 par degré de liberté pour la comparaison entre les données WMAP et le modèle. Nous avons tenu compte des spectres en température et en polarisation. L'accord modèle-données étant visiblement peu satisfaisant en température, ceci peut expliquer le χ^2 très élevé que nous obtenons. De même le modèle est moins efficace pour les multipôles $\ell \geq 40$, qui sont les échelles où les émissions diffuses sont de toutes façon moins présentes. Le χ^2 est de 11.7 pour la comparaison avec les données ARCHEOPS ce qui est également imputable au fait que nous avons tenu compte des multipôles $\ell \in [2, 100]$, l'émission de poussière étant également moins présente pour les $\ell \geq 40$.

13.3 Conclusions

Au cours de ce chapitre nous avons montré que les spectres de puissance angulaire construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées que nous avons contraints dans les chapitres 7, 9 et 10 permettent de reproduire les propriétés spatiales des données sur une large gamme d'échelles angulaires. De plus, nous avons pu mettre en évidence la présence dans les données WMAP à 23 GHz d'une émission *anormale* en température, absente en polarisation.

14. Contamination résiduelle des données CMB Planck par les émissions galactiques polarisées

Au cours des chapitres précédents nous nous sommes attachés à modéliser les émissions galactiques diffuses de la manière la plus réaliste possible. Mais il ne faut pas perdre de vue le but final de l'expérience PLANCK qu'est la mesure du CMB, et pour laquelle ces émissions d'avant-plan doivent être soustraites des données.

Pour s'abstraire de ces émissions d'avant-plan, la collaboration PLANCK prévoit d'utiliser des méthodes de séparation de composantes [Leach et al 2008] en complément des techniques de masquage de certaines régions fortement contaminées (par des sources ponctuelles notamment). Ces techniques de séparation de composantes étant basées sur les données PLANCK il sera alors important de pouvoir estimer la contamination résiduelle due aux émissions d'avant-plan dans les cartes finales du CMB en température et en polarisation. Ces résidus pourraient en effet induire un biais systématique et augmenter les barres d'erreur dans les spectres de puissance du CMB en température et en polarisation [Betoule et al 2009]. Évidemment, ceci aurait alors un impact majeur sur la qualité des informations cosmologiques extraites des données PLANCK.

Nous estimerons la contamination résiduelle du signal CMB due à ces avant-plan après application de coupure galactique. Ensuite nous proposerons une méthode pour construire des masques afin de minimiser la contamination par l'émission de la poussière.

14.1 Simulations des données de PLANCK

14.1.1 Méthodes de simulation

Nous avons réalisé des simulations de cartes I, Q et U des données PLANCK en utilisant la méthode décrite dans le chapitre 12 à une résolution $N_{side} = 128$. Nous donnons ici un résumé des choix que nous avons faits concernant la valeur des paramètres des modèles d'émissions galactiques polarisées.

Concernant les paramètres du champ magnétique, à savoir, l'angle d'attaque p et l'amplitude du champ turbulent A_{turb} , les contraintes obtenues via les différentes méthodes concordent vers $p = -30^\circ$ et $A_{turb} = 0.0$. Étant donné que nous n'avons pas abouti à une contrainte sur la valeur de l'échelle radiale de la distribution des électrons relativistes, nous la fixerons ici à la valeur $h_r^e = 3$ kpc suivant les résultats que nous avons présentés dans le chapitre 10.

Dans le chapitre 10 nous avons contraint la fraction de polarisation de l'émission de la poussière p_d à la valeur $4_{-2}^{+14}\%$ en utilisant les comparaisons de profils galactiques. L'estimation proposée par [Ponthieu et al 2005] fixe cette valeur à 10 %. Afin d'être certains de ne pas sous-estimer la contamination par la poussière en polarisation nous avons choisi de fixer p_d à 10 %, valeur compatible avec nos résultats et ceux de [Ponthieu et al 2005].

Dans le chapitre 7, nous avons contraint la valeur de l'indice spectral de l'émission thermique de la poussière à la valeur 1.4 dans le plan galactique. À plus hautes latitudes galactiques, où le signal CMB est étudié, [Finkbeiner et al 1999] ont proposé un indice

spectral $\beta_d = 2.0$, puis [Ponthieu et al 2005] ont proposé $\beta_d = 1.8$. Nous avons obtenus des valeurs similaires ($\beta_d = 1.8\dots$) dans le chapitre 9 en utilisant les données WMAP. Dans la suite nous fixerons β_d à 1.8.

Nous avons mis des contraintes sur la valeur de l'indice spectral de l'émission synchrotron en utilisant chacune des méthodes présentées (méthode pixel à pixel, profils galactiques, spectres électromagnétique), en utilisant un modèle physique ou des cartes patrons. Dans tous les cas nous avons obtenu des valeurs faibles pour ce paramètre, comparative-ment aux résultats apparaissant dans la littérature [Kogut et al 2007, Jaffe et al 2010, Sun et al 2008], avec des indices spectraux allant de -3.45 (voir chapitre 9 à -3.40 10). Cependant afin de ne pas sous-estimer la contribution de cette émission dans les simulations, nous avons choisi $\beta_s = -3.0$, suivant [Page et al 2007, Kogut et al 2007, Jaffe et al 2010, Sun et al 2008].

14.1.2 *Modèle théorique du spectre de puissance du CMB*

Nous avons généré les spectres de puissance théorique du CMB en température et en polarisation à l'aide du logiciel CAMB [Lewis et al 2000]¹ pour des multipôles $0 \leq \ell \leq 200$. Nous avons utilisés les valeurs des paramètres cosmologiques contraintes en utilisant les données WMAP 7 ans pour un modèle Λ CDM par [Komatsu et al 2010] et disponibles sur le site de Λ WMAP. En particulier nous avons fixés les valeurs des six paramètres principaux du modèle, avec $H_0 = 71.0 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_b = 0.044$, $\Omega_m = 0.266$, $\Omega_\Lambda = 0.734$, $\tau = 0.088$ et un rapport tenseur-scalaire $r = 0.1$, valeur supérieure limite accessible à PLANCK pour deux sondage complets du ciel [Efstathiou et al 2009]. Nous avons également considéré l'effet de lentille gravitationnelle.

14.1.3 *Estimation des spectres de puissances des modèles d'émissions galactiques polarisées après application de coupures galactiques*

Nous avons généré les spectres de puissances en température et en polarisation pour toutes les fréquences de mesures polarisées de PLANCK, c'est à dire 30, 44, 70, 100, 143, 217 et 353 GHz. Pour estimer ces spectres nous avons utilisé la méthode décrite dans le chapitre précédent, en utilisant les cartes I, Q et U simulées à la résolution $N_{side} = 128$ et en appliquant les coupures galactiques $|b| > 0^\circ$, $|b| > 15^\circ$ $|b| > 30^\circ$ $|b| > 40^\circ$. Les valeurs des paramètres du champ magnétique et des distributions de matière ont été fixées aux même valeurs que précédemment ($p = -30^\circ$, $A_{turb=0}$, $h_r^e = 3 \text{ kpc}$). Nous avons également tenu compte de la contribution du rayonnement de *bremsstrahlung* en température, celle-ci étant définie de la même manière que dans la section 8.1.

Nous nous sommes intéressés ici uniquement aux grandes échelles angulaires où les émissions d'avant-plan diffuses sont les plus intenses, calculant les spectres pour des multipôles $\ell \in [2, 96]$.

Les figures 14.1 14.2 et 14.3 représentent les spectres de puissances à 100 et 143 GHz avec, en rouge, le signal CMB théorique, et, en noir, bleu et bleu ciel les émissions galactiques polarisées auxquels nous avons appliqué des coupures galactiques respectives de $|b| < 15^\circ$, 30° et 40° . Les barres d'erreur à 1σ pour les modèles d'émissions galactiques sont représentées en traits pointillés et tiennent compte des incertitudes sur les valeurs de β_s et β_d .

¹Et voir le site <http://camb.info/>

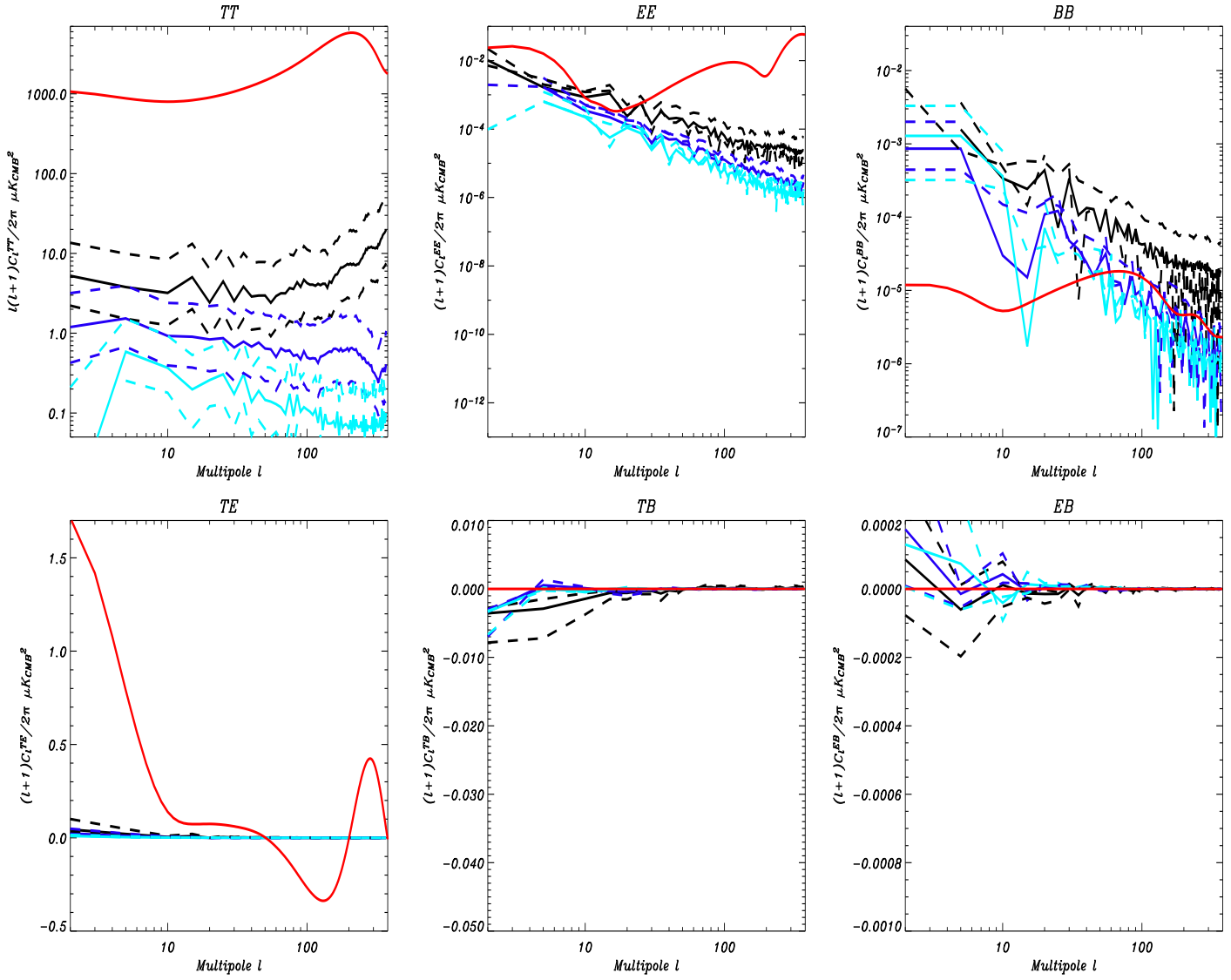


FIG. 14.1 – De gauche à droite et de haut en bas : spectres de puissance $C_l^{TT}, C_l^{EE}, C_l^{BB}, C_l^{TE}, C_l^{TB}$ et C_l^{EB} à 70 GHz construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées en appliquant une coupure de $|b| < 15^\circ$ (en noir) 30° (en bleu) et 40° (en bleu ciel) comparés au signal CMB attendu pour un modèle Λ CDM en utilisant les paramètres optimum estimés par [Komatsu et al 2010] à partir des données WMAP et en suposant un rapport tenseur-scalaire de 0.1 (en rouge). Les barres d'erreur sur le modèles apparaissent en pointillés.

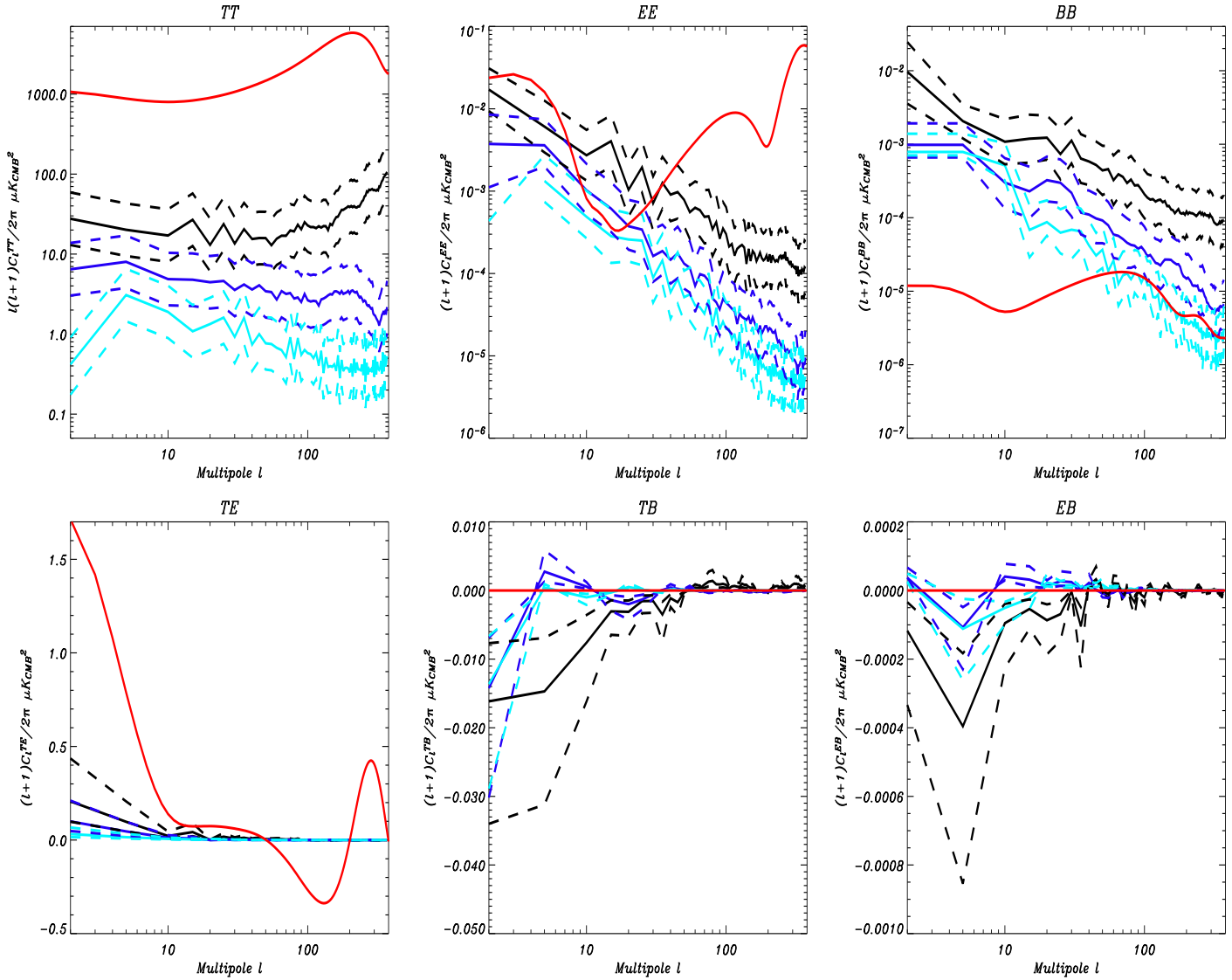


FIG. 14.2 – De gauche à droite et de haut en bas : spectres de puissance $C_l^{TT}, C_l^{EE}, C_l^{BB}, C_l^{TE}, C_l^{TB}$ et C_l^{EB} à 100 GHz construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées en appliquant une coupure de $|b| < 15^\circ$ (en noir) 30° (en bleu) et 40° (en bleu ciel) comparés au signal CMB attendu pour un modèle Λ CDM en utilisant les paramètres optimum estimés par [Komatsu et al 2010] à partir des données WMAP et en supposant un rapport tenseur-scalaire de 0.1 (en rouge). Les barres d'erreur sur les modèles apparaissent en pointillés.

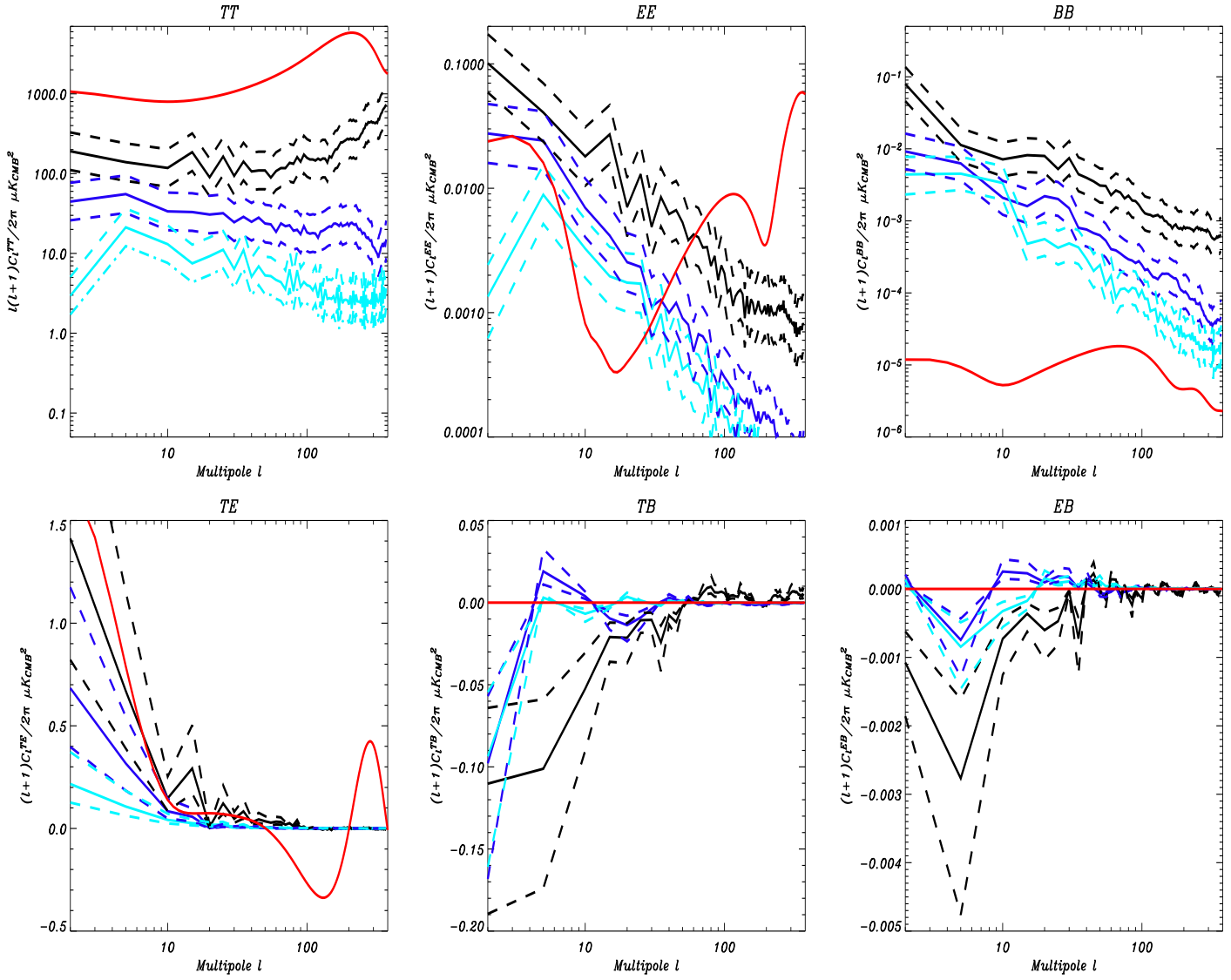


FIG. 14.3 – De gauche à droite et de haut en bas : spectres de puissance $C_l^{TT}, C_l^{EE}, C_l^{BB}, C_l^{TE}, C_l^{TB}$ et C_l^{EB} à 143 GHz construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées en appliquant une coupure de $|b| < 15^\circ$ (en noir) 30° (en bleu) et 40° (en bleu ciel) comparés au signal CMB attendu pour un modèle Λ CDM en utilisant les paramètres optimum estimés par [Komatsu et al 2010] à partir des données WMAP et en supposant un rapport tenseur-scalaire de 0.1 (en rouge). Les barres d'erreur sur les modèles apparaissent en pointillés.

En température le spectre C_ℓ^{TT} du CMB est clairement dominant à toutes les échelles angulaires, comme nous nous attendions compte tenu des résultats obtenus dans la section 13.2 en comparant nos modèles aux données WMAP et ARCHEOPS.

En polarisation, le C_ℓ^{EE} du CMB domine à hauts ℓ mais on peut remarquer une contamination non négligeable par les avant-plan pour $\ell < 20$. Cette contamination diminue quand la coupure galactique appliquée augmente mais reste présente même pour $|b| > 40^\circ$. Nous pouvons également remarquer une augmentation de la contamination par les résidus des avant-plan avec la fréquence, ce qui laisse présager une forte présence de la poussière. De la même manière pour les modes TE le CMB semble dominer pour les très faibles multipôles, la contamination par les avant-plan étant même négligeable à 100 GHz et présente seulement pour $|b| > 15^\circ$ à 143 GHz, ce qui corrobore l’hypothèse de la prépondérance de l’émission de poussière.

Le spectre C_ℓ^{BB} du CMB est significativement inférieur à la contribution des émissions d’avant-plan polarisées, quelle que soit la coupure galactique appliquée. Sachant que nous avons considéré ici la limite supérieure théorique de la valeur de $r = 0.1$ [Efstathiou et al 2009], une étude plus poussée sera donc cruciale pour l’étude des modes BB primordiaux. À titre illustratif nous avons représentés en figure 14.4 les C_ℓ^{BB} attendus pour le CMB, en rouge, et les résidus des avant-plan générés suivant la méthode que nous venons de décrire pour toutes les fréquences de mesures polarisées de l’instrument PLANCK. Plus la fréquence augmente et plus la contamination par l’émission de poussière devient significative. Quelle que soit la fréquence considérée le signal CMB est clairement dominé par les avant-plan, pour toutes les coupures galactiques. Une étude plus poussée de ce mode s’impose donc comme une nécessité ainsi que l’utilisation de méthodes de composantes [Aumont & Macías-Pérez 2007].

Les modes TB et EB pour le CMB sont nuls pour la plupart des modèles cosmologiques actuels, comme nous l’avons déjà mentionné dans le chapitre 2 et, de ce fait, la contribution des avant-plan est dominante. L’étude de ces spectres TB et EB reste néanmoins intéressante pour estimer la présence de résidus des émissions d’avant-plan et d’effets systématiques.

14.2 Construction de masques tenant compte de l’émission de poussière polarisée

Dans la section précédente nous avons estimé la contamination résiduelle attendue en utilisant nos modèles d’émissions galactiques polarisées et en appliquant des masques basiques sous forme de coupures galactiques. Nous l’avons vu, plus la coupure est importante plus on abstrait des émissions d’avant-plan mais au prix d’une perte en statistique du fait de la couverture partielle du ciel (on atteint 35 %). A $|b| > 15^\circ$ on couvre 74% du ciel contre 35% seulement à $|b| > 40^\circ$ soit une augmentation de 1.5 sur l’incertitude sur les spectres de puissance angulaire finals.

Nous allons ici nous livrer à une étude de masques plus fins applicables aux données polarisées de PLANCK. Pour ce faire nous proposons ici une méthode de construction d’un masque de polarisation efficace pour les fréquences de HFI basé sur l’utilisation des cartes polarisées à 353 GHz construit en optimisant le rapport entre l’incertitude sur les spectres finaux et l’efficacité du masque à soustraire les avant-plans polarisés. Nous avons comparé son efficacité avec celle du masque P06 de l’équipe WMAP que nous avons décrit en détail dans la section 9.2 et qui est optimisé pour diminuer la contamination par le synchrotron et la poussière à basses fréquences.

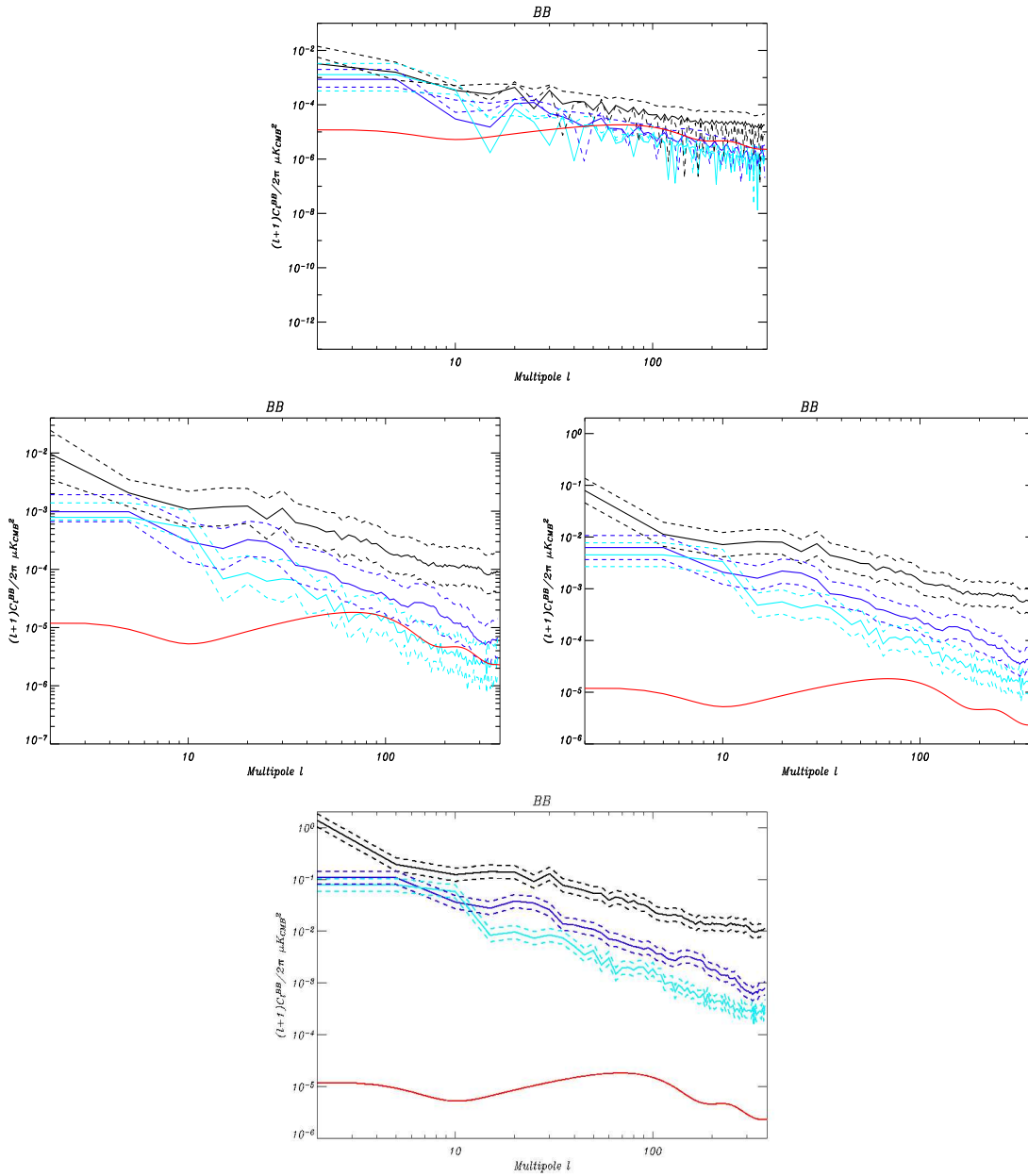


FIG. 14.4 – De gauche à droite et de haut en bas : spectres de puissances C_l^{BB} à 70, 100, 143 et 217 GHz construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées en appliquant une coupure de $|b| < 15^\circ$ (en noir) 30° (en bleu) et 40° (en bleu ciel) comparés au signal CMB attendu pour un modèle Λ CDM en utilisant les paramètres cosmologiques estimés par [Komatsu et al 2010] à partir des données WMAP et en supposant un rapport tenseur-scalaire de 0.1 (en rouge). Les barres d'erreur sur les modèles apparaissent en pointillés.



FIG. 14.5 – Masque P06 généré par l'équipe de WMAP à partir des données WMAP 7 ans [Gold et al 2010, Kogut et al 2007].

TAB. 14.1 – Paramètres optimaux estimés pour les modèles d'émissions galactiques incluant des modèles de champ magnétiques galactiques MLS et ASS.

Masque utilisé	P06	N°1	N°2	N°3
$\Delta C_\ell^{sampling} / \Delta C_\ell^{cosmic}$	1.37	1.37	1.7	2.7

Le masque P06 de l'équipe WMAP, que nous avons décrit en détail dans la section 9.2 et qui a été amélioré par [Gold et al 2008] et cache 27% du ciel. Il est représenté en figure 14.5 à la résolution $N_{side} = 128$.

Nous avons généré des masques en polarisation en utilisant la carte de polarisation $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ et la carte en intensité I (à la résolution $N_{side} = 128$) pour le modèle d'émission de poussière à 353 GHz décrit dans la section 13.1.5. Nous avons testé les coupures suivantes :

- ▶ *Masque N°1* : coupure à $300 \mu K_{RJ}$ pour P et à $3000 \mu K_{RJ}$ pour I , en cachant 27% du ciel. Ce masque est représenté dans la partie en haut à gauche de la figure 14.6.
- ▶ *Masque N°2* : coupure à $100 \mu K_{RJ}$ pour P et à $1000 \mu K_{RJ}$ pour I , en cachant 41% du ciel. Ce masque est représenté dans la partie en haut à droite de la figure 14.6.
- ▶ *Masque N°3* : coupure à $50 \mu K_{RJ}$ pour P et à $500 \mu K_{RJ}$ pour I , en cachant 63% du ciel. Ce masque est représenté dans la partie en bas de la figure 14.6.

Les rapports entre la variance d'échantillonnage et la variance cosmique $\Delta C_\ell^{sampling} / \Delta C_\ell^{cosmic} = 1/f_{sky}$ (où f_{sky} est la fraction du ciel couverte) associés à chacun des masques apparaissent dans le tableau 14.1

Afin de comparer l'efficacité des différents masques, nous avons construit des spectres de puissance en température et en polarisation pour le CMB théorique et les modèles d'émissions galactiques polarisées ont été calculés suivant la méthode décrite dans la section 14.1 en utilisant le masque P06 dégradé à la résolution $N_{side} = 128$ et les masques N°1, N°2 et N°3. À titre d'exemple nous avons représenté ces spectres aux fréquences 100, 143 et 217 GHz en figures 14.7, 14.8 et 14.9.

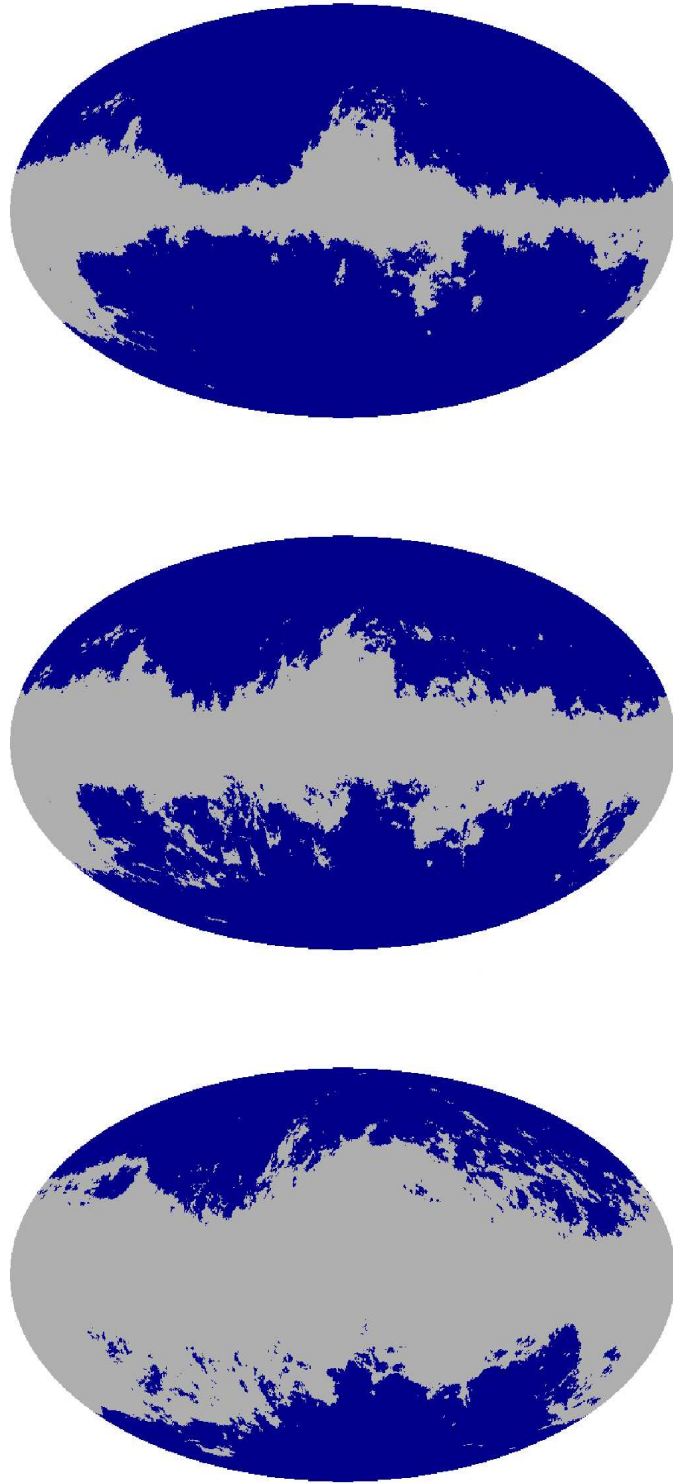


FIG. 14.6 – Masques construits à partir de notre modèle d'émission thermique de poussière à 353 GHz. De gauche à droite et de haut en bas : masques N° 1, N° 2 et N° 3 .

Nous pouvons remarquer que quel que soit le mode considérés les masques construits à partir de notre modèle d'émission de poussière limitent mieux la contamination par les avant-plan dans nos simulations. Ceci est d'autant plus vrai que la fréquence considérée augmente et que la portion de ciel masquée augmente. Pour des variances d'échantillonnage équivalentes, le masque en poussière N°1 est plus efficace pour les fréquences d'étude du CMB que le masque P06.

À partir des figures précédentes et dans le meilleur des cas, nous observons qu'à bas ℓ où les modes BB primordiaux sont dominants, les émissions d'avant plan sont environ deux ordres de grandeurs supérieurs au signal CMB. Pour avoir une contribution systématique des émissions d'avant-plan plus faible que la variance cosmique des modes BB-CMB il faudrait donc, à $\ell = 2$ par exemple, une contribution résiduelle des émissions d'avant-plan plus faible qu'un demi pourcent. Ceci fixe la précision minimale à laquelle nous devrions connaître les avant-plan.

14.2.1 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons montré que nous pouvions construire des spectres de puissance à partir de simulations des données de PLANCK et ainsi d'estimer la contamination due aux émissions galactiques diffuses sur un signal CMB théorique, aux fréquences d'intérêt pour le CMB.

Nous avons ensuite estimé l'efficacité de différents masques et coupures galactiques pour s'abstraire des émissions galactiques diffuses à l'aide de ces simulations. Enfin nous avons proposé une méthode pour construire des masques de l'émission de poussière polarisée à l'aide de carte de ladite émission à 353 GHz et avons comparé son efficacité théorique à celle du masque P06 couramment utilisé dans le traitement des données WMAP notamment. Ces masques sont plus efficaces que le masque P06 aux fréquences considérées. Nous avons également constaté que ces masques étaient plus efficaces que les masques rustiques par coupures galactiques $|b| > 15^\circ$, $|b| > 30^\circ$ et $|b| > 40^\circ$, tout en garantissant une couverture du ciel plus complète.

Notons que la précision minimale à laquelle nous devrions connaître les avant-plan, à $\ell = 2$ par exemple, est telle que la contribution résiduelle des émissions d'avant-plan soit plus faible qu'un demi pourcent.

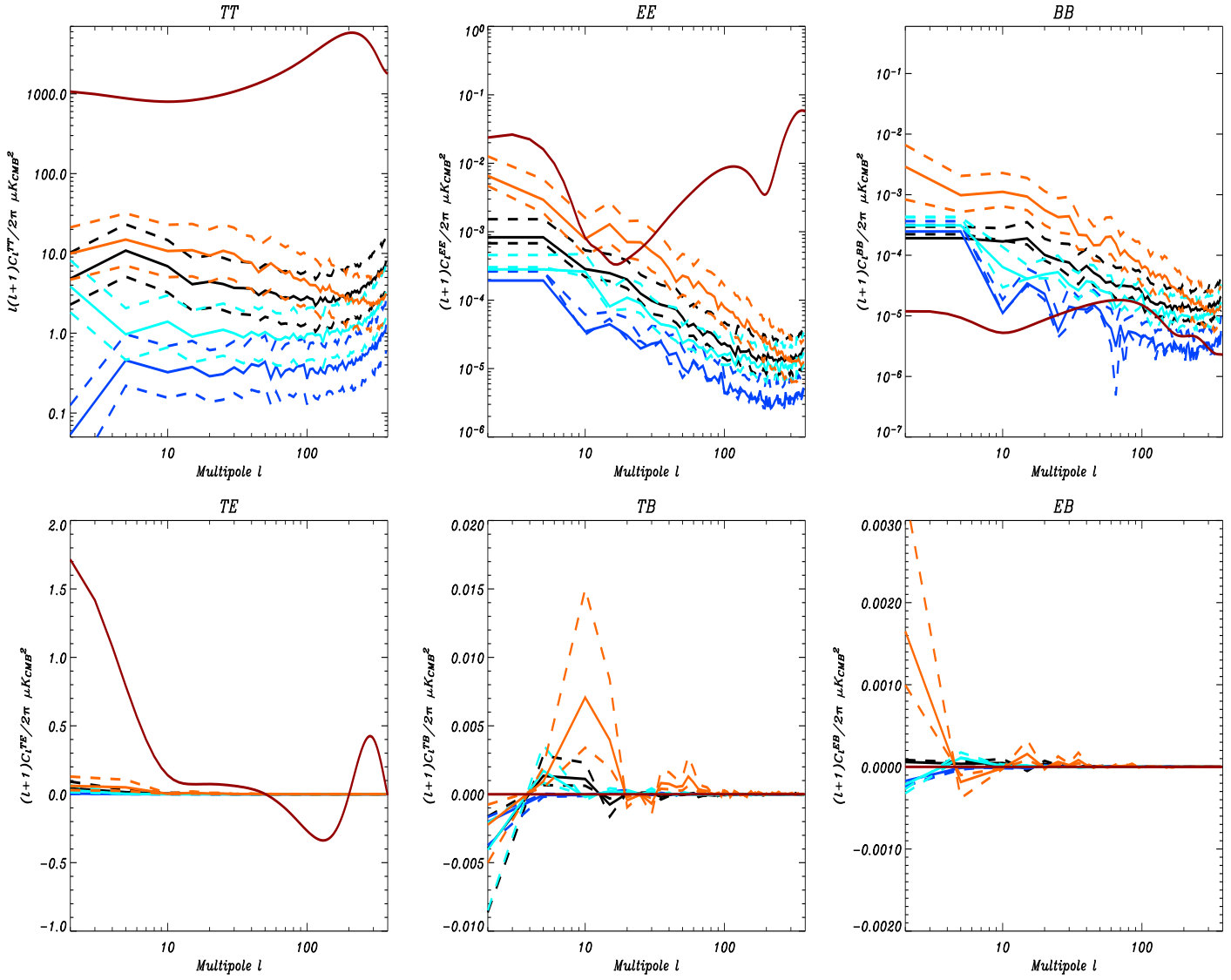


FIG. 14.7 – Spectres de puissances C_l^{TT} , C_l^{EE} , C_l^{BB} , C_l^{TE} , C_l^{TB} et C_l^{EB} à 100 GHz construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées en appliquant les masques N°1 (en noir), N°2 (en bleu) et N°3 (en bleu ciel) et P06 (en orange) comparés au signal CMB attendu pour un modèle Λ CDM en utilisant les paramètres cosmologiques estimés par [Komatsu et al 2010] à partir des données WMAP et en supposant un rapport tenseur-scalaire de 0.1 (en rouge). Les barres d'erreur sur les modèles apparaissent en pointillés.

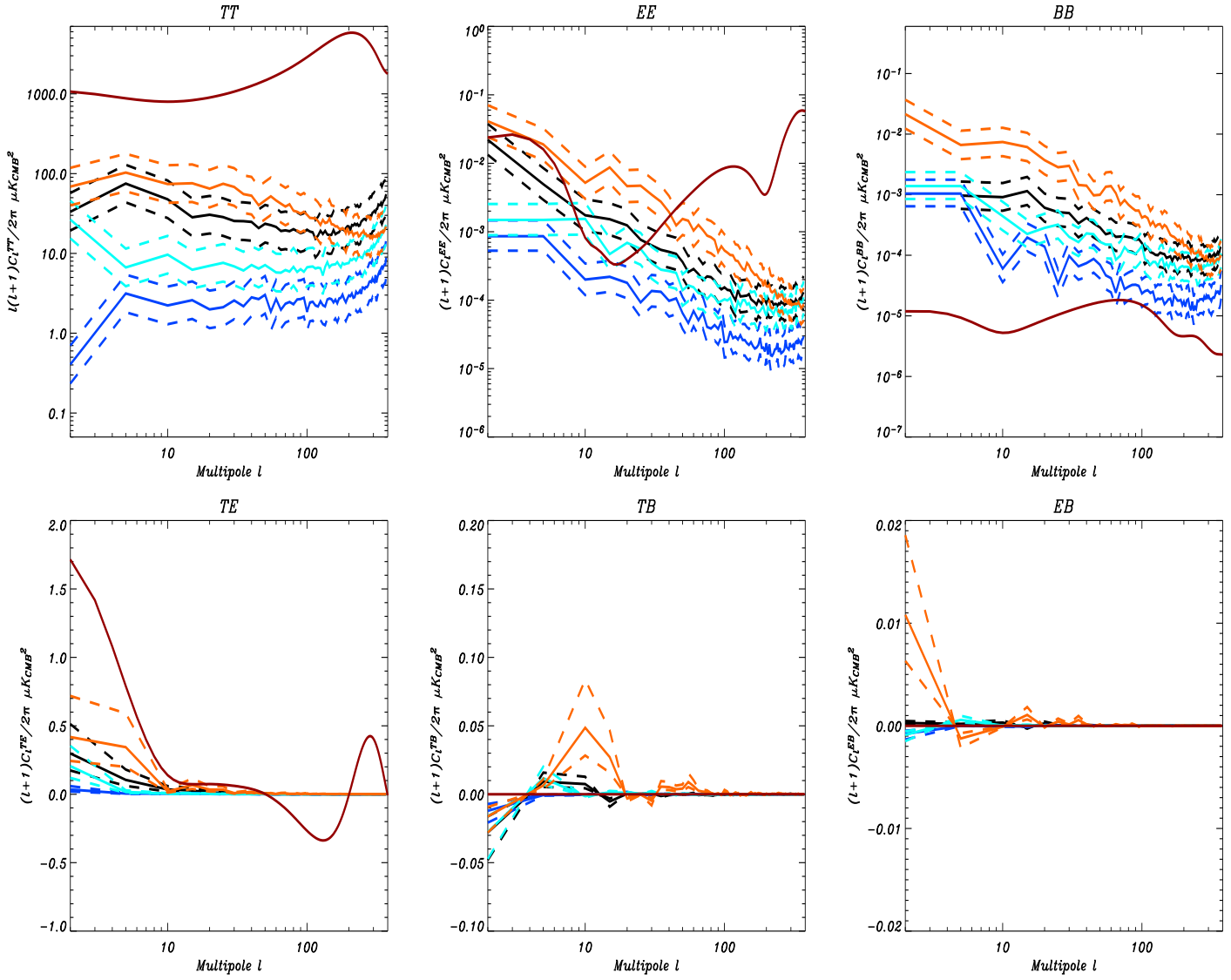


FIG. 14.8 – Spectres de puissances $C_l^{TT}, C_l^{EE}, C_l^{BB}, C_l^{TE}, C_l^{TB}$ et C_l^{EB} à 143 GHz construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées en appliquant les masques N°1 (en noir), N°2 (en bleu) et N°3 (en bleu ciel) et P06 (en orange) comparés au signal CMB attendu pour un modèle Λ CDM en utilisant les paramètres cosmologiques estimés par [Komatsu et al 2010] à partir des données WMAP et en supposant un rapport tenseur-scalaire de 0.1 (en rouge). Les barres d'erreur sur les modèles apparaissent en pointillés.

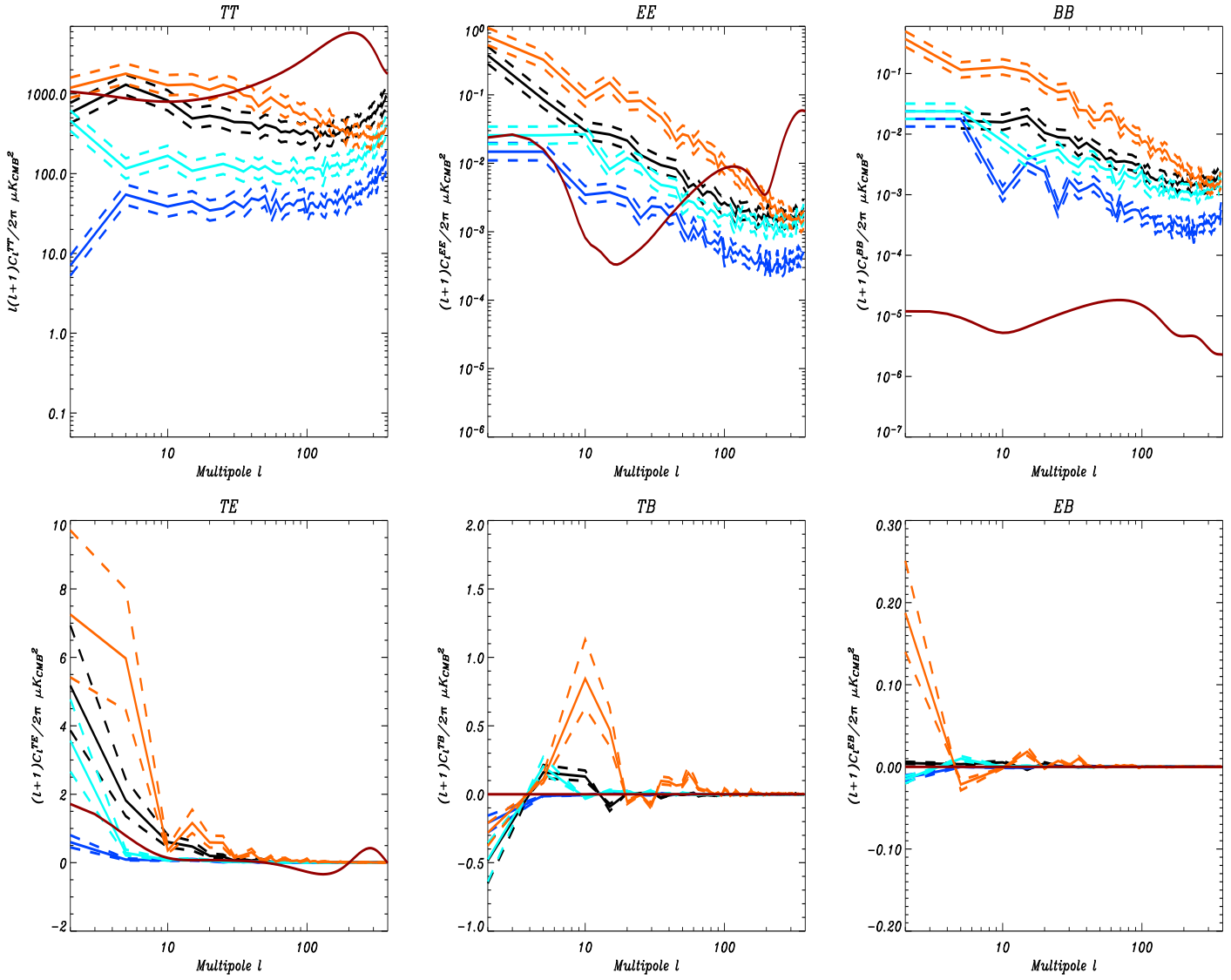


FIG. 14.9 – Spectres de puissances C_l^{TT} , C_l^{EE} , C_l^{BB} , C_l^{TE} , C_l^{TB} et C_l^{EB} à 217 GHz construits à partir des modèles d'émissions galactiques polarisées en appliquant les masques N°1 (en noir), N°2 (en bleu) et N°3 (en bleu ciel) et P06 (en orange) comparés au signal CMB attendu pour un modèle Λ CDM en utilisant les paramètres cosmologiques estimés par [Komatsu et al 2010] à partir des données WMAP et en supposant un rapport tenseur-scalaire de 0.1 (en rouge). Les barres d'erreur sur les modèles apparaissent en pointillés.

15. Conclusion

Les mesures des anisotropies en température du CMB par COBE, BOOMERANG, MAXIMA, WMAP et ARCHEOPS, même si elles n'ont permis d'extraire qu'une partie de l'information cosmologique contenue dans le CMB, ont révolutionné la cosmologie observationnelle, la menant vers une ère de précision. Le satellite PLANCK devrait fournir une mesure ultime des anisotropies du CMB en température et aussi pour la première fois une mesure de précision sur tout le ciel de la polarisation du CMB. Son étude permettra de lever certaines dégénérescences sur les paramètres cosmologiques. PLANCK pourra peut être mesurer les modes B primordiaux pour la première fois, ce qui permettrait de découvrir le fond d'ondes gravitationnelles primordiales et de contraindre l'énergie de l'inflation.

La mesure de la polarisation du CMB est cependant rendue délicate par plusieurs facteurs. Le premier est son faible niveau, de l'ordre de quelques pourcents de l'amplitude des anisotropies en température. Le second est la présence d'émissions d'avant-plan aux fréquences d'étude du CMB. L'étude de cette polarisation passe donc nécessairement par une maîtrise des effets systématiques, notamment dus à l'instrument lui-même, mais aussi par la compréhension et le traitement des différents rayonnements contribuant à la polarisation du ciel aux fréquences de mesure. La physique de ces émissions polarisées est encore mal connue mais la large gamme de fréquence de mesure de PLANCK devrait permettre d'améliorer nos connaissances à ce sujet. Il faudra néanmoins minimiser le biais induit par la présence de ces émissions d'avant-plan aux fréquences d'intérêt pour le CMB afin de traiter correctement le signal cosmologique. Les travaux menés au cours de cette thèse ont eu pour but de traiter ces problèmes.

Dans un premier temps nous nous sommes livrés à l'étude des émissions galactiques diffuses en température dans le plan galactique [Macías-Pérez et al 2010b]. Aux fréquences considérées il s'agissait essentiellement de l'émission thermique de la poussière, de l'émission synchrotron et du rayonnement *bremssstrahlung*. Nous avons proposé un modèle effectif de l'émission de poussière basé sur une loi de corps gris dépendant de la température des grains de poussière et de l'indice spectral de l'émission. En l'ajustant aux données ARCHEOPS, IRAS et WMAP nous avons montré que cette émission était dominante dans les cartes de température de 94 à 3000 GHz. Pour de plus hautes fréquences, une émission de poussière due à des grains plus chauds prend le dessus. Cette étude nous a également permis d'établir des cartes partielles des variations de la température des grains de poussière et de l'indice spectral de l'émission. Afin d'expliquer l'excès d'émission observée à basses fréquences nous avons ajouté une composante d'émission *bremssstrahlung* basée sur une carte de l'émission $H\alpha$.

Ces travaux nous ont permis de proposer des cartes des variations spatiales de la température des électrons responsables de l'émission *bremssstrahlung* aux différentes fréquences de mesure du satellite WMAP.

Nous nous sommes également attachés à caractériser l'émission résiduelle après soustraction des modèles d'émission de poussière et de rayonnement *bremssstrahlung*. Nous avons obtenus des résultats rendant compatible cette émission avec de l'émission synchrotron ou de l'émission "anormale". Afin d'être sûrs de la nature de cette émission il nous faudrait être certains que la carte de l'émission $H\alpha$ permet une bonne approximation du rayonnement *bremssstrahlung*. Ce résultats pourrait donc consolidé en effectuant la même

analyse avec d'autres carte-patrons de l'émission *bremsstrahlung* et l'application de méthode de séparation de composantes.

Par la suite nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux deux principales émissions galactiques polarisées diffuses : les émissions synchrotron et de la poussière.

Nous avons étudié des modèles de ces émissions basés sur l'utilisation de cartes-patron générées par l'équipe WMAP à partir des données WMAP et du modèle SFD numéro 8. Nous avons construit des cartes aux différentes fréquences de mesure de WMAP en extrapolant ces cartes-patron et les avons comparées pixel par pixel à des cartes générées à partir des données WMAP 5 ans. Ceci nous a permis d'obtenir des contraintes sur les paramètres d'extrapolation des émissions synchrotron et de poussière thermique compatibles avec les résultats obtenus par l'équipe de WMAP. Ces modèles construits à partir de cartes-patron permettent de reproduire les structures à grande échelle présentes dans les cartes de données WMAP. Ces émissions étant les plus gênantes à grande échelle, leur utilisation pour soustraire les émissions d'avant-plan polarisées en vue de l'étude du signal CMB semble tout à fait appropriée d'après nos analyses.

Nous avons ensuite proposé des modèles des émissions polarisées synchrotron et de poussière thermique basés sur les processus physiques à l'origine de ces émissions. De fait nous avons construit des modèles tri-dimensionnels tenant compte de la forme du champ magnétique galactique à grande échelle, modélisé par des spirales logarithmiques, de la distribution d'électrons relativistes et de grains de poussière dans la galaxie, de formes exponentielles dépendant de la distance au centre galactique, ainsi que de la fraction de polarisation de l'émission de la poussière.

Nous avons tout d'abord ajusté ces modèles aux données WMAP 5 ans et aux données ARCHEOPS à 353 GHz polarisées en comparant des cartes générées à partir des modèles et des données pixel par pixel. Nous avons été capables de contraindre les paramètres de ces modèles, avec des résultats compatibles avec ceux apparaissant dans la littérature, bien que les valeurs obtenues pour l'indice spectral de l'émission synchrotron soient faibles. Ce phénomène provient probablement des dégénérescences existants entre la norme du champ magnétique galactique et l'indice spectral. Des choix de normalisation différents pour le premier induisant des valeurs différentes du second paramètre. Les cartes construites en utilisant les paramètres obtenus pour le meilleur ajustement modèles/données permettent de reproduire la localisation spatiale, la forme et l'intensité des structures à grande échelle présentes dans les données. Cependant, cet ajustement tenant compte de chaque pixel présent dans les cartes, il présente l'inconvénient de maximiser l'impact des petites structures. L'étude du signal CMB nécessitant un bon contrôle de ces émissions à de plus grandes échelles, nous avons été amenés à mettre au point d'autres méthodes d'étude de ces émissions galactiques polarisées plus à même de répondre à cet impératif.

Nous avons alors mis au point une technique d'ajustement employant des profils galactiques. En l'utilisant pour ajuster nos modèles d'émission synchrotron et de la poussière par comparaison avec les données du *408 MHz all-sky continuum survey*, WMAP 7 ans et ARCHEOPS à 353 GHz nous avons pu contraindre les paramètres du champ magnétique galactique et les indices spectraux de ces émissions. Nous avons montré que dans notre cas, l'ajout d'une composante turbulente du champ magnétique galactique n'était pas requise, contrairement aux cas d'étude utilisant des mesures de rotations de pulsars. Celles-ci permettent d'être sensible aux variations aléatoires du champ magnétique le long de la ligne de visée, qui ne sont pas accessibles par l'étude des émissions diffuses. Les

résultats obtenus pour les autres paramètres étant compatibles avec ceux trouvés dans la littérature et avec ceux obtenus lors de notre étude pixel à pixel. Les contraintes relatives aux modèles d'émission synchrotron et de l'émission de la poussière étant compatibles nous avons finalement construit pour la première fois un modèle cohérent de ces deux émissions [Fauvet et al 2010a]. Ce modèle est actuellement utilisé dans le *Planck Sky Model*. Les cartes modélisées à partir des paramètres correspondant au meilleur ajustement modèle/données permettent de reproduire la localisation, l'intensité et la forme des structures présentes dans les cartes issues des données, en particulier pour le modèle d'émission de la poussière.

Pour finir nous avons estimé les contraintes que nous pourrions obtenir sur les paramètres de ces modèles d'émissions galactiques polarisées en utilisant les données du satellite PLANCK [Fauvet et al 2010b]. Nous avons construit des simulations des données de PLANCK, avec des composantes d'émissions galactiques polarisées de différents types : incluant ou pas une composante turbulente du champ magnétique galactique, et avec des indices spectraux spatialement constants ou variables. Nous avons alors comparé les modèles d'émissions galactiques à ces simulations en utilisant la méthode basée sur les profils galactiques. Nous avons montré qu'en utilisant les données du satellite PLANCK, nous devrions obtenir de très fortes contraintes sur les paramètres des modèles d'émissions galactiques polarisées, y compris dans le cas où les indices spectraux des émissions sont supposés variables. L'ajout d'une composante turbulente du champ magnétique galactique diminue un peu les contraintes mais ceci est probablement un problème purement statistique dû aux types de simulations que nous avons utilisé pour calculer cette composante. L'utilisation conjointe des données WMAP 8 ans devrait améliorer les contraintes, particulièrement pour l'émission synchrotron, cette émission étant prépondérante aux fréquences de mesure de WMAP. Nous n'avons pas pu appliquer cette analyse aux données réelles de PLANCK, n'ayant pas eu accès à ces données au cours de cette thèse.

Après avoir étudié les émissions galactiques polarisées dans l'espace réel, nous les avons étudiées dans l'espace des harmoniques sphériques en utilisant des spectres de puissance. Nous avons montré que les spectres de puissance en polarisation construits à partir des modèles d'émissions galactiques décrits précédemment permettent de reproduire les propriétés des spectres construits à partir des données WMAP et ARCHEOPS à 353 GHz sur une large gamme d'échelles angulaires.

Dans une dernière partie nous avons montré que nous étions capables de construire des spectres de puissance à partir de simulations des données PLANCK et ainsi d'estimer la contamination due aux émissions galactiques diffuses sur un signal CMB théorique, aux fréquences d'intérêt pour l'étude du CMB. Nous avons également estimé l'efficacité de différents masques et coupures galactiques pour s'abstraire de ces émissions galactiques diffuses à l'aide de ces mêmes simulations. Nous avons finalement proposé une méthode permettant de construire des masques de l'émission de la poussière polarisée à l'aide de cartes en température et en polarisation de ladite émission à 353 GHz. Nous avons comparé son efficacité à celle du masque P06 construit par l'équipe de WMAP et couramment utilisé pour le traitement des données CMB. Nous avons montré que les masques ainsi construits étaient plus efficaces aux fréquences d'intérêt pour l'étude du signal CMB tout en garantissant une couverture du ciel plus complète.

Le satellite PLANCK est actuellement en vol, effectuant une observation complète du

ciel. Il pourrait détecter pour la première fois les modes BB primordiaux, sonde privilégiée de l'inflation. Néanmoins, de tels modes étant de faibles amplitudes, il est une bonne connaissance des émissions d'avant-plan serait cruciale pour les soustraire avec précision grâce à des méthodes de séparation de composantes polarisées. L'utilisation des données PLANCK en apportant des contraintes sur les paramètres du champ magnétique galactique et de la distribution de matière galactique devrait par accroître notre connaissance des émissions d'avant-plan galactiques.

Annexes

P. Compléments concernant l'inflation

P.1 Les champs scalaires en cosmologie

Nous nous intéressons ici à la dynamique d'un champ scalaire ϕ tel que l'inflaton, utilisé en cosmologie.

Le lagrangien associée à une particule permet décrire ses équations de mouvement. Dans le cas d'un champ scalaire, le lagrangien s'écrit [Liddle & Lyth 2000] :

$$\mathcal{L}_\phi = -\frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - V(\phi) \quad (\text{P.1})$$

où $V(\phi)$ est le potentiel associé au champ scalaire ϕ et $\eta^{\mu\nu}$ est la métrique. Le tenseur énergie-impulsion associé au champ scalaire vérifie la relation [Liddle & Lyth 2000] :

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - g_{\mu\nu} \left[\frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\partial_\alpha\phi\partial_\beta\phi + V(\phi) \right] \quad (\text{P.2})$$

En considérant l'Univers comme isotrope à grande échelle, le tenseur énergie-impulsion associé au champ scalaire est alors celui d'un fluide pour lequel $T_{\mu\nu} = \text{diag}(\rho_\phi, -P_\phi, -P_\phi, -P_\phi)$. Ainsi, à partir de la relation P.2, nous pouvons écrire la densité et la pression associées à ce champ scalaire :

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 + V(\phi) \quad (\text{P.3})$$

$$P_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 - V(\phi) \quad (\text{P.4})$$

où $\dot{\phi}$ désigne la dérivée du champ scalaire par rapport au temps t . Les expressions de la densité et de la pression comprennent chacune un terme potentiel et un terme cinétique en $\dot{\phi}^2$. Le terme de gradient sera souvent négligé car nous supposerons que ϕ est une fonction quasi-homogène ($\phi(t) \simeq \phi(x, t)$).

P.2 Fluctuations quantiques du champ scalaire

Considérons à présent le cas où le champ scalaire est perturbé par une fluctuation quantique $\delta\phi$. Nous allons étudier ce qu'il advient de ces perturbations dans les conditions de *slow-roll* en étudiant les équations d'évolution de ϕ .

Reprenons l'équation d'onde scalaire 1.29 pour un champ ϕ que nous supposerons peu couplé à la gravité ainsi qu'un potentiel $V(\phi)$ en loi de puissance. En séparant la partie homogène du champ de sa partie perturbée de telle sorte que $\phi(x, t) = \phi(t) + \delta\phi(x, t)$, nous obtenons en linéarisant l'équation 1.29 :

$$\ddot{\delta\phi} + 3H\dot{\delta\phi} - \frac{\nabla^2\phi}{a^2} - m^2\delta\phi = 0 \quad (\text{P.5})$$

où $m^2 \equiv \partial^2 V / \partial \phi^2$ est la *masse effective* de l'inflaton. Cette relation peut être réécrite dans l'espace des phases comobiles \mathbf{k}/a :

$$\ddot{\delta\phi_{\mathbf{k}}} + 3H\dot{\delta\phi_{\mathbf{k}}} - \left(\frac{|\mathbf{k}|^2}{a^2} + m^2\right)\delta\phi_{\mathbf{k}} = 0 \quad (\text{P.6})$$

Les fluctuations quantiques du champ scalaire ont ainsi la même dynamique qu'un oscillateur harmonique. De ce fait les modes de Fourier ont des distributions de probabilité indépendantes et on peut alors dire, en utilisant le théorème de la Limite Centrale que les fluctuations quantiques du champ sont distribuées de façon gaussienne [Liddle & Lyth 2000].

Dans le formalisme de la mécanique quantique, la solution la plus générale à l'équation P.6 s'écrit comme une combinaison linéaire d'ondes planes [Khlebnikov & Tkachev 1996, Liddle & Lyth 2000] :

$$\delta\phi_{\mathbf{k}}(t) = f_k(t)a_{\mathbf{k}} + f_k^*(t)a_{\mathbf{k}}^\dagger \quad (\text{P.7})$$

où $a_{\mathbf{k}}$ et $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ sont les opérateurs quantiques de création et d'annihilation, en seconde quantification. Les fonctions f_k vérifient la relation P.6 :

$$\ddot{f}_k + 3H\dot{f}_k - \left(\frac{k^2}{a^2} + m^2\right)f_k = 0 \quad (\text{P.8})$$

Cherchons à présent les fonctions f_k satisfaisant aux échelles proches de la taille de l'horizon : $k \simeq aH$. Les conditions de *slow-roll* donnent $m^2 \ll H^2 \simeq k^2/a^2$. Ainsi le terme de masse devient négligeable devant k/a . De plus, en dehors de l'horizon, la physique cesse d'être causale, ce qui fait que nous pouvons négliger les variations de H . Les fonctions f_k prennent alors la forme [Liddle & Lyth 2000] :

$$f_k(t) = L^{-\frac{3}{2}} \frac{H}{\sqrt{2k^3}} \left(i + \frac{k}{aH}\right) e^{\frac{ik}{aH}} \quad (\text{P.9})$$

où L correspond à la longueur de normalisation de f_k . Les fluctuations étant distribuées suivant une statistique gaussienne, elles peuvent être décrites par leur spectre de puissance, qui s'écrit dans ce cas :

$$P_\phi(k) = \frac{k^3}{2\phi^2} |f_k|^2 \quad (\text{P.10})$$

Les perturbations ayant lieu à l'extérieur de l'horizon vérifient $k \ll aH$. En réécrivant P.9 avec cette condition, nous obtenons le spectre des perturbations dans ce cas :

$$f_k(t) = L^{-\frac{3}{2}} \frac{H}{\sqrt{2k^3}} i, \quad P_\phi^{\text{scal}}(k) = \frac{1}{L^3} \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 \quad (\text{P.11})$$

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, à la fin de l'inflation, la plupart des perturbations se situent à l'extérieur de l'horizon. De fait le spectre obtenu en équation P.11 décrit la distribution de la matière présente dans l'Univers. Notons qu'il est invariant d'échelle, ne dépendant pas de k .

Les fluctuations quantiques du vide associées au champ scalaire de l'inflation génèrent des perturbations, dites *tensorielles*, dont nous ne donnerons pas la formule ici (voir [Liddle & Lyth 2000]), et qui amène à un spectre de puissance de forme similaire à celui des perturbations scalaires. Pour des perturbations extérieures à l'horizon ce spectre s'écrit [Langlois 2004] :

$$P_{\phi}^{\text{tens}}(k) = \frac{8}{m_{\text{pl}}^2} \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2 \quad (\text{P.12})$$

où m_{pl} est la masse de Planck, définie par $m_{pl} \equiv \sqrt{\hbar c/G}$. Pour des perturbations extérieures à l'horizon, le spectre des perturbations tensorielles est lui aussi invariant d'échelle. Ces perturbations, dues aux fluctuations quantiques du vide, s'expriment sous la forme d'un fond d'ondes gravitationnelles primordiales, dont la signature est très activement recherchée à l'heure actuelle.

Q. Quelques définitions

Q.1 Le tenseur d'Einstein

Le tenseur d'Einstein contient la géométrie de l'espace temps. Il est défini à partir du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$.

Pour parvenir à l'écrire sous sa forme finale, il nous faut définir quelques entités au préalable. Commençons par le *symbole de Christoffel* :

$$\Gamma_{\nu\lambda}^{\mu} \equiv \frac{1}{2}g^{\mu\xi} \left(\frac{\partial g_{\xi\nu}}{\partial x^{\lambda}} + \frac{\partial g_{\xi\lambda}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial g_{\nu\lambda}}{\partial x^{\xi}} \right) \quad (\text{Q.1})$$

Le *tenseur de Ricci* est symétrique et peut être écrit à partir des symboles de Christoffel :

$$R_{\mu\nu} \equiv \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\xi}}{\partial x^{\xi}} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\xi}^{\xi}}{\partial x^{\nu}} + \Gamma_{\lambda\xi}^{\xi} \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} - \Gamma_{\nu\lambda}^{\xi} \Gamma_{\mu\xi}^{\lambda} \quad (\text{Q.2})$$

Le *scalaire de Ricci* ou *tenseur de courbure*, est invariant, il est obtenu par contraction du *tenseur de Ricci* avec la métrique :

$$R \equiv g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \quad (\text{Q.3})$$

Finalement, nous obtenons le *tenseur d'Einstein* qui s'écrit :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} \quad (\text{Q.4})$$

Q.2 Fonction Gamma

Pour tout $z \in \mathbb{C}$ tel que $Re(z) > 0$ la fonction Γ peut s'écrire :

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{z-1} e^{-t} dt \quad (\text{Q.5})$$

R. Harmoniques sphériques

Nous ne prétendons pas fournir ici une description complète des harmoniques sphériques "classiques" et spinnées, simplement de résumer les points essentiels de leur construction. Pour plus de détails mathématiques consulter les ouvrages auxquels nous nous sommes référé, [Cohen-Tannoudji 1973] pour les harmoniques sphériques et [Newmann & Penrose 1966, Goldberg et al 1967] pour les harmoniques sphériques spinnées.

Pour des ℓ et m entiers tels que $0 \leq m \leq \ell$ les polynomes de Legendre peuvent être exprimés par :

$$P_{\ell m}(\cos(\theta)) = \frac{(-1)^\ell}{2^\ell \ell!} (1 - \cos^2(\theta))^{m/2} \frac{d^{\ell+m}}{d \cos^{\ell+m} \theta} (1 - \cos^2(\theta))^\ell \quad (\text{R.1})$$

On peut alors définir les harmoniques sphériques comme suit, pour $-\ell \leq m \leq \ell$ ¹ :

$$Y_{\ell m}(\theta, \phi) = (-1)^{\frac{m+|m|}{2}} \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-|m|)!}{(\ell+|m|)!}} P_{\ell|m|}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (\text{R.2})$$

Ces fonction constituent une base orthonormée telle que :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{\ell' m'}^*(\theta, \phi) Y_{\ell m}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \quad (\text{R.3})$$

et complète :

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell' m'}^*(\theta, \phi) Y_{\ell m}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \frac{1}{\sin \theta} \delta_{\phi-\phi'} \delta_{\theta-\theta'} \quad (\text{R.4})$$

R.1 Les matrices $D_{m'm}^\ell$

Pour décrire les observations d'émissions polarisées il est d'usage de définir une direction d'observation $\vec{n}(\theta, \phi)$ ainsi que les angles de polarisation ψ définis dans une base orthonormale à \vec{n} . Il faut alors pouvoir exprimer l'effet d'une rotation d'angle ψ . Dans le formalisme associé aux harmoniques sphériques ont utilise les angles d'Euler.

Soit un repère centré en 0 décrit par la base $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Considérons l'effet d'une rotation R caractérisée par les angles d'Euler (ϕ, θ, ψ) . Cela revient à effectuer successivement trois rotation comme suit :

$$(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}) \xrightarrow{R(\vec{z}, \phi)} (\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}' = \vec{z}) \xrightarrow{R(\vec{y}', \theta)} (\vec{x}'', \vec{y}'' = \vec{y}', \vec{z}'') \xrightarrow{R(\vec{z}'', \psi)} (\vec{X}, \vec{Y} = \vec{y}', \vec{Z} = \vec{z}'') \quad (\text{R.5})$$

La direction d'observation \vec{n} devient \vec{N} dans la base ayant subit la rotation R . On peut alors définir l'ensemble des matrices $D_{mm'}^\ell$ telles que :

$$Y_{\ell m}(\vec{N}) = \sum_{m'} Y_{\ell m'}(\vec{n}) D_{mm'}^\ell(R^{-1}(\phi, \theta, \psi)) \quad (\text{R.6})$$

¹Les harmoniques sphériques sont souvent décrites comme fonctions propres du moment cinétique en mécanique. Elles ont en fait été définies antérieurement par Laplace, au facteur de phase $(-1)^\ell$ près.

En suivant [Goldberg et al 1967] on en déduit la relation suivante :

$$D_{mm'}^\ell(\phi, \theta, \psi) = \left[\frac{(\ell+m)!(\ell-m)!}{(\ell+m')!(\ell-m')!} \right]^{1/2} \sin^{2\ell}(\theta/2) e^{im\phi} e^{im'\psi} \times \sum_r (-1)^{\ell+m'-r} \binom{\ell+m'}{r} \binom{\ell-m'}{r-m-m'} (\cotan(\theta/2))^{2r-m} \quad (\text{R.7})$$

Avec la propriété suivante :

$$D_{0m}^\ell(\phi, \theta, \psi) = \sqrt{\frac{4\pi}{(2\ell+1)}} Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (\text{R.8})$$

R.2 Relation entre les matrices $D_{mm'}^\ell$ et les moments cinétiques

L'opérateur moment peut être défini comme :

$$\mathbf{L} = \vec{x} \times \vec{\nabla} \quad (\text{R.9})$$

On peut donc définir les opérateurs de projection L_z et L_\pm de la façon suivante :

$$L_z = \vec{L} \cdot \vec{z} = -i \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (\text{R.10})$$

$$L_\pm = L_x \pm iL_y = e^{\pm i\theta} \left(\pm \frac{\partial}{\partial \theta} + i \cotan \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \psi} \right) \quad (\text{R.11})$$

Pour toute valeur du spin s on a alors :

$$\mathbf{L}^2 D_{-sm}^\ell = \ell(\ell+1) D_{-sm}^\ell \quad (\text{R.12})$$

$$L_z D_{-sm}^\ell = m D_{-sm}^\ell \quad (\text{R.13})$$

$$L_\pm D_{-sm}^\ell = \sqrt{(\ell \mp m)(\ell \mp m + 1)} D_{-sm \pm 1}^\ell \quad (\text{R.14})$$

R.3 Harmoniques sphériques spinnées

Nous utiliserons un repère (r, θ, ϕ) dans une base $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Tout point de la sphère peut alors être déterminé par un vecteur $\vec{n}(\theta, \phi)$. En ce point nous pouvons définir deux vecteurs (\vec{e}_1, \vec{e}_2) , tangents à la sphère et orthogonaux à \vec{n} par construction.

Une fonction ${}_s f(\theta, \phi, \vec{e}_1, \vec{e}_2)$ est dite de *spin* s si, lors d'une rotation d'angle ϕ autour de \vec{n} , transformant (\vec{e}_1, \vec{e}_2) en (\vec{e}_1', \vec{e}_2') , elle devient :

$${}_s f(\theta, \phi, \vec{e}_1', \vec{e}_2') = e^{-is\psi} {}_s f(\theta, \phi, \vec{e}_1, \vec{e}_2) \quad (\text{R.15})$$

Cette fonction est le plus souvent notée ${}_s f(\theta, \phi)$ car sa valeur dépend en fait de la sur la sphère. Notons que cette valeur dépend en fait implicitement du choix de la base (\vec{e}_1, \vec{e}_2) dans le plan tangent à la sphère au point considéré. Si le choix des vecteurs n'est pas précisé cela signifie que l'on a choisi les vecteurs $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ définissant les méridiens et les parallèles sur la sphère.

La relation R.7 montre que les matrices $D_{mm'}^\ell$ sont de spin m' . Les harmoniques sphériques peuvent alors être définies comme suit :

$${}_s Y_{\ell m}(\theta, \phi) \equiv \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} D_{-sm}^\ell(\phi, \theta, 0) \quad (\text{R.16})$$

Le spin intervient en fait en cas de rotation autour du vecteur position \vec{n} . De la même manière que nous avons défini la projection du moment cinétique suivant \vec{z} nous pouvons définir la projection K_n suivant \vec{n} et les opérateurs K_\pm par :

$$K_z = i \frac{\partial}{\partial \psi} \quad (\text{R.17})$$

$$K_\pm = -e^{\mp i\psi} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} - i \cotan \theta \frac{\partial}{\partial \psi} \pm \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right] \quad (\text{R.18})$$

Ils agissent sur les matrices D_{-sm}^ℓ ainsi :

$$\mathbf{K}^2 D_{-sm}^\ell = \ell(\ell+1) D_{-sm}^\ell \quad (\text{R.19})$$

$$K_z D_{-sm}^\ell = s D_{-sm}^\ell \quad (\text{R.20})$$

$$K_\pm D_{-sm}^\ell = \sqrt{(\ell \mp s)(\ell \mp s + 1)} D_{-s \pm 1 m}^\ell \quad (\text{R.21})$$

Lors d'une action sur D_{-sm}^ℓ l'expression de K_\pm se simplifie en :

$$\begin{aligned} K_\pm &= -e^{\mp i\psi} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} - s \cotan \theta \pm \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right] \\ &= -e^{\mp i\psi} (\sin \theta)^s \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \pm \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right] (\sin \theta)^{-s} \end{aligned} \quad (\text{R.22})$$

Dans le cas où $\psi = 0$, les opérateurs K_\pm sont notés ρ et $\bar{\rho}$ et sont appelés *opérateurs création et annihilation de spin*. Ils agissent sur les ${}_s Y_{\ell m}$ comme suit :

$$\begin{aligned} \rho &= \sqrt{(\ell-s)(\ell+s+1)} {}_{s+1} Y_{\ell m} \\ \bar{\rho} &= \sqrt{(\ell+s)(\ell-s+1)} {}_{s-1} Y_{\ell m} \end{aligned} \quad (\text{R.23})$$

La relation R.8 permet alors de relier les harmoniques sphériques spinnées aux harmoniques sphériques classiques :

$${}_s Y_{\ell m} = \begin{cases} \sqrt{\frac{(\ell-s)!}{(\ell+s)!}} & (0 \leq s \leq 1) \\ (-1)^s \sqrt{\frac{(\ell+s)!}{(\ell-s)!}} & (-1 \leq s \leq 0) \end{cases} \quad (\text{R.24})$$

De même que les matrices $D_{mm'}^\ell$, les ${}_s Y_{\ell m}$ forme une base orthonormée :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi {}_s\bar{Y}_{\ell m}(\theta, \phi) {}_s\bar{Y}_{\ell' m'}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}$$

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} {}_s\bar{Y}_{\ell m}(\theta, \phi) {}_s\bar{Y}_{\ell m}(\theta', \phi') \sin \theta d\theta d\phi = \delta_{\phi-\phi'} \delta_{\cos \theta - \cos \theta'}$$

Il est alors possible de décomposer toute fonction de spin s sur la sphère dans la base des ${}_sY_{\ell m}$.

Les harmoniques sphériques spinnées s'écrivent analytiquement de la façon suivante :

$${}_sY_{\ell m}(\theta, \phi) = e^{im\phi} \left[\frac{(\ell+m)!(\ell-m)!}{(\ell+s)!(\ell-s)!} \right]^{1/2} \sin^{2\ell}(\theta/2) \times$$

$$\sum_r (-1)^{\ell-s-r+m} \binom{\ell+s}{r} \binom{\ell+s}{r-m+s} (\cotan(\theta/2))^{2r-m} \quad (\text{R.25})$$

S. matrice de couplage

Nous allons donner ici une description détaillée des matrices de couplage en polarisation, rendant compte de l'effet d'une couverture incomplète du ciel dans l'espace des harmoniques sphériques. Nous verrons en particulier comment cette couverture incomplète entraîne un mélange des modes E et B en polarisation.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, la décomposition de vecteurs sur la sphère s'effectue à l'aide des harmoniques sphériques spinnées. Les paramètres I , Q et U s'écrivent alors :

$$T(\vec{n}) = \sum_{\ell m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (\text{S.1})$$

$$Q(\vec{n}) \pm iU(\vec{n}) = \sum_{\ell m} a_{\mp 2, \ell m} Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (\text{S.2})$$

En général on définit les quantités scalaire E et pseudo-scalaire B par :

$$\begin{aligned} E(\vec{n}) &\equiv \sum_{\ell, m} a_{\ell m}^E Y_{\ell m} \\ B(\vec{n}) &\equiv \sum_{\ell, m} a_{\ell m}^B Y_{\ell m} \end{aligned} \quad (\text{S.3})$$

avec les coefficients $a_{\ell m}^E$ et $a_{\ell m}^B$:

$$a_{\mp 2, \ell m} = a_{\ell m}^E \pm i a_{\ell m}^B \quad (\text{S.4})$$

En utilisant les propriétés des harmoniques sphériques spinnées et les définitions S.1, on peut écrire :

$$\begin{aligned} E_{\ell m} &= \frac{1}{2} \int d\vec{n} [Q(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) + {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) - iU(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) - {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n}))] \\ B_{\ell m} &= -\frac{1}{2} \int d\vec{n} [U(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) + {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) + iQ(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) - {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n}))] \end{aligned} \quad (\text{S.5})$$

Comme dans le cas de la température [Hivon et al 2002], on peut estimer les termes de couplage dans l'espace des harmoniques sphériques dus au masque $W(\vec{n})$ appliqué aux données :

$$\begin{aligned}
\tilde{T}_{\ell m} &= \sum_{\ell' m'} \sum_{\ell'' m''} w_{\ell'' m''}^T T_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell' m'}(\vec{n}) Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) Y_{\ell m}^*(\vec{n}) \\
\tilde{E}_{\ell m} &= \frac{1}{2} \sum_{\ell' m'} \sum_{\ell'' m''} w_{\ell'' m''}^P \\
&\quad \times \left[E_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) + {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right. \\
&\quad \left. + i B_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) - {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right] \\
\tilde{B}_{\ell m} &= \frac{1}{2} \sum_{\ell' m'} \sum_{\ell'' m''} w_{\ell'' m''}^P \\
&\quad \times \left[B_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) + {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right. \\
&\quad \left. - i E_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) - {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right] \quad (S.6)
\end{aligned}$$

La décomposition du masque en harmoniques sphériques est notée :

$$W(\vec{n}) = \sum_{\ell m} w_{\ell m} Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (S.7)$$

En remplaçant $Q(\mathbf{n})$ et $U(\mathbf{n})$ par les coefficients $a_{\ell m}^E$ et $a_{\ell m}^B$ on obtient alors :

$$\begin{aligned}
\tilde{T}_{\ell m} &= \sum_{\ell' m'} \sum_{\ell'' m''} w_{\ell'' m''}^T T_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell' m'}(\vec{n}) Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) Y_{\ell m}^*(\vec{n}) \\
\tilde{E}_{\ell m} &= \frac{1}{2} \sum_{\ell' m'} \sum_{\ell'' m''} w_{\ell'' m''}^P \\
&\quad \times \left[E_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) + {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right. \\
&\quad \left. + i B_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) - {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right] \\
\tilde{B}_{\ell m} &= \frac{1}{2} \sum_{\ell' m'} \sum_{\ell'' m''} w_{\ell'' m''}^P \\
&\quad \times \left[B_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) + {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right. \\
&\quad \left. - i E_{\ell' m'} \int d\vec{n} Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) ({}_2Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_2Y_{\ell m}^*(\vec{n}) - {}_{-2}Y_{\ell' m'}(\vec{n}) {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\vec{n})) \right] \quad (S.8)
\end{aligned}$$

Les intégrales vont pouvoir se réduire en utilisant la propriété des fonctions $Y_{\ell m}$ suivante :

$$\begin{aligned}
&\int d\vec{n} Y_{\ell m}^*(\vec{n}) Y_{\ell' m'}(\vec{n}) Y_{\ell'' m''}(\vec{n}) = (-1)^{(N+m)} \\
&\times \left[\frac{(2\ell+1)(2\ell'+1)(2\ell''+1)}{4\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ -N & N' & N'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ -m & m' & m'' \end{pmatrix} \quad (S.9)
\end{aligned}$$

où les matrices entre parenthèses représentent les symboles 3- j de Wigner. Leurs propriétés d'orthogonalité et de symétrie [Rotenberg 1959] vont permettre d'annuler les termes imaginaires dans S.8. Notons que la somme des 3- j de Wigner sur m , m' et m'' vaut $1/(2\ell'' + 1)$ si $N = N' = N'' = m = m' = m''$.

Nous pouvons maintenant écrire les estimateurs des spectres de puissance angulaire à partir des estimateurs des coefficients de décomposition en harmoniques sphériques. Le couplage résultant de la couverture incomplète peut alors s'écrire sous la forme d'une matrice de couplage des modes $M_{\ell\ell'}$:

$$\tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{\prime} = \sum_{\ell} \mathcal{M}_{\ell\ell'} \mathcal{C}_{\ell} \quad \Leftrightarrow \quad (\text{S.10})$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{TT} \\ \tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{EE} \\ \tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{BB} \\ \tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{TE} \\ \tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{TB} \\ \tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{EB} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{\ell\ell'}^{TT,TT} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{\ell\ell'}^{EE,EE} & M_{\ell\ell'}^{EE,BB} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{\ell\ell'}^{BB,EE} & M_{\ell\ell'}^{BB,BB} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{\ell\ell'}^{TE,TE} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & M_{\ell\ell'}^{TB,TB} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & M_{\ell\ell'}^{EB,EB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{\ell'}^{TT} \\ C_{\ell'}^{EE} \\ C_{\ell'}^{BB} \\ C_{\ell'}^{TE} \\ C_{\ell'}^{TB} \\ C_{\ell'}^{EB} \end{pmatrix}$$

Les spectres de puissance non biaisés s'écrivent alors par l'inversion de l'équation S.10 : $\mathcal{C}_{\ell} = \sum \mathcal{M}_{\ell\ell'}^{-1} \tilde{\mathcal{C}}_{\ell}^{\prime}$. En considérant les propriétés d'orthogonalité et de symétrie des symboles 3- j de Wigner, les éléments de la matrice de couplage des modes non nuls s'écrivent :

$$\begin{aligned} M_{\ell\ell'}^{TT,TT} &= \frac{(2\ell' + 1)}{4\pi} \sum_{\ell''} \mathcal{W}_{\ell''}^{TT} \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \\ M_{\ell\ell'}^{TE,TE} &= M_{\ell\ell'}^{TB,TB} \\ &= \frac{(2\ell' + 1)}{8\pi} \sum_{\ell''} \mathcal{W}_{\ell''}^{TP} \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ -2 & 2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 2 & -2 & 0 \end{pmatrix} \right] \\ M_{\ell\ell'}^{EE,EE} &= M_{\ell\ell'}^{BB,BB} \\ &= \frac{(2\ell' + 1)}{16\pi} \sum_{\ell''} \mathcal{W}_{\ell''}^{PP} \left[\begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ -2 & 2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 2 & -2 & 0 \end{pmatrix} \right]^2 \\ M_{\ell\ell'}^{EE,BB} &= M_{\ell\ell'}^{BB,EE} \\ &= \frac{(2\ell' + 1)}{16\pi} \sum_{\ell''} \mathcal{W}_{\ell''}^{PP} \left[\begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ -2 & 2 & 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 2 & -2 & 0 \end{pmatrix} \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{S.11})$$

où $\mathcal{W}_{\ell}^{XX'}$, $\{X, X'\} \in \{T, E, B\}$ sont les spectres de puissance angulaire associés aux masques :

$$\mathcal{W}_{\ell}^{XX} = \sum_m w_{\ell m}^X w_{\ell m}^{X'\star} \quad (\text{S.12})$$

Notons que si les masques diffèrent entre les cartes I , Q et U , le couplage entre modes et entre température et polarisation augmente.

Nous pouvons voir que si la couverture du ciel est incomplète, l'estimation des spectres de puissance angulaire, tant qu'elle n'est pas corrigée de sa matrice de couplage de modes, induit un mélange entre modes E et modes B .

T. Paramètres de Stokes de la diffusion Thomson

Nous allons détailler ici les calculs des paramètres de Stokes I , Q et U en fonction des harmoniques sphériques en suivant [Kosowsky 1996]. Le but est de démontrer que seuls les quadripôles contribuent à créer des modes Q et U .

T.1 Calcul de I

$$I = \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{\Phi=0}^{\Phi=2\pi} Y_{\ell,m}(\theta, \Phi) (1 + \cos^2(\theta)) \sin(\theta) d\theta d\Phi \quad (\text{T.1})$$

On constate que l'intégration sur Φ donne 0 si $m \neq 0$. Considérons à présent l'intégration sur θ :

$$I = \int_0^\pi \frac{d^\ell}{d \cos^\ell \theta} (1 - \cos^2 \theta)^\ell (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{T.2})$$

En effectuant le changement de variable $x = \cos \theta$ on obtient alors :

$$I = \int_{-1}^1 \frac{d^\ell}{d \cos^\ell x} (1 - x^2)^\ell (1 + x^2) dx \quad (\text{T.3})$$

Si ℓ est impair, le polynôme $\frac{d^\ell}{dx^\ell} (1 - x^2)^\ell$ est impair et son intégration sur $[-1,1]$ est alors nulle.

Les termes d'ordres multipolaires impairs ne contribuent donc pas à l'intensité perçue par l'observateur.

Considérons à présent le cas où $\ell \geq 4$. Deux intégrations par parties successives nous conduisent à :

$$I = \left[\frac{d^{\ell-1}}{dx^{\ell-1}} (1 - x^2)^\ell (1 + x^2) \right]_{-1}^1 - \left[\frac{d^{\ell-2}}{dx^{\ell-2}} (1 - x^2)^\ell \times 2 \right]_{-1}^1 + 2 \left[\frac{d^{\ell-3}}{dx^{\ell-3}} (1 - x^2)^\ell \right]_{-1}^1 \quad (\text{T.4})$$

En utilisant le fait que pour deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$, et pour un entier ℓ :

$$\frac{d^\ell}{dx^\ell} (fg) = \sum_{k=0}^{\ell} C_\ell^k f^{(k)} g^{(\ell-k)} \quad (\text{T.5})$$

Nous pouvons constater que chacun des crochets s'annule car il reste au moins un terme $(1 - x^2)$ en facteur.

Les termes d'ordres multipolaires supérieurs ou égaux à 4 ne contribuent donc pas à l'intensité vue par l'observateur.

À présent, calculons les contributions de Y_{00} et Y_{20} . Nous avons :

$$Y_{00}(\theta, \Phi) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (\text{T.6})$$

$$Y_{20}(\theta, \Phi) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (\text{T.7})$$

ainsi :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{00}(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = \frac{2\pi}{\sqrt{4\pi}} \int_{-1}^1 (1 + x^2) dx = \frac{8}{3} \sqrt{\pi} \quad (\text{T.8})$$

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{20}(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = 2\pi \int_{-1}^1 (1 + x^2)(3x^2 - 1) dx = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \quad (\text{T.9})$$

finalement :

$$I = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int I'(\theta, \Phi)(1 + \cos^2 \theta) d\Omega \quad (\text{T.10})$$

$$= \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int (a_{00}Y_{00} + a_{20}Y_{20})(1 + \cos^2 \theta) d\Omega \quad (\text{T.11})$$

$$= \frac{3\sigma_T}{16\pi} \left[\frac{8}{3} \sqrt{\pi} a_{00} + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} a_{20} \right] \quad (\text{T.12})$$

T.2 Calcul de Q et U

Nous partons des expressions :

$$Q \propto \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{\Phi=0}^{\Phi=2\pi} Y_{\ell,m}(\theta, \Phi) \sin^2 \theta \cos 2\Phi \sin \theta d\theta d\Phi \quad (\text{T.13})$$

et :

$$U \propto \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{\Phi=0}^{\Phi=2\pi} Y_{\ell,m}(\theta, \Phi) \sin^2 \theta \sin 2\Phi \sin \theta d\theta d\Phi \quad (\text{T.14})$$

Nous ne détaillerons ici que le calcul de Q , le calcul de U étant très similaire. Le terme dépendant sur Φ s'écrit :

$$\int_0^{2\pi} e^{im\Phi} \cos \Phi d\Phi = \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{2} [\cos(m+2)\Phi + \cos(m-2)\Phi] + i \frac{1}{2} [\sin(m+2)\Phi + \sin(m-2)\Phi] \right) d\Phi \quad (\text{T.15})$$

La partie imaginaire de cette intégrale est donc nulle pour tout m , la partie réelle est non nulle pour $m = \pm 2$ et vaut π . Seules les $Y_{\ell 2}(Y_{\ell - 2})$ contribuent à $Q(U)$. L'argument sur la parité du polynôme tient encore pour l'intégrale tient encore sur θ et assure que pour tout ℓ impair, l'intégrale sur θ s'annule. Ces deux résultats font que l'on peut se restreindre par la suite à l'étude des contributions $\ell \geq 2$ et pairs. Supposons alors que $\ell \geq 4$:

$$\int_0^\pi \sin^2 \theta (1 - \cos^2 \theta) \frac{d^{\ell+2}}{d \cos^{\ell+2} \theta} (1 - \cos^2 \theta)^\ell \sin \theta d\theta = \int_{-1}^1 (1 - x^2)^2 \frac{d^{\ell+2}}{dx^{\ell+2}} (1 - x^2)^\ell dx \quad (\text{T.16})$$

En effectuant 5 intégrations par parties successives, l'expression précédente devient :

$$\int_{-1}^1 \frac{d^{\ell-3}}{dx^{\ell-3}} (1 - x^2)^\ell dx \quad (\text{T.17})$$

Ainsi, dès lors que $\ell \geq 4$, cette intégrale s'annule comme c'était le cas pour le calcul de I .

La seule composante multipolaire du rayonnement incident qui génère la polarisation est celle qui se projette sur $Y_{2\pm 2}$.

Ainsi :

$$Y_{22}(\theta, \Phi) = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} s \sin^2 \theta e^{i2\Phi} \quad (\text{T.18})$$

d'où il vient :

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} Y_{22}(\theta, \Phi) \sin^2 \theta \cos 2\Phi \sin \theta d\theta d\Phi = \sqrt{15} 32\pi \int_0^\pi \sin^5 \theta d\theta \quad (\text{T.19})$$

Finalement :

$$Q = \frac{3\sigma_T}{8\pi} \text{Re} \left[\int I'(\theta, \Phi) \cos(2\Phi) d\Omega \right] = \frac{3\sigma_T}{8\pi} \sqrt{2\pi} 15 \text{Re}[a_{22}] \quad (\text{T.20})$$

$$U = \frac{3\sigma_T}{8\pi} \text{Re} \left[\int I'(\theta, \Phi) \sin(2\Phi) d\Omega \right] = -\frac{3\sigma_T}{8\pi} \sqrt{2\pi} 15 \text{Im}[a_{22}] \quad (\text{T.21})$$

$$(\text{T.22})$$

U. Comparaison des spectres de puissance du modèle d'émissions galactiques aux données des expériences WMAP et ARCHEOPS

Nous présentons ici les résultats relatifs à l'étude détaillée dans le paragraphe 13.2 où nous comparons les spectres de puissance angulaire C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{EE} , C_ℓ^{BB} , C_ℓ^{TE} , C_ℓ^{TB} et C_ℓ^{EB} aux spectres de puissance construits à partir des données WMAP et ARCHEOPS. Nous présentons ici les résultats à 23 GHz avec une coupure galactique $|b| > 0^\circ$ et à 353 GHz $|b| > 5^\circ$ et $|b| > 10^\circ$

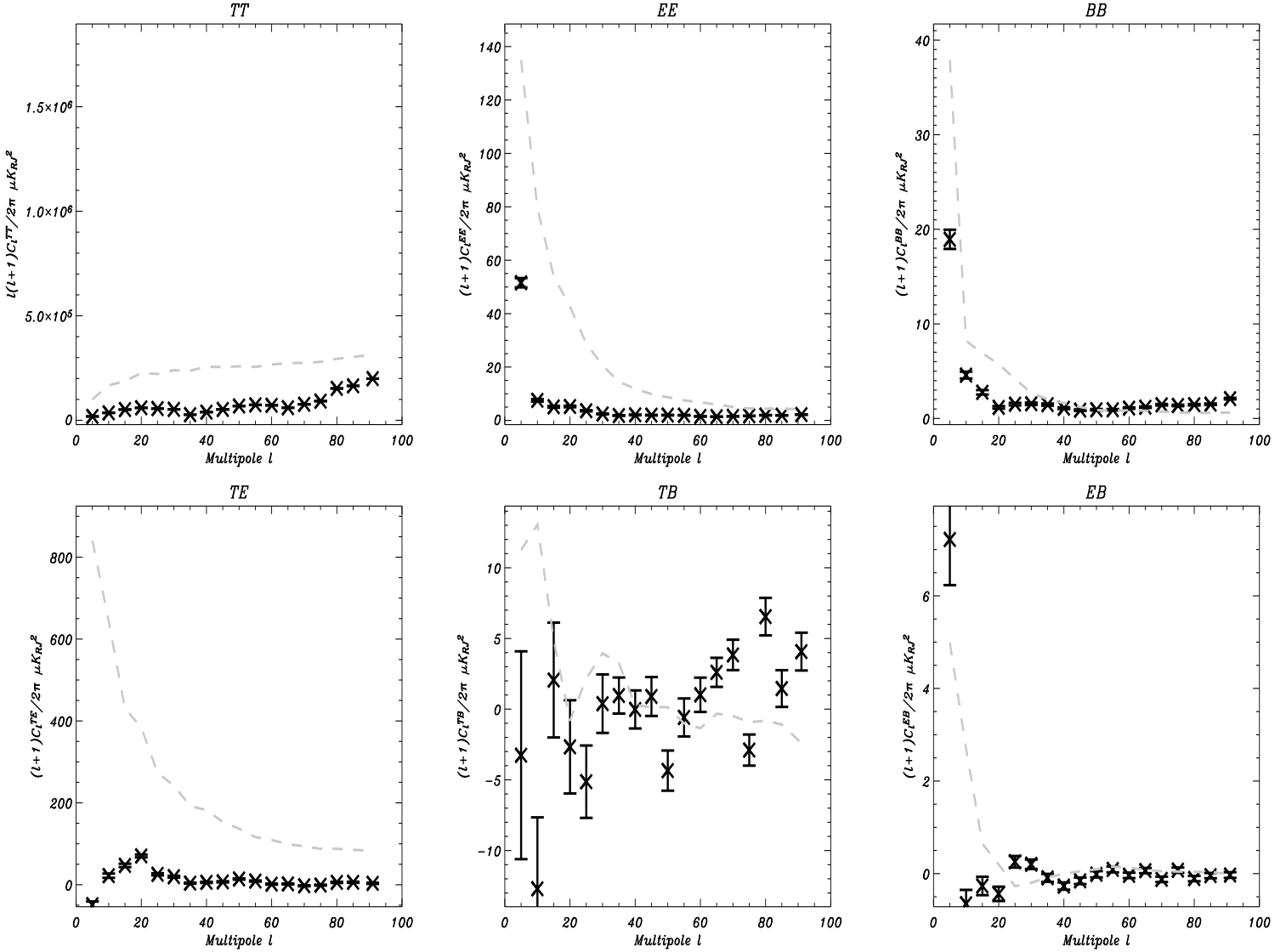


FIG. U.1 – Spectres de puissance C_{ℓ}^{TT} , C_{ℓ}^{EE} , C_{ℓ}^{BB} , C_{ℓ}^{TE} , C_{ℓ}^{TB} , C_{ℓ}^{EB} à 23 GHz construits à partir des données WMAP (en noir) et à partir du modèle d'émission synchrotron incluant un champ magnétique de type MLS (en gris) calculés sur tout le ciel.

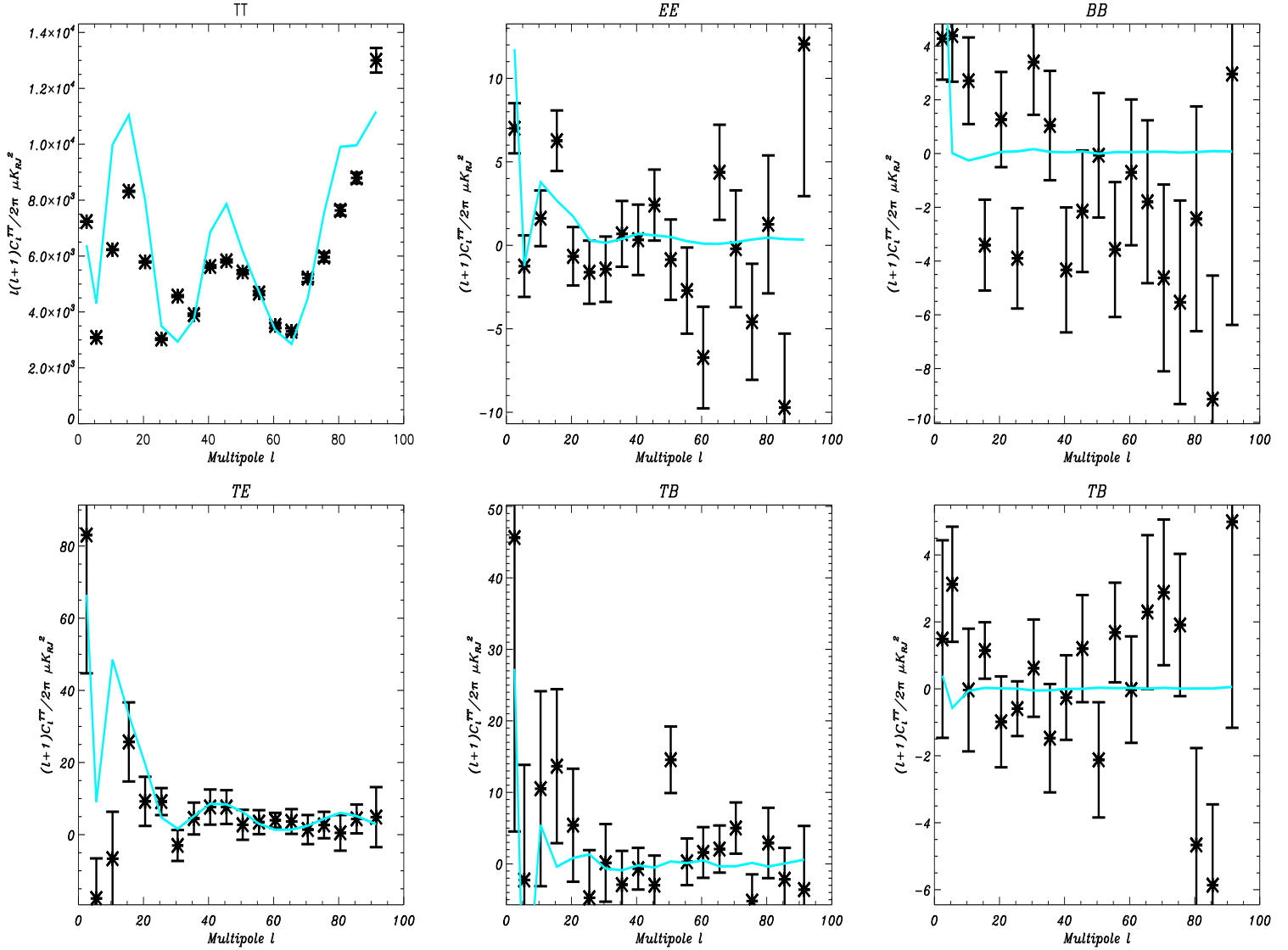


FIG. U.2 – Spectres de puissance C_{ℓ}^{TT} , C_{ℓ}^{EE} , C_{ℓ}^{BB} , C_{ℓ}^{TE} , C_{ℓ}^{TB} , C_{ℓ}^{EB} à 353 GHz construits à partir des données ARCHEOPS (en noir) et à partir du modèle d'émission de poussière incluant un champ magnétique de type MLS (en bleu) en appliquant une coupure $|b| > 5^{\circ}$ par rapport au plan galactique.

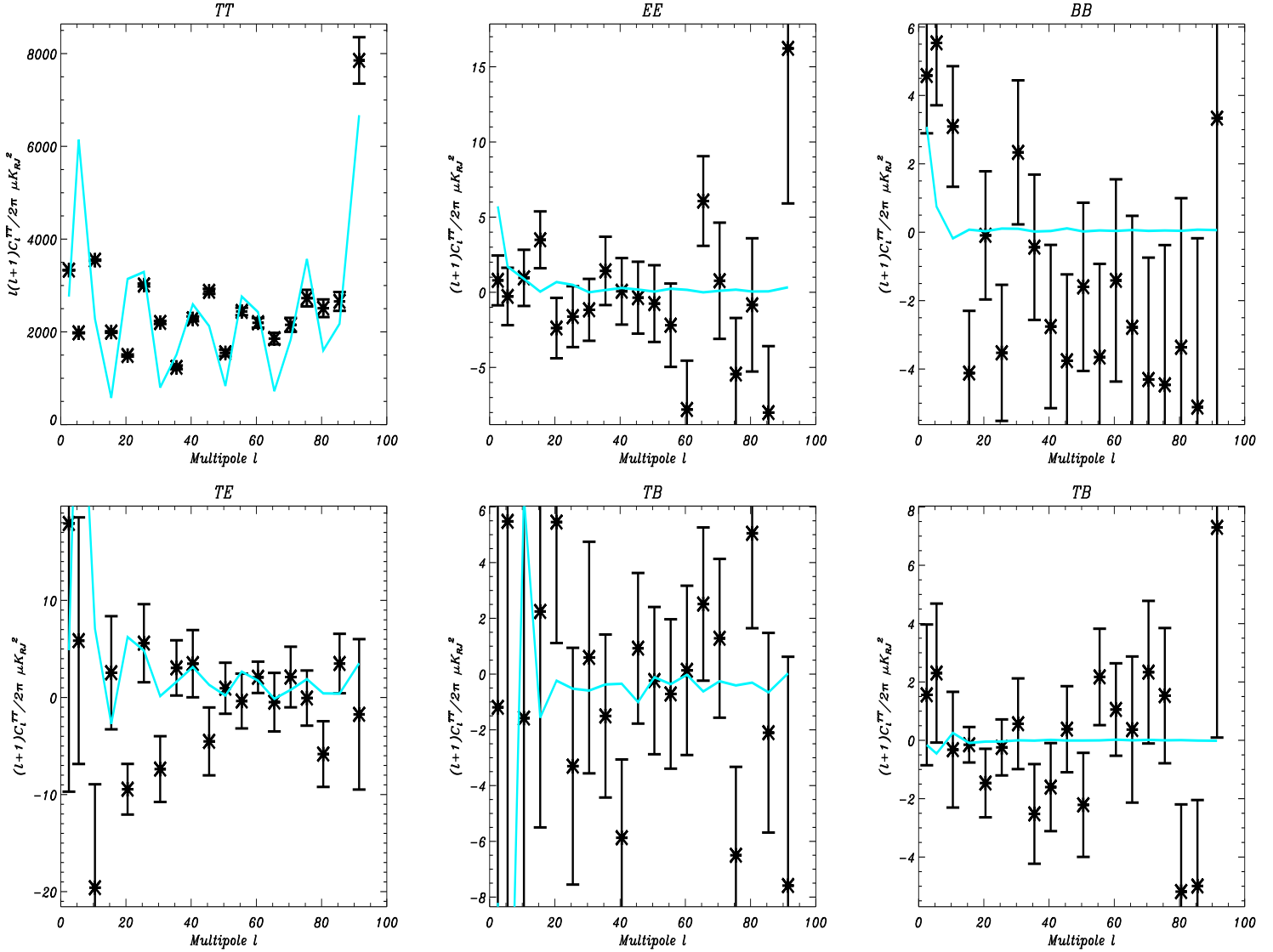


FIG. U.3 – Spectres de puissance C_{ℓ}^{TT} , C_{ℓ}^{EE} , C_{ℓ}^{BB} , C_{ℓ}^{TE} , C_{ℓ}^{TB} , C_{ℓ}^{EB} à 353 GHz construits à partir des données ARCHEOPS (en noir) et à partir du modèle d'émission de poussière incluant un champ magnétique de type MLS (en bleu) en appliquant une coupure $|b| > 10^{\circ}$ par rapport au plan galactique.

Bibliographie

- [Abbas et al 2004] Abbas M.M. et al, 2004, ApJ, **641**, 781.
- [Abbott et al 1982] Abbott L.F., Farhi E. & Wise M.B., Phys. Rev. Lett., 1982,**117**, 29.
- [Albrecht et al 1982] Albrecht A. et al, 1982, Phys. rev. Lett., **48**, 1437.
- [Alpher & Herman 1948] Alpher R. & Herman R., 1948, Nature, **162**, 774.
- [Astier et al 2006] Astier P. et al, 2006, A&A, **447**, 31.
- [Aumont & Macías-Pérez 2007] Aumont J. & Macias-Perez J.F., MNRAS, **376**, 39.
- [Banday et al 2003] Banday A.J., Dickinson C., Davies R.D. et al, 2003, MNRAS, **345**, 897.
- [Bartolo et al 2006] Bartolo N., Matarrese S. & Riotto G., 2006, JCAP, **6**, 24.
- [Bartolo et al 2010] Bartolo N., Matarrese S. & Riotto G., 2010, **astro-ph/1001.3957**.
- [Bastero-Gil et al 2010] Bastero-Gil M., Macías-Pérez J.F. & Santos D., 2010, **astro-ph/1005.4054**.
- [Battaner et al 2008] Battaner E. et al, 2008, Lecture Notes and Essays in Astrophysics, **3**, 83.
- [Battistelli et al 2006] Battistelli E. S. et al, 2006, ApJ, **645**, 141.
- [Baumann et al 2009] Baumann D. et al, 2009, AIP Conf. Proc., **1141**, 10.
- [Beck et al 1996] Beck R. et al, 1996, ARA&A, **34**, 155.
- [Beck 2001] Beck R., Space Science Reviews, **99**, 243
- [Beck 2008a] Beck R., 2008, American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, ed. Aharonian F. A. Hofmann W. & Rieger F, 83.
- [Bennett et al 2003a] Bennett C.L. et al, 2003, ApJS, **148**, 97.
- [Bennett et al 2003b] Bennett C.L. et al, 2003, ApJS, **148**, 1.
- [Bennett et al 2003c] Bennett C.L. et al, 2003, ApJS, **583**, 1.
- [Benoît et al 1994] Benoît A., Caussignac M. & Pujol S., 1994, Phy. B, **197**, 48.
- [Benoît et al 2002] Benoît A. et al, 2002, Astro. Phys., **17**, 101.
- [Benoît et al 2003a] Benoît A. et al, A&A, **399**, 19.
- [Benoît et al 2003b] Benoît A. et al, A&A, **399**, 25.
- [Benoît et al 2004] Benoît A. et al, A&A, **424**, 571.
- [De Bernardis et al 2000] De Bernardis P. et al, 2000, Nature, **404**, 955.
- [Berkhuijsen et al 1997] Berkhuijsen E. M. et al, 1997, a&a, **381**, 700.
- [Bernardi et al 2003] Bernardi G. et al, 2003, MNRAS, **344**, 347.
- [Bersanelli & Mandolesi 2000] Bersanelli M. & Mandolesi N., 2000, Astro. Lett. & Comm., **37**, 171.
- [Betoule et al 2009] Betoule M. et al, 2008, A&A, **503**, 691.
- [Bevington]
- [Bhandari et al 2000] Bhandari P. et al, 2000, Astro. Lett. & Comm., **37**, 227.
- [Bhandari et al 2001] Bhandari P. et al, 2001, *Cryocooler*, **11**, 541.

- [Bock et al 1995] Bock J. J. et al, 1995, *Space Sci. Rev.*, **74**, 229.
- [Bond et al 1998] Bond J.R., Jaffe A.H., Knox L., 1998, *Phys. Rev. D*, **57**, 2117.
- [Bot et al 2010] Bot C. et al, 2010, **astro-ph/1008.2875**
- [Bouchet et al 1998] Bouchet F. & Hernquist L., 1998, *ApJS*, **68**, 521.
- [Boulanger et al 1996] Boulanger F. et al, 1996, *A&A*, **312**, 256.
- [Bourrachot 2004] Bourrachot A., Thèse de doctorat, *Contributions à l'analyse des données dans l'expérience Archeops et à la mesure de la masse des neutrinos avec les expériences CMB.*, Université Paris IX.
- [Breitschwerdt & de Avillez 2006] Breitschwerdt D. & de Avillez M.A., 2006, *A&A*, **452**, 1.
- [Brouw & Spoelstra 1976] Brouw N.W. & Spoelstra T.A.T., 1976, *A. & A. Sup. S.*, **26**, 129
- [Brown et al 2007] Brown J.C. et al, 2007, *ApJ*, **663**, 258.
- [Carretti et al 2009] Carretti E. et al, 2009, **astro-ph/0907.4861v1**
- [Chandrasekhar 1960] Chandrasekhar S., 1960, *Radiative Transfer*, Dover, New York.
- [Cho & Lazarian 2005] Cho J. & Lazarian A., 2005, *ApJ*, **631**, 361.
- [Cohen-Tannoudji 1973] Cohen-Tannoudji C., Diu B. & Laloë, *Mécanique quantique, Tome I*, Hermann, 1973.
- [Cordes & Lazio 2003] Cordes J. M. & Lazio T. J. W., 2003, **astro-ph/0301598**.
- [Curto et al 2007] Curto A. et al, 2007, *A&A*, **474**, 23.
- [Curto et al 2008] Curto A. et al, 2008, *A&A*, **486**, 383.
- [D'Aimco et al 2008] D'Amico G. et al, 2008, *JCAP*, **1**, 5.
- [Davis 1955] Davis L., 1955, *Vistas in Astronomy*, ed. A. Beer, **1**, 336.
- [Davis & Greenstein 1951] Davis L. & Greenstein J. L., 1951, *ApJ*, **114**, 206.
- [de Bernardis et al 2002] Bernardis P., 2002, *Nature*, **404**, 955.
- [de Oliveira-Costa et al 1997] de Oliveira-Costa A. et al, 1997, *ApJ*, **482**, 17.
- [de Oliveira-Costa et al 1998] de Oliveira-Costa A. et al, 1998, *ApJ*, **509**, 9.
- [de Oliveira-Costa et al 1999] de Oliveira-Costa A. et al, 1999, *ApJ*, **527**, 9.
- [de Oliveira-Costa et al 2000] de Oliveira-Costa A. et al, 2000, *ApJ*, **542**, 5.
- [de Oliveira-Costa et al 2002] de Oliveira-Costa A. et al, 2002, *ApJ*, **567**, 363.
- [de Oliveira-Costa et al 2004] de Oliveira-Costa A. et al, 2004, *ApJ*, **606**, 89.
- [Delabrouille et al 2003] Delabrouille J., Cardoso J.-F. & Patanchon G., 2003, *MNRAS*, **346**, 1089.
- [Désert et al 1990] Désert F.-X., Boulanger F. & Puget J.L., 1990, *A&A*, **237**, 215
- [Désert et al 1999] Désert F.-X. et al, 1999, *A&A*, **342**, 363.
- [Désert et al 2007] Désert F.-X., Macías-Pérez, Mayet F. et al, 2007, **481**, 411
- [Désert et al 2008] Désert F.-X., Macías-Pérez J. F et al, 2008, *A&A*, **481**, 411
- [Dicke et al 1965] Dicke R., Peebles P., Roll P & Wilkinson D., 1965, *ApJ Let.*, **142**.
- [Dickinson et al 2003] Dickinson C., Davies R. D. & Davis R. J., 2003, *MNRAS*, **341**, 369
- [Dickinson et al 2010a] Dickinson C. et al, 2010, **astro-ph/0807.3815**.

- [Dickinson et al 2010b] Dickinson C. et al, 2010, *astro-ph/1003.3815*.
- [Dobler & Finkbeiner 2008] Dobler G. & Finkbeiner D.P., 2008, *ApJ*, **680**, 1222.
- [Dolginov 1972] Dolnigov A.Z., 1972, *AJSS*, **16**, 337.
- [Dolginov & Mytrophanov 1976] Dolnigov A.Z. & Mytrophanov I.G., 1976, *AJSS*, **43**, 291.
- [Dolgov & Linde 1982] Dolgov A.D. & Linde A.D., 1982, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 329.
- [Draine & Weingartner] Draine B. & Weingartner J.C., 1997, *ApJ*, **480**, 633.
- [Draine & Lazarian 1998] Draine B.T. & Lazarian A., 1998, *ApJ*, **494**, 19.
- [Draine & Lazarian 1999] Draine B.T. & Lazarian A., 1999, *ApJ*, **512**, 740.
- [Draine & Flatau 1994] Draine B.T. & Flatau P.J, 1994, *J. Oct.Soc.Am.A.*, **11**, 1491.
- [Draine & Fraisse 2009] Draine B.T. & Fraisse A.A., 2009, *ApJ*, **696**, 1.
- [Drimmel & Spergel 2001] Drimmel R. & Spergel D.N., 2001, *ApJ*, **556**, 181
- [Duncan 1999] Duncan A. et al, 1999, *A. & A.*, **350**, 447
- [Dunkley et al 2009] Dunkley J., et al., 2009, *ApJ*, **701**, 1804.
- [Durrer et al 1999] Durrer R. et al, 1999, *Phys. Rev. D*, **59**, 123005.
- [Efroimsky 2000] Efroimsky M., 2000, *JPM*, **41**, 4.
- [Efstathiou et al 2004] Efstathiou G. et al, 2004, *MNRAS*, **349**, 603.
- [Efstathiou et al 2009] Efstathiou G., Gratton S. & Paci F., 2009, *MNRAS*, **399**, 61.
- [Efstathiou & Gratton 2009] Efstathiou G. & Gratton S, 2009, *JCAP*, , 11.
- [Einstein 1916] Einstein A. 1916, *Die Grundlage des allgemeinen Relativitastheorie*, *Annalen der Physik*, **49**, 769.
- [Eisenhauer et al 2003] Eisenhauer F. et al, 2003, *ApJ*, **597**, L121
- [Eisenstein et al 2005] Eisenstein D.J. et al, 2005, *ApJ*, **633**, 560.
- [Fauvet et al 2010a] Fauvet L., Macías-Pérez J.F et al, 2010, *accepté par A&A*.
- [Fauvet et al 2010b] Fauvet L., Macías-Pérez J. F. et al, in preparation.
- [Fermi 1954] Fermi E., 1954, *ApJ*, **119**, 1.
- [Finkbeiner et al 1999] Finkbeiner D. P., Davis M. & Schlegel D. J., 1999, *ApJ*, **524**, 867
- [Finkbeiner 2003] Finkbeiner D. P., 2003, *ApJS*, **146**, 407.
- [Finkbeiner 2004] Finkbeiner D. P., 2004, *ApJ*, **614**, 186.
- [Finkbeiner et al 2004] Finkbeiner D. P., Langston G.I. & Minter A.H., 2004, *ApJ*, **617**, 350.
- [Fixsen & Mather 2002] Fixsen D.J. & Mather J.C., 2002, *ApJ*, **581**, 817.
- [Fixsen 2009] Fixsen D.J., 2009, *ApJ*, **707**, 916.
- [Fleishman & Tovarek 1995] Fleishman G.D. & Tovarek Y.V., 1995, *A&A*, **293**, 565.
- [Fosalba et al 2002] Fosalba P. et al, 2002, *ApJ*, **564**, 762.
- [Frenk 2002] Frenk C., 2002, *Phil. Tran. Roy. Soc.*, **300**, 1277.
- [Friedmann 1922] Friedmann A., 1922, *Zeit. f. Physik*, **10**, 377.
- [Friedmann 1924] Friedmann A., 1924, *Zeit. f. Physik*, **21**, 326.
- [Fuchs 2006] Fuchs B. et al, 2006, *MNRAS*, **373**, 993.
- [Gamov 1940] Gamov G., *The bird and the Death of the sun : stellar evolution and sub-atomic energy*, 1940, New York, The viking press.

- [Gamov 1946] Gamov G., 1946, Phys. Rev. Lett., **70**, 512.
- [Gerhz et al 1976] Gerhz R.D., Hackwell J.A., 1976, ApJ, **206**, 1161
- [Giannantonio 2008] Giannantonio T., 2008, Phy.Rev.D, **77**, 3520.
- [Ginzburg & Syrovatskii 1965] Ginzburg V. & Syrovatskii S., 1965, Ann. Rev. Astron., **3**, 297.
- [Glashow 1961] Glashow S.L., Nucl. Phys., **22**, 579.
- [Gnedin & Gnedin 1998] Gnedin N.Y. & Gnedin O.Y., 1998, ApJ, **509**, 11.
- [Gold 1952] Gold T., 1952, MNRAS, **112**, 215.
- [Gold et al 2008] Gold B. et al, 2009, ApJS, **180**, 265.
- [Gold et al 2010] Gold B. et al, 2010, **astro-ph/1001.4555**.
- [Goldberg et al 1967] Goldberg J.N. et al, 1967, Journal of Mathematical Physics, Vol. 8, Numéro 11, 2155.
- [Goodmann & Whittet 1995] Goodmann A. A. & Whittet D. C. B., 1995, ApJ, **455**, 181.
- [Gonzalez-Nuevo et al 2008] Gonzalez-Nuevo J. et al, 2008, MNRAS, **384**, 711.
- [Gòrski et al 2005] Gòrski K.M. et al, 2005, ApJ, **622**, 759.
- [Gupta et al 2009] Gupta S. et al, 2009, **astro-ph/0909.1621**
- [Guth 1981] Guth A.H., 1981, Phys. Rev.D, **23**, 347.
- [Hall 1949] Hall J.S., 1949, Science, **109**, 106
- [Halverson et al 2000] Halverson N.W. et al, 2002, ApJ, **568**, 38.
- [Han & Wielebinski 2002] Han J. L. & Wielebinski R., 2002, ChJAA, **2**, 293.
- [Han et al 2004] Han J. L. Ferrière K. & Manchester R.N., 2004, A&A, **610**, 820.
- [Han et al 2006] Han J. L. et al, 2006, ApJ, **642**, 868.
- [Han 2009] Han J. L., 2009, IAU Symposium, Vol. 259, 455.
- [Han & Qiao 1994] Han J. L. & Qiao G. J., 1994, A&A, **288**, 759.
- [Hanany et al 2002] Hanany S. et al, 2002, ApJ, **545**, 5.
- [Hansen et al 2002] Hansen F., Gòrski K.M. & Hivon E., 2002, MNRAS, **336**, 1304.
- [Harari et al 1997] Harari D. D. et al, 1997, Phys. Rev. D, **55**, 1841.
- [Harwit 1970] Harwit M., 1970, Nature, **226**, 61.
- [Haslam et al 1981] Haslam C.G.T. et al, 1981, A&A, **100**, 209.
- [Haslam et al 1982] Haslam C.G.T. et al, 1982, A&AS, **47**, 1.
- [Haverkorn et al 2006] Haverkorn M. et al, 2006, ApJ, **637**, 33.
- [Haverkorn et al 2008] Haverkorn M. et al, 2008, ApJ, **680**, 362.
- [Heiles et al 1996] Heiles C. et al, 1996, ApJ, **462**, 316.
- [Heiles et al 2000] Heiles C. et al, 2000, ApJ, **119**, 923.
- [Hernandez-Monteguido et al 2005]
- [Hernandez-Monteguido et al 2009]
- [Hicken et al 2009] Hicken M. et al, 2009, ApJ, **700**, 1097.
- [Hildebrand et al 1988] Hildebrand R. H., 1988, QJRAS, **29**, 327.
- [Hildebrand & Dragovan 1995] Hildebrand R. H. & Dragovan M., 1995, ApJ, **450**, 663.

- [Hildebrand et al 1999] Hildebrand R. H. et al, 1999, ApJ, **516**, 834.
- [Hiltner 1949] Hiltner W.A., 1949, Science, **109**, 65.
- [Hiltner 1956] Hiltner W. A., 1956 Vistas in Astronomy, **2**, 1080.
- [Hinshaw et al 2003] Hinshaw G. et al., 2003, ApJS, **148**, 63.
- [Hinshaw et al 2007] Hinshaw G. et al., 2007, ApJS, **170**, 288.
- [Hinshaw et al 2009] Hinshaw G. et al., 2009, ApJS, **180**, 225.
- [Hivon et al 2002] Hivon E. et al, 2002, ApJ, **567**, 2.
- [Hooper et al 2007] Hooper D., Finkbeiner D.P. & Dobler G., Phys.Rev.D, **76**, 2007.
- [Howard & Kulsrud 1997] Howard A. M. & Kulsrud R. M., 1997, ApJ, **483**, 648
- [Hu 1995] Hu W., 1995, *Ph. D. thesis*, UC Berkeley.
- [Hu et al 1995a] Hu W. et al, 1995, Phys. Rev. D, **52**, 5498.
- [Hu et al 1997] Hu W., Spergel D.N. & White N., 1997, Phys. Rev. D, **55**, 3288.
- [Hu et al 1998] Hu W. et al, 1998, Phys. Rev. D, **57**, 3290.
- [Hu 2003] Hu W., Annals of Physics, 2003, **303**, 203.
- [Hubble 1929] Hubble E. P., 1929, *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*, Proceedings of the National Academy of Sciences, **168**, 3.
- [Jaffe et al 2010] Jaffe T. et al, 2010, MNRAS, **401**, 1013.
- [Jansson et al 2008] Jansson R. et al, 2009, ICRC, **4**, 559.
- [Jansson et al 2009] Jansson R. et al, 2009, JCAP, **7**, 2.
- [Jarosik et al 2007] Jarosik N. et al, 2007, ApJS, **170**, 263.
- [Jarosik et al 2009] Jarosik N. et al, 2009, **astro-ph/1001.4744**.
- [Jones et al 2003] Jones W. C. et al, 2003, Proc. SPIE, **4855**, 227.
- [Kessler et al 2009] Kessler R. et al, 2009, ApJS, **185**, 32.
- [Kim & Martin 1995] Kim S.-H. & Martin P.G., 1995, ApJ, **444**, 293.
- [Kirkman et al 2003] Kirkman D. et al, 2003, ApJS, **149**, 1.
- [Khlebnikov & Tkachev 1996] Khlebnikov S. Y. & Tkachev I.I., 1996, Phys. Rev. Lett., **77**, 219.
- [Kobayashi 2004] Kobayashi et al, 2004, ApJ, **601**, 340.
- [Kofman et al 1994] Kofman L., Linde A.D. & Starobinsky A.A., 1994, Phys. Rev. Lett., **73**, 3195.
- [Kofman et al 1997] Kofman L., Linde A.D. & Starobinsky A.A., 1997, Phys. Rev. D **56**, 3258.
- [Kogut et al 1996a] Kogut A. et al, 1996, ApJ, **460**, 1.
- [Kogut et al 1996b] Kogut A. et al, 1996, ApJ, **464**, 5.
- [Kogut et al 1999] Kogut A. et al, 1999, *in Microwave Foregrounds*, ed. A. de Oliveira-Costa & M. Tegmark, ASP Conf. Ser., **181**, 91.
- [Kogut et al 2007] Kogut A. et al, 2007, ApJ, **665**, 355
- [Kolb & Turner 1990] Kolb E.W. & Turner M.S., 1990, *The Early Universe*, Addison Wesley, New York.
- [Komatsu et al 2009] Komatsu E. et al., 2009, ApJS, **180**, 330.

- [Komatsu et al 2010] Komatsu E. et al, submitted at ApJS, **astro-ph/1001.4538**, 2010
- [Kosowsky 1996] Kosowsky A., 1996, Ann. Phys., **246**, 49.
- [Kowalski et al 2008] Kowalski M. et al, 2008, ApJ, **686**, 749.
- [Lagache et al 1997] Lagache G. et al, 1997 ASPC, **124**, 205
- [Lagache et al 1999] Lagache G. et al, 1999, A&A, **345**, 29
- [Lagache 2003] Lagache G., 2003, A&A, **405**, 813.
- [Lagache et al 2005] Lagache G., Puget J.L. & Dole H., 2005, ARA&A, **43**, 727.
- [Lamarre et al 2003] Lamarre J.-M. et al, 2002, AIP Conf. Proc., *Low temperature detectors*, Madison WI, États Unis.
- [Lamarre et al 2003] Lamarre J.-M. et al, 2003, SPIE, **4850**, 730.
- [Lange et al 2001] Lange A.E. et al, 2001, Phys. Rev. D, **63**, 042001.
- [Langlois 2004] Langlois d., 2004, *Inflation, Quantum Fluctuations and Cosmological Perturbations*, **hep-th/0405053**.
- [Larson et al 2010] Larson D. et al, 2010, **astro-ph/1001.4635**
- [Lazarian 1997] Lazarian A, 1997, ApJ, **483**, 229.
- [Lazarian, Goodmann & Myers 1997] Lazarian A., Goodman A.A. & Myers P.C., 1997, ApJ, **490**, 273.
- [Lazarian & Draine 2000] Lazarian A. & Draine B. T., 2000, ApJ, **536**, 15.
- [Lazarian 2003] Lazarian A., Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, **79**, 881.
- [Lazarian & Cho 2005] Lazarian A. & Cho J., 2005, in ASP Conf. Ser. 343, *Astronomical Polarimetry-Current Status and Future Directions*, ed. A. Adamson, in press.
- [Lazarian 2007] Lazarian A., 2007, Journ. of Quant. Spectroscopy & Radiative Transfert, **106**, 225.
- [Lazarian 2009] Lazarian A., 2009, to be published in *Cosmic Dust, Near and Far*, ed. Th. Henning, E. Grun & J. Steinacker, **astro-ph/0903/1100**.
- [Lazarian 2008] Lazarian A., 2008, **astro-ph/0812.0816**.
- [Leach et al 2008] Leach S. M. et al, 2008, A&A, **491**, 597.
- [Lee et al 2001] Lee A. T. et al, 2001, ApJ, **561**, 1.
- [Le Fèvre et al 2007] Le Fèvre J.-P. et al, 2007, ASPC, **376**, 358.
- [Leitch et al 1997] Leitch E.M. et al, 1997, ApJ, **486**, 23.
- [Lewis et al 2000] Lewis A., Challinor A. & Lasenby A., 2000, ApJ, **538**, 473.
- [Liddle & Lyth 2000] Liddle A.R. & Lyth D.H., 2000, *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*, Cambridge University Press, Cambridge.
- [Limon et al 2009] Limon N. et al, 2009, *Five Year Explanatory Supplement*.
- [Linde 1982] Linde A.D., 1982, Phys. Rev. Lett. B, **108**, 389.
- [Linde 1983] Linde A.D., 1983, Phys. Rev. Lett. B, **129**, 177.
- [Linde 1990] Linde A.D., 1990, *Particuephysics and Inflationary Cosmology*, Hartwood, Chur.
- [Linde et al 1999] Linde A.D., Sasaki M., Tanaka T., 1999, Phys. Rev. D, **59**, 123522.

- [Lineweaver 1997] Lineweaver C.H., 1997, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, **126**, 185.
- [Longair 1994] Longair M.S., *High Energy Astrophysics, Vol.2, Stars, the Galaxy and the interstellar medium*, Cambridge U.P. New York, 1994.
- [Lyne & Smith 1989] Lyne A. G. & Smith F. G., 1989, *MNRAS*, **237**, 533.
- [Macías-Pérez & Bourrachot 2006] Macías-Pérez & Bourrachot A., 2006, *A&A*, **459**, 987.
- [Macías-Pérez et al 2007] Macías-Pérez J.F. et al, 2007, *A&A*, **467**, 1313.
- [Macías-Pérez et al 2009] Macías-Pérez J.F. et al, 2009, *ApJ*, **711**, 417.
- [Macías-Pérez et al 2010b] Macías-Pérez J. F., Fauvet L., Désert F.X. et al, in
- [Macías-Pérez et al 2010a] Macías-Pérez J....
- [Manchester 1974] Manchester R. N., 1974, *ApJ*, **188**, 637.
- [Marquardt]
- [Martin 1971] Martin P.G., 1971, *MNRAS*, **153**, 279.
- [Mathis 1986] Mathis J. S., 1986, *ApJ*, **308**, 281.
- [Minter & Spangler 1996] Minter A.H. & Spangler S.R., 1996, *ApJ*, **458**, 194.
- [Miville-Deschênes et al 2008] Miville-Deschênes M. -A. et al, 2008, *A&A*, **490**, 1093.
- [Miville-Deschênes & Lagache 2005] Miville-Deschênes M.-A. & Lagache G., 2005, *ApJS*, **157**, 302.
- [Montier & Giard 2004] Montier L.A. & Giard M., 2004, *A&A*, **417**, 401.
- [Mukherjee et al 2001] Mukherjee P. et al, 2001, *MNRAS*, **320**, 224.
- [Mukherjee et al 2003] Mukherjee P. et al, 2003, *ApJ*, **592**, 692.
- [Netterfield et al 2002] Netterfield C. B. et al, 2002, *ApJ*, **571**, 604.
- [Newmann & Penrose 1966] Newmann E.T. & Penrose R., 1966, *Journal of Mathematical Physics*, **7**, 863.
- [Nolta et al 2009] Nolta M. R. et al, 2009, *ApJS*, **180**, 296.
- [Nord et al 2006] Nord M.E. et al, 2006, *ApJ*, **132**, 242.
- [Novikov & Thorne 1973] Novikov I.D. & Thorne K.S., 1973, *Black Holes*, les Houches, eds. C. DeWitt and B. DeWitt, Gordon & Breach, New York.
- [Osterbrock 1989] Osterbrock D.E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, Univ. Science Books, Mill Valley.
- [Oster 1961] Oster L., 1961, *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 525.
- [Otte et al 2002] Otte B. Gallagher J.S. & Reynolds R. J., 2002, *ApJ*, **572**, 823
- [Page et al 2007] Page L. et al, 2007, *ApJS*, **170**, 335.
- [Paladini et al 2007] Paladini R. et al, 2007, *A&A*, **465**, 839.
- [Paradis et al 2009] Paradis D., J.-P. Bernard & Mény C., accepté par *A&A*.
- [Parker 1971] Parker E.N., 1971, *ApJ*, **163**, 255.
- [Peacock 1999] Peacock J.A., 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge University Press.
- [Peacock 2001] Peacock J.A., 2001, *Nature*, **410**, 169.
- [Peebles 1973] Peebles P.J.E., 1973, *ApJ*, **185**, 431.
- [Peebles 1993] Peebles P.J.E., 1993, *Principles of physical Cosmology*, Princeton University Press.

- [Peebles & Ratra 2003] Peebles P.J.E. & Ratra B., 2003, *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 559.
- [Peiris et al 2003] Peiris H. et al, 2003, *ApJS*, **148**, 213.
- [Penzias & Wilson 1966] Penzias A.A. & Wilson R.W., 1965, *ApJ*, **146**, 666.
- [Percival et al 2009] Percival W. J. et al, 2009, **astro-ph/0907.1660**
- [Perlmutter et al 1999] Perlmutter S. et al, 1999, *ApJ*, **517**, 565.
- [Perotto et al 2009] Perotto L. et al, 2009, **astro-ph/0903.1308**.
- [Planck Bluebook] The Planck Consortia, *The Scientific Program* (2004).
- [Poezd et al 1993] Poezd A. et al, 1993, *MNRAS*, **264**, 285.
- [Ponthieu et al 2005] Ponthieu N., Macías-Pérez J. F., Tristram M. et al, 2005, *A&A*, **444**, 327.
- [Prouza & Smida 2003] Prouza M. & Smida R., 2003, *A&A*, **410**, 1.
- [Purcell 1975] Purcell E.M., 1975, *On the Allignment of Interstellar Dust*, *Physica*, **41**, 100.
- [Purcell 1979] Purcell E.M., 1979, *ApJ*, **231**, 404.
- [Rand & Kulkarni 1989] Rand R.J. & Kulkarni S. R., 1989, *ApJ*, **343**, 760.
- [Rao et al 1998] Rao R. et al, 1998, *ApJ*, **502**, 75.
- [Rees & Sciama 1968] Rees M.J. & Sciama D.W., 1968, *Nature* **511**, 611.
- [Reich 1982] Reich W., 1982, *A&AS*, **48**, 219.
- [Reich 2008] Reich W., 2008, *Mapping the Galaxy and Nearby Galaxies*, ed. Wada K & Combes F., 63.
- [Reid & Brunthaler 2005] Reid M. & Brunthaler A., 2005, in *ASP Conf. Ser. 340, Future Directions in High Resolution Astronomy : The 10th Anniversary of the VLBA*, ed. J. Romney & M. Reid (San Fransisco : ASP), 253
- [Riess et al 1998] Riess A.G. et al, 1998, *Astron. J.*, **116**, 1009.
- [Riess et al 2009] Reiss A. G. et al, 2009, *ApJ*, **699**, 539.
- [Roberge 2004] Roberge W. G., 2004, in *ASPC 309*, **324**, 235.
- [Roger et al 1999] Roger R.S. et al, 1999, *A&AS*, **137**, 7.
- [Ross 1985] Ross G., 1985, *Grand Unified Theories*, Eds. Benjamin & Cummings.
- [Rotenberg 1959] Rotenberg M. et al, 1959, *The 3-j and 6-j Symbols*, Cambridge : MIT.
- [Rybicki & Lightman 1979] Rybicki G. B. & Lightman A., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley & sons, New York.
- [Ryter et al 1987] Ryter C., Puget J. L. & Pérault M., *A&A*, 1987, **186**, 312
- [Sachs & Wolfe 1967] Sachs R.K. & Wolfe A.M., 1967, *ApJ*, **147**, 73.
- [Salam 1968] Salam A., *Elementary Particles Physics*, eds W.Svartholm et al, Stockolm, 1968.
- [Salpeter & Wickramasanche 1969] Salpeter E.E. & Wickramasanche N.C., 1969, *Nature*, **222**, 442.
- [Seljak 1996] Seljak U., *ApJ*, **436**, 509.
- [Seljak & Zaldarriaga 1996] Seljak U.& Zaldarriaga M., *ApJ*, **469**, 573.
- [Seljak & Zaldarriaga 2000] Seljak U. & Zaldarriaga M., 2000, *ApJS*, **538**, 57.

- [Schlegel et al 1998] Schlegel D. J., Finkbeiner D.P. & Davis M., 1998, ApJ, **500**, 525.
- [Shukla & Stenflo 2005] Shukla P. & Shenflo L., 2005, ApJL, **629**, 93.
- [Silk 1968] Silk J., 1968, ApJ, **151**, 459.
- [Simard-Normandin & Kronberg 1979] Simard-Normandin M. & Kronberg P. P., 1979, Nature, **279**, 5709.
- [Simard-Normandin & Kronberg 1980] Simard-Normandin M. & Kronberg P. P., 1980, ApJ, **242**, 74.
- [Slosar et al 2008] Slosar A. et al, 2008, JCAP, **8**, 31.
- [Smoot et al 1992] Smoot G.F. et al, 1992, ApJ, **396**, 1.
- [Sofue et al 1986] Sofue Y., Fujimoto M. & Wielebinski R., 1986, ARA&A, **24**, 459.
- [Sofue & Fujimoto 1983] Sofue Y. & Fujimoto M., 1983, ApJ, **265**, 722.
- [Spergel et al 2003] Spergel D.N. et al, 2003, ApJS, **148**, 175.
- [Stanev 1997] Stanev t., ApJ, **479**, 290
- [Starobinsky 1982] Starobinsky A.A., 1982, Phys. Rev. D, **117**, 175.
- [Strong et al 2000] Strong A.W. et al, 2000, ApJ, **537**, 763.
- [Sun et al 2008] Sun X. H., Reich W. Waelkens A., Ensslin A., 2008, A&A, **477**, 573.
- [Szapudi et al 2001] Szapudi I. et al, 2001, ApJ, **548**, 115.
- [Taylor & Cordes 1993] Taylor J. H. J. & Cordes J. M., 1993, ApJ, **411**, 674.
- [Tegmark 2004] Tegmark , 2004, Phys. Rev. D, **69**, 103501.
- [Testori 2008] Testori J.C., Reich P. & Reich W., 2008, A&A, **484**, 733.
- [Thomson & Nelson 1980] Thomson R. C. & Nelson A. H., 1980, MNRAS, **191**, 863.
- [Tielens & Allamandola 1987] Tielens A.G.G.M. & Allamandola L.J., 1987, *in Interstellar Processes*, ed D.J. Hollenbach & H.A. Thronson, 379
- [Tielens et al 1998] Tielens A., 1998, ApJS, **255** , 415
- [Tinyakov & Tkachev 2002] Tinyakov P. G. & Tkachev I. I., Astroparticle Physics, **18**, 165.
- [Toffolatti et al 1998] Toffolatti L. et al, 1998, MNRAS, **287**, 117.
- [Traschen & Brandenberger 1990] Traschen J.H. & Brandenberger R.H., 1990, Phys. Rev. D, **42**, 8.
- [Tristram et al 2005a] Tristram M., Macías-Pérez J.F, Renault C., Santos D., 2005, MNRAS, **358**, 833.
- [Tristram et al 2005b] Tristram M., Patanchon G., Macías-Pérez J.F et al, 2005, A&A, **436**, 785.
- [Uyaniker et al 1999] Uyaniker B. et al, 1999, A & A.S.S.
- [Vaillancourt et al 2002] Vaillancourt J. E. et al, 2002, ApJS, **142**, 335.
- [Vallée 1983a] Vallée J.P., 1983, A&A, **124**, 147.
- [Vallée 1988] Vallée J.P., 1988, AJ, **95**, 750.
- [Vallée 1991] Vallée J.P. 1991, ApJ, **366**, 450.
- [Vallée & Kronberg 1975] Vallée J.P. & Kronberg P.P., 1975, A&A, **43**, 233.
- [Wade et al 2000] Wade L. A. et al, 2000, *Advances in Cryogenic Eng.*, **45**, 499.

- [Waelkens et al 2009] Waelkens A. et al, 2009, A&A, **495**, 697.
- [Watson et al 2005] Watson R.A. et al, 2005, ApJ, **624**, 89.
- [Weinberg 1967] Weinberg S., 1967, Phys. Rev. Let., **19**, 1264.
- [Weiss 1984] Weiss R., 1984, ARA&A, **12**, 90.
- [Westerhout et al 1962] Westerhout G. et al, 1962, Bull.Astron. Inst. Netherlands, **16**, 187.
- [Westfold 1959] Whestfold K.C., 1959, ApJ, **130**, 241.
- [Wetterich 1995] Wetterich C., 1995, A&A, **301**, 321.
- [Whittet et al 2001] Whittet D. C. B. et al, 2001, ApJ, **547**, 872.
- [Wielebinski & Shakeshaft 1962] Wielebinski R & Shakeshaft J. R., 1962, Nature, **195**, 982.
- [Wildrow 2002] Wildrow L. M., 2002, Rev. Mod. Phys., **74**, 755
- [Wolleben & Reich 2004] Wolleben M. & Reich W., 2004, A&A, **427**, 537.
- [Wolleben et al 2006] Wolleben M. et al, 2006, A&A, **448**, 411.
- [Wolleben et al 2007] Wolleben M. et al, 2007, ApJ, **664**, 349.
- [Yan & Lazarian 2003] Yan H. & Lazarian A., 2003, ApJ, **592**, 33.
- [Ysard et al 2010] Ysard N., Miville-Déschenes M.-A. & Verstraete L., 2010, A&A, **509**, 18.
- [Yvon & Mayet 2005] Yvon D. & Mayet F., 2005, A&A, **436**, 729.
- [Zaldarriaga 1998] Zaldarriaga M., 1998, Ph. D. Thesis, *Fluctuations in the Cosmic Microwave Background*, M.I.T.
- [Zaldarriaga 2001] Zaldarriaga M., 2001, Phys. Rev. D, **64**, 3001.
- [Zaldarriaga & Seljak 1998] Zaldarriaga M. & Seljak U., 1998, Phys. Rev. D, **58**, 023003.
- [Zel'dovich & Sunyaev 1969] Zel'dovich Y.B. & Sunyaev R.A., 1969, ApJSS, **4**, 301.
- [Zwicky 1929] Zwicky F., 1929, *On the Red Shift of Spectral Lines through Interstellar Space*, Proceedings of the National Academy of Sciences, **15**, 10.

Résumé

Cette thèse est dédiée à la mesure des anisotropies du Fond Diffus Cosmologique (CMB) ainsi qu'à la caractérisation des émissions d'avant-plan galactiques. Les travaux que nous avons réalisés s'inscrivent dans le cadre de la préparation à l'analyse des données du satellite PLANCK. Cette thèse débute par une description du modèle de Big Bang chaud et de la physique du CMB. Ensuite un état des lieux des expériences dédiées à la mesure du CMB est dressé, donnant lieu à la présentation des expériences ARCHEOPS, WMAP et PLANCK. Une deuxième partie est dédiée à la présentation des émissions galactiques diffuses puis à l'étude de ces émissions dans le plan galactique, permettant d'établir des cartes partielles des variations spatiales de la température des grains de poussière et des indices spectraux des émissions synchrotron et de poussière. Une troisième partie est dédiée à l'étude des deux principales émissions galactiques polarisées diffuses : les émissions synchrotron et de la poussière. Nous avons étudié des modèles effectifs de ces émissions basés sur l'utilisation de cartes-patron. Ensuite nous avons construit des modèles basés sur la physique de ces émissions et les avons comparés aux données ARCHEOPS et WMAP afin de contraindre les paramètres de ces modèles. Ceci nous permet de proposer pour la première fois un modèle cohérent de ces deux émissions. Ensuite nous fournissons une méthode pour améliorer ces contraintes à l'aide des données PLANCK. Dans une dernière partie nous étudions les spectres de puissance angulaires de ces émissions galactiques et estimons la contamination du signal CMB par ces émissions d'avant-plan. Enfin nous proposons une méthode pour minimiser la contamination du signal CMB de PLANCK par l'émission de la poussière.

Mots-clés : cosmologie, CMB, polarisation du CMB, PLANCK, analyse de données, émissions galactiques

Abstract

This thesis is dedicated to the Cosmic Microwave Background (CMB) anisotropies measurement and to the characterisation of the foreground Galactic emissions. This work is in the framework of the Planck satellite data analysis preparation. First, this thesis give a description of the Big Bang model and of the CMB physics. Then, we present the ARCHEOPS, WMAP and PLANCK experiments and their data analysis. Part two is devoted to the description of the diffuse Galactic synchrotron, free-free and thermal dust emissions and to the study of those emissions in the Galactic plane. Using comparison between our simulations and the WMAP, ARCHEOPS and IRIS data we are able to provide partial maps of the spatial variations of the dust grain temperature and of the spectral index of the synchrotron and thermal dust emissions. Third part is dedicated to the study of the two main polarized Galactic emissions : synchrotron and thermal dust emissions. We evaluate effective models based on template maps. We also build physical model based on physics for these emissions that is to say shape of the Galactic magnetic field and matter density in our Galaxy. Using maps and Galactic profiles, we compare our simulations of these emissions to the ARCHEOPS and WMAP data. Thanks to that we are able to provide for the first time a coherent model of the synchrotron and thermal dust emissions. Then we propose a method to improved the constraints on our model using the PLANCK data. Finally the last part focuses on the angular power spectra of the polarized Galactic emissions. We estimate the contamination due to these foreground emissions on the CMB signal. In addition we propose a method to minimize the contamination of the CMB PLANCK data by the thermal dust emission using masks.

Keywords : cosmology, CMB, CMB polarization, PLANCK, data analysis, Galactic emissions