

Cosmologie observationnelle avec le satellite Planck : étude d'effets systématiques de l'instrument HFI et de l'ionisation de l'univers

Lilian Sanselme

► To cite this version:

Lilian Sanselme. Cosmologie observationnelle avec le satellite Planck : étude d'effets systématiques de l'instrument HFI et de l'ionisation de l'univers. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT: 2013GRENY059 . tel-01063405

HAL Id: tel-01063405

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01063405>

Submitted on 12 Sep 2014

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Cosmologie et astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Lilian Sanselme

Thèse dirigée par **Cécile Renault**

préparée au sein du **Laboratoire de physique subatomique et de cosmologie (LPSC)**
à l'école doctorale de Physique

**Cosmologie observationnelle
avec le satellite *Planck***

Effets systématiques de l'instrument HFI
et étude de l'ionisation de l'Univers

Thèse soutenue publiquement le **20 septembre 2013**,
devant le jury composé de :

Nabila AGHANIM

IAS Orsay, Examinateur

Emmanuel GANGLER

LPC Clermont-Ferrand, Examinateur

Delphine HARDIN

LPNHE Paris, Rapporteur

Olivier PERDEREAU

LAL Orsay, Rapporteur

Cécile RENAULT

LPSC Grenoble, Directeur de thèse

Richard TAILLET

LAPTH-Annecy-le-vieux, Président



Table des matières

Table des matières	i
Remerciements	v
Introduction	1
I L'observation du ciel submillimétrique avec <i>Planck</i>	5
1 Le satellite <i>Planck</i> et l'instrument HFI	7
1.1 Avant <i>Planck</i>	7
1.1.1 COBE	8
1.1.2 Archeops, précurseur de <i>Planck</i> HFI	8
1.1.3 Le satellite <i>WMAP</i> (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)	9
1.1.4 Les télescopes au sol : ACT et SPT	9
1.2 La mission <i>Planck</i>	11
1.2.1 Le satellite	11
1.2.2 Stratégie de pointage	12
1.2.3 La cryogénie	15
1.2.4 Les instruments LFI & HFI	16
2 Traitement des données ordonnées en temps	19
2.1 Le traitement des données en temps de HFI	20
2.1.1 Glitches	23
2.1.2 Démodulation	23
2.1.3 Décorrélation des dérives thermiques	23
2.1.4 Raies 4 K	23
2.1.5 Déconvolution de la fonction de transfert	25
2.1.6 Correction des sauts	26
2.2 Bruit au niveau des données ordonnées en temps	26
2.2.1 Construction de la TOI d'estimation du bruit	26
2.2.2 Plusieurs TOI de bruit	27
2.3 Sauts isolés dans la ligne de base	27
2.3.1 Effet d'un saut dans les TOIs sur l'écart-type du bruit dans un ring	28
2.3.2 Correction : le module <code>jump_corrector</code>	28
2.3.3 Tests sur des simulations simples	32
2.3.4 Tests sur des simulations plus réalistes	33
2.3.5 Petits sauts	38
2.3.6 Statistique des sauts trouvés	38
2.4 Sauts multiples : <i>Random Telegraphic Signal</i>	38
2.4.1 Utilisation de <code>jump_corrector</code> dans la détection de RTS	39

2.4.2	Résultats de jump_corrector dans la détection de RTS	41
2.4.3	Comparaison avec l'algorithme de Viterbi	41
2.5	Conclusion	42
3	Caractérisation du bruit	47
3.1	Estimation du bruit dans le domaine fréquentiel et temporel	48
3.2	Note sur l'estimée des moments du bruit	48
3.2.1	Matrice de covariance du bruit	49
3.2.2	Cas idéal : le bruit est non corrélé et stationnaire, et le résidu de signal négligeable	49
3.2.3	Prise en compte du masquage	50
3.3	Étude de la gaussianité du bruit	53
3.3.1	ROI de stddev attendue dans le cas purement gaussien et stationnaire : l'erreur sur l'erreur	53
3.3.2	Changement de bruit global au cours de la mission	55
3.3.3	Classification	57
3.3.4	Statistique	59
3.3.5	Analyse de la non-gaussianité par ondelettes	61
3.3.6	Résumé : zoologie du bruit au niveau des rings dans <i>Planck</i> HFI	65
4	Cartes de <i>Planck</i>-HFI	67
4.1	La construction des cartes	68
4.2	Choix des rings à projeter	69
4.2.1	Critères utilisés	69
4.2.2	Résultats de la sélection	72
4.2.3	Evolution entre la version 4.1 et 4.6 du TOI processing	72
4.2.4	Zoologie des Problèmes	74
4.3	superclean : une alternative aux simulations	75
4.3.1	Critères utilisés	76
4.3.2	Statistique correspondante	77
4.3.3	Impact de la sélection superclean sur les cartes	78
4.3.4	Impact de la sélection superclean sur le spectre	79
4.4	Exemples d'effets systématiques sur les cartes	82
4.4.1	Effet de moiré	82
4.4.2	"Points de couture"	84
4.5	Conclusion	86
II	Interprétation des observations de <i>Planck</i>	89
5	Les produits de <i>Planck</i>	91
5.1	Cartes par fréquence et par composante	92
5.2	Effet de lentille gravitationnelle	94
5.3	Les raies de CO	94
5.4	Le code de vraisemblance et le spectre C_ℓ^{TT}	95
6	La cosmologie à l'ère de <i>Planck</i>	102
6.1	Cosmologie de l'Univers homogène et isotrope	103
6.2	Un modèle de concordance	105
6.2.1	Mesure de la constante de Hubble	105

6.2.2	Supernovæ de type Ia	106
6.2.3	La nucléosynthèse primordiale	106
6.3	L'inflation	107
6.3.1	Les problèmes	107
6.3.2	L'inflation due à un champ scalaire	109
6.3.3	La génération des fluctuations	110
6.3.4	Des paramètres cosmologiques aux anisotropies du CMB	111
6.4	Détermination des paramètres cosmologiques avec <i>Planck</i>	113
6.4.1	Au-delà du spectre en température : l'effet de lentille et les données auxiliaires	114
6.4.2	Les paramètres du modèle de base	115
6.4.3	Au-delà du modèle de base : ajout de paramètres	119
6.4.4	Au-delà du modèle de base : test des hypothèses du modèle	122
6.5	Conclusion	124
III	Histoire de l'ionisation de l'Univers	126
7	L'annihilation de matière noire lors de la recombinaison	128
7.1	L'équation de Boltzmann	129
7.2	La recombinaison	130
7.2.1	L'équation de Saha pour la recombinaison	130
7.2.2	La dynamique de la recombinaison au-delà de l'équilibre : l'atome à trois niveaux de Peebles	131
7.2.3	Le découplage	133
7.2.4	Ionisation(s) de l'Hélium	133
7.3	La matière noire	134
7.3.1	Motivations	134
7.3.2	Particules reliques et "miracle des WIMP"	134
7.3.3	Paramétrisation de l'ajout d'énergie dans le plasma primordial	135
7.4	Impact sur l'ionisation et l'histoire thermique de l'Univers	137
7.5	Influence de l'incertitude des $\chi_{i,\alpha,h}$ sur la reconstruction de p_{ann}	140
7.5.1	Motivation	140
7.5.2	Méthode	140
7.5.3	Résultats	142
7.6	Conclusion	142
8	La Réionisation	148
8.1	Causes possibles de la Réionisation	149
8.1.1	Le scénario global	149
8.1.2	Étoiles de population III	149
8.1.3	Les galaxies	150
8.1.4	Trous noirs supermassifs	150
8.1.5	Scénarios alternatifs	150
8.2	Observables de la Réionisation	151
8.2.1	L'effet Gunn-Peterson	151
8.2.2	La raie à 21 cm	151
8.2.3	Simulations numériques et observables synthétiques	154
8.3	Effet des électrons libres de la Réionisation sur le CMB	155

8.3.1	La polarisation du CMB	155
8.3.2	Effet sur le spectre	157
8.4	Contrainte sur une histoire complexe	162
8.4.1	Choix d'une paramétrisation	162
8.4.2	Comparaison de CLASS et de CAMB	165
8.5	Conclusion	165
Conclusion		168
IV Appendices		170
A Précisions sur superclean		172
A.1	Démonstration de l'équation 4.4	172
A.2	Impact des différents critères de la selection superclean au niveau temporel	173
B Les différents algorithmes utilisés		178
B.1	Les algorithmes de Boltzmann	178
B.1.1	CAMB	178
B.1.2	CLASS	178
B.2	Les algorithmes de recombinaison	179
B.2.1	RECFAST	179
B.2.2	HyRec	179
Résumé/Abstract		190

Merci !

Merci tout d'abord à Serge Kox pour son accueil au sein du laboratoire.

La qualité et la clarté de ce manuscrit doivent beaucoup à mes rapporteurs : je les en remercie, ainsi que mes examinateurs pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

Cécile est une directrice de thèse qui m'a été enivré par bien des thé-sards... Merci à toi pour m'avoir fait confiance dès le début, alors que mon stage de M2 ne me prédisposait pas forcément à faire une thèse en cosmologie observationnelle. Merci pour m'avoir guidé dans les méandres du TOI processing, (et pour les nombreux et patients rappels de la commande `use_MISS03`). Merci pour m'avoir conduit vers la Réionisation, et laissé prolonger cette étude avec l'annihilation de matière noire. Ton soutien et la pertinence de tes remarques ont été cruciales pour la rédaction de ce document : nos nombreuses discussions à propos du plan ne furent pas vaines. Merci également pour m'avoir donné l'occasion d'aller à la rencontre du grand public !

J'ai été entouré, soutenu et encouragé par un excellent groupe. Merci à vous tous pour avoir rendu l'ambiance de travail aussi agréable !

Juan, *el jefe guapo*, dispense de précieux conseils. Je n'ai pas suivi le plus important d'entre eux et je m'en mords les doigts : j'aurais sûrement été un élément capital dans l'équipe de foot du lundi soir... L'intensité et l'efficacité de la séance de critiques et commentaires de Céline et Laurence sur ma présentation avant ma soutenance (événement également connu sous le nom de *kidnapping*) en a fait le jour le plus productif de ces trois ans. Merci également à Xavier, dont l'expertise est exemplaire, et la confiance, gratifiante. Barbara, en plus de m'avoir supporté comme collègue de bureau, m'a fait découvrir le *cioccolato di Modica* : je lui en serai éternellement reconnaissant. Nicolas m'a résumé lors de mon dernier repas en tant que thésard tous les Rambo et Rocky, ce qui a sûrement eu une influence décisive sur la qualité de la soutenance. C'est toujours un plaisir de discuter avec Andréa, qui est la seule personne que je connaisse à avoir chassé le caïman à mains nues. Nos discussions interminables avec Guillaume, squatteur de bureau s'il en est, n'étaient pas toutes de nature scientifiques (loin de là !), mais celles qui l'étaient étaient en général très productives. Merci à David (membre du groupe par alliance) pour ses nombreux conseils, en matière de posters, notamment ! Et merci à Rémi, pour son miel.

Le septième chapitre de cette thèse a été fait en collaboration avec Daniel et Quentin, avec qui ce fut un réel plaisir de travailler.

Aux thésards, pour les pauses cafés interminables, que j'ai de plus en plus séchées. Merci à Benjamin, qui m'a appris la chose la plus importante au cours de ces trois ans : "c'est le défenseur qui impose la distance de combat". Quentin m'a confié le mot de passe de son wifi¹ ce qui m'a fait gagner bien des heures. Puis il m'a fait découvrir *Downton Abbey*, ce qui a eu l'effet inverse mais ce dont je lui suis tout aussi reconnaissant.

Que serait la fin d'une rédaction de thèse sans pizzas commandées quotidiennement au laboratoire ? Merci à Elsa et Arnaud pour avoir soutenu un certain nombre d'entre nous avec la bonne humeur dont nous avions besoin !

J'ai eu la chance de pouvoir enseigner au cours de cette thèse, et le plaisir d'effectuer mon service au Bourget-du-Lac. Dans l'équipe des enseignants, je souhaiterais remercier tout particulièrement Sean, Richard, et Manu ; ainsi que Jeanne pour son hospitalité lors de mes fréquents exils savoyards.

À tous les non-physiciens de mes amis, merci de m'avoir rappelé que les discussions intéressantes ne contiennent pas nécessairement les mots "bayésien" ou "constante cosmologique".

Je suis profondément reconnaissant à toute ma famille pour le soutien offert depuis le début, et tout particulièrement à mes parents. Ils ont porté très tôt mon attention sur un très grand physicien, orientant sans doute ainsi un certain nombre de mes choix !



Figure 1 – *Sir Isaac Newton (1642–1727) vu par [Gotlib, 1970]*

1. opportunément changé en `writeyourthesis` pour limiter la procrastination.

Introduction

Pythagore attribuait au ciel l'idée de perfection, et aurait donc donné le nom de *cosmos* à l'Univers (du grec $\chi\sigma\mu\omega\zeta$, l'ordre). Archytas de Tarente, de l'école pythagoricienne et contemporain de Platon, donne un argument célèbre en faveur d'un Univers infini² : « *Si je me trouvais à la limite du ciel, autrement dit sur la sphères des fixes, pourrais-je tendre au-dehors la main ou un bâton, oui ou non ? Certes, il est absurde que je ne puisse pas le faire ; mais si j'y parviens, cela implique l'existence d'un dehors, corps ou lieu.* » La cosmologie en tant que discours ($\lambda\gamma\omega\zeta$) existe ainsi depuis des millénaires, mais elle n'est entrée dans le champ de la science qu'au siècle dernier, quand la relativité générale a pu fournir un cadre théorique à l'étude de l'objet astrophysique qu'est l'Univers dans son ensemble.

Depuis près de deux décennies, un grand nombre d'observables indépendantes concourent pour donner du crédit au "modèle standard" de la cosmologie qui sert de paradigme aujourd'hui. Parmi ces observables, le fond diffus cosmologique (CMB) a joué un rôle historique car c'est un des piliers du *big-bang*, il continue aujourd'hui à être une source particulièrement féconde d'informations. Le satellite *Planck* a été conçu pour en observer les fluctuations primordiales en température avec une précision telle que toute l'information qu'elles encodent soit révélée. La seule limitation doit rester la variance cosmique – c'est-à-dire le fait qu'un seul univers nous soit accessible. Les instruments, la stratégie d'observation et les méthodes d'analyse ont été mis au point de façon à maîtriser les effets systématiques instrumentaux et la contamination par les avant-plans astrophysiques.

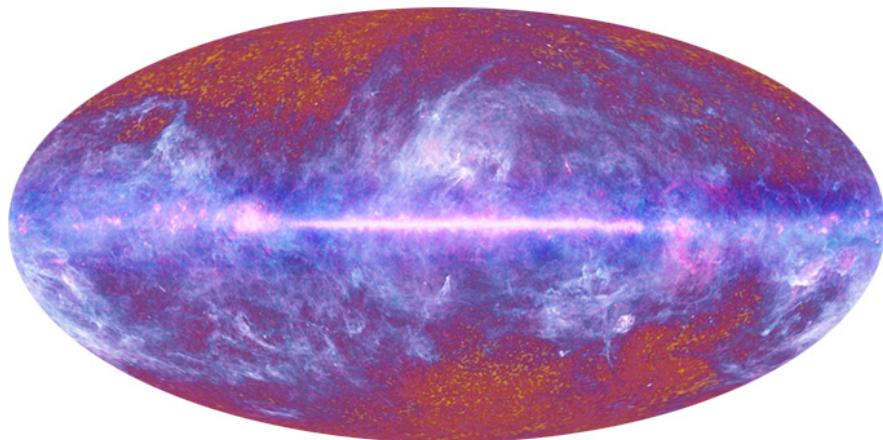


Image composite issue des premières observations de toute la voûte céleste par Planck [Planck Collaboration, 2011a].

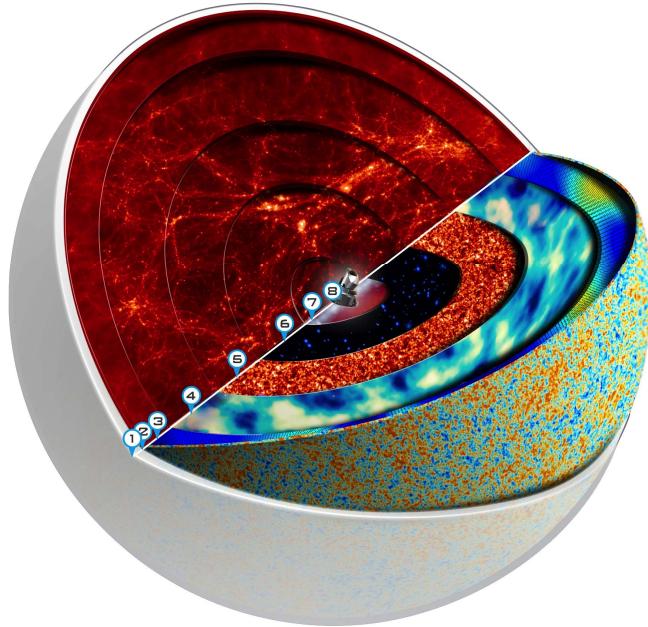
J'ai débuté cette thèse en automne 2010, alors que la collaboration venait de présenter la

2. Selon Eudème de Rhodes, cité par Simplicios de Cilicie, *Commentaire sur la Physique d'Aristote*, 467, 26.

première carte de tout le ciel après un an de prise de données, démontrant le potentiel des instruments. Cette carte, qui combine des données à plusieurs fréquences, met en évidence à la fois notre Galaxie et le fond diffus cosmologique, directement visible vers les pôles galactiques. Le CMB n'était toutefois pas encore utilisable par la communauté scientifique : l'extraction de sa carte réclamait une compréhension fine des effets systématiques avant de pouvoir se prêter à une interprétation cosmologique. J'ai contribué à l'amélioration de l'analyse et à la qualification des données de l'instrument HFI pendant trois ans, le début de la rédaction de ce manuscrit coïncidant avec la publication des premiers résultats cosmologiques en mars 2013.

La carte du CMB reflète l'état de l'Univers 380 000 ans après le big-bang environ. Elle encode en fait aussi l'état de l'Univers primordial, avant même la création de la matière, et permet de mesurer précisément la géométrie de l'espace et le contenu de l'Univers actuel.

On peut donc reconstituer l'histoire de l'Univers sur près de 14 milliards d'années, en particulier celle de l'ionisation. En effet, les photons qui constituent le CMB ont été émis alors que cessait la diffusion Thomson sur les électrons libres quand ceux-ci ont formé les premiers atomes, et que l'Univers est ainsi devenu neutre. Ce processus est assez rapide, ces photons nous viennent donc d'une surface de dernière diffusion. Inversement, nous savons que l'Univers est aujourd'hui à nouveau ionisé sur de très grandes échelles. Cette époque de ré-ionisation va être également visible dans la carte du CMB, puisqu'un certain nombre de ces photons va à nouveau interagir avec des électrons libres, créant une seconde surface de dernière diffusion.



Notre Univers observable : d'un côté les simulations de l'évolution des structures ; de l'autre, les observations réalisées par Planck (8) : notre Galaxie (7), amas de galaxies (6), poussières extra-galactiques (5), distribution de matière (4), Réionisation (3), CMB (2), big-bang (1). Crédit : ESA-Collaboration Planck, S. Colombi, Canopée.

Le plan de cette thèse est le suivant : la première partie est une étude de l'observation du

ciel submillimétrique avec *Planck*, et plus précisément son instrument à haute fréquence, HFI. Après avoir brièvement décrit le contexte historique de l'observation du CMB, je présente les grandes lignes de la mission dans le premier chapitre. Le chapitre 2 est spécifiquement dédié aux données ordonnées en temps. J'y expose le traitement qui permet de passer des données brutes aux données prêtées à être projetées sur les cartes. Je me focalise sur l'une de mes contributions au sein de la collaboration : la recherche et la correction de sauts dans la ligne de base, qu'ils soient isolés ou multiples. Dans le chapitre 3, j'étudie les propriétés statistiques du bruit dans les données en temps, afin de quantifier leur compatibilité avec l'hypothèse de bruit gaussien stationnaire. Le chapitre 4 est consacré à la construction des cartes par bolomètre, qui sont issues des observations et ne sont donc pas dépendantes d'un quelconque modèle cosmologique. Je détaillerai la sélection des données à projeter et une alternative aux simulations que j'ai développées.

L'interprétation cosmologique des cartes de *Planck* est le cœur de la seconde partie. Je présente les différents produits fournis par la collaboration dans le chapitre 5. Après une description du modèle de concordance, le chapitre 6 présente les paramètres cosmologiques dans ce cadre et dans ses extensions.

La troisième partie est plus phénoménologique et concerne l'histoire de l'ionisation de l'Univers. Le chapitre 7 consiste en l'étude de la recombinaison, c'est-à-dire le passage d'un Univers dans lequel les atomes sont ionisés et les électrons libres à un état dans lequel chaque atome est neutre. À cette occasion, je présente l'impact que pourrait avoir la matière noire si elle s'annihilait en une cascade de particules énergétiques qui maintiendraient l'Univers ionisé plus longtemps. Je développe notamment une méthode pour estimer l'influence de l'incertitude des canaux par lesquels se font ces dépôts d'énergie. Enfin, j'étudie au chapitre 8 l'influence de la Réionisation de l'Univers sur la carte et le spectre du CMB. Je détermine la capacité de *Planck* à contraindre l'histoire de cette Réionisation. Ce travail fait appel aux informations sur la polarisation du CMB, qui ne font pas partie des résultats de 2013. Le spectre en polarisation *EE* est indispensable pour étudier la Réionisation. Ces travaux ont donc été menés à partir de spectres et de cartes que j'ai simulés. Les résultats obtenus viendront nourrir l'interprétation des données en polarisation de *Planck* que la collaboration devrait publier en 2014.

Première partie

L'observation du ciel submillimétrique avec *Planck*

1

Le satellite *Planck* et l'instrument HFI

Sommaire

1.1	Avant <i>Planck</i>	7
1.1.1	COBE	8
1.1.2	Archeops, précurseur de <i>Planck</i> HFI	8
1.1.3	Le satellite <i>WMAP</i> (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)	9
1.1.4	Les télescopes au sol : ACT et SPT	9
1.2	La mission <i>Planck</i>	11
1.2.1	Le satellite	11
1.2.2	Stratégie de pointage	12
1.2.3	La cryogénie	15
1.2.4	Les instruments LFI & HFI	16

Planck est un satellite de l'Agence spatiale européenne (ESA) lancé en mai 2009 qui avait pour mission de faire deux relevés de tout le ciel dans le domaine sub-millimétrique. Son objectif principal était de mesurer les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB, *Cosmic Microwave Background*), avec une précision limitée par l'astrophysique. Avec un instrument pour les basses fréquences (LFI) et un second pour les hautes fréquences (HFI), il exploite neuf bandes de fréquence centrées autour de 30 à 857 GHz, avec une résolution angulaire de 31 à 5 minutes d'arc. Les avant-plans, galactiques comme extra-galactiques, sont aussi étudiés. En plus d'une mesure en température, *Planck* fournira également une mesure de la polarisation dans sept bandes, de 30 à 353 GHz.

1.1 Avant *Planck*

Planck s'inscrit dans une histoire : il a été conçu au moment où le satellite COBE rendait publiques ses résultats, et il est lancé quelques années après le satellite *WMAP* et une multitude d'autres expériences, comme le ballon Archeops qui a servi de test pour l'instrument HFI de *Planck*. Nous résumons ici ces trois étapes clefs dans l'histoire de l'étude du rayonnement fossile avant *Planck*.

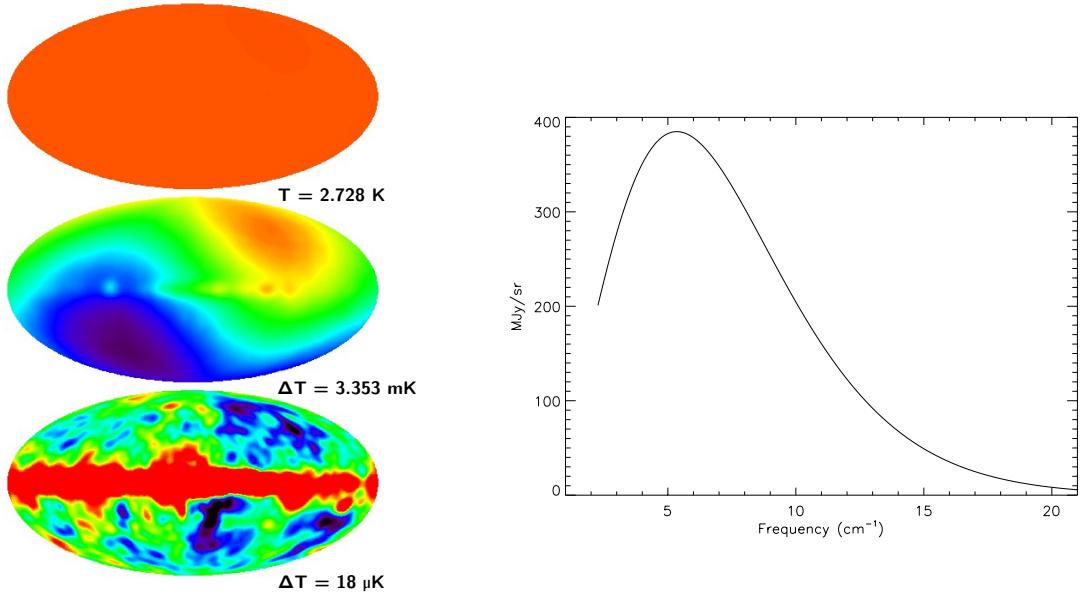


Figure 1.1 – Les résultats des instruments DMR et FIRAS de COBE, pour lesquels George F. Smoot et John C. Mather ont eu un prix Nobel en 2006. Gauche : Cartes de COBE-DMR [Bennett et al., 1996]. En haut, la carte sur une échelle de 0 à 4 K montre l'uniformité du CMB. Au milieu, la différence avec la température moyenne fait apparaître le dipôle. En bas, la soustraction du dipôle montre les anisotropies du CMB. Droite : Spectre électromagnétique du CMB relevé par COBE-FIRAS. Le spectre mesuré est celui d'un corps noir de température 2.726 K, les barres d'erreurs sont une fraction seulement de l'épaisseur du trait [Mather et al., 1994, Fixsen et al., 1994].

1.1.1 COBE

Le satellite de l'agence spatiale américaine (NASA) COBE (pour *COsmic Background Explorer*) comptait trois instruments :

- COBE-DIRBE (*Diffuse Infrared Background Experiment*) avait pour objectif de faire un relevé du fond diffus infra-rouge,
- COBE-DMR (pour *Differential Microwave Radiometer*, Smoot et al. 1992) est le premier à avoir trouvé des anisotropies dans le fond diffus cosmologique, (visibles sur la figure 1.1, gauche) à des échelles allant de $\ell = 2$ (c'est un relevé de tout le ciel) à $\ell = 20$ (la taille du lobe de l'instrument étant de 7°),
- COBE-FIRAS (pour *Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer*) a montré que la température du CMB était compatible avec l'hypothèse d'un corps noir à la température de 2.726 K (cf figure 1.1, droite). La mesure du spectre n'est pas directe, mais différentielle, entre un point du ciel et un corps noir interne de référence, puis entre ce corps noir interne et un autre corps noir, mobile, cachant le ciel.

1.1.2 Archeops, précurseur de *Planck* HFI

Après COBE, de nombreuses expériences vont chercher à améliorer notre connaissance du CMB, que ce soit sur des télescopes au sol ou en ballon. Parmi ces dernières, Archeops [Benoit et al., 2003], lancé depuis Kiruna en Suède, est le prototype de l'instrument *Planck*-HFI : le télescope, l'optique, l'électronique, ainsi que les bolomètres à 143, 217, 353 et 545 GHz refroidis à 100 mK sont comparables à ceux du futur *Planck*.

Du fait de sa grande couverture du ciel ($\approx 30\%$ au total, et finalement 12.6% pour l'analyse

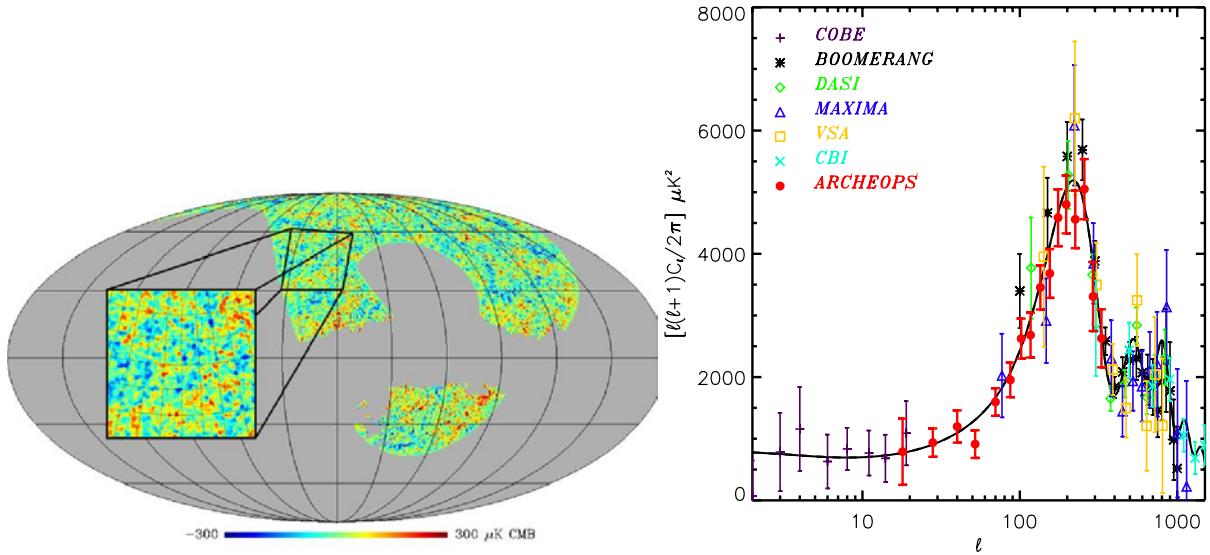


Figure 1.2 – *L'état de l'art en 2002, après Archeops.* Gauche : *Carte d'Archeops, en projection mollweide et coordonnées galactiques, centrée sur l'anti-centre galactique.* [Tristram et al., 2005] La zone grisée n'a pas été vue, ou est masquée à cause de la Galaxie. Droite : *Spectre de puissance des anisotropies du CMB pour différents instruments au sol et en ballon, comparé avec le meilleur ajustement dans le cadre du modèle Λ CDM* [Benoit et al., 2003].

du fait des coupures au niveau de la Galaxie) et de sa bonne résolution (mieux que 15 minutes d'arc), Archeops a été la première expérience à déterminer le spectre angulaire du CMB sur des échelles angulaires allant de celles de COBE/DMR jusqu'au premier pic acoustique ($\ell = 15 - 350$), comme on peut voir sur le spectre de la figure 1.2. Il a également démontré les performances instrumentales de HFI.

1.1.3 Le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)

Ce satellite de la NASA, successeur de COBE-DMR, a été lancé en 2001 [Limon et al., 2003]. Il a fait une carte du ciel avec une résolution angulaire de 0.2° . Le système optique de WMAP consiste en deux télescopes grégoriens montés dos-à-dos, qui renvoient la lumière sur des radiomètres sensibles à la polarisation. Les deux fréquences les plus basses (23 et 33 GHz) servent à contrôler les émissions galactiques, tandis que les trois plus hautes (41, 61, 94 GHz) servent à mesurer l'émission du CMB. Afin d'éviter au maximum les variations de température au niveau de l'optique et des radiomètres, le refroidissement est entièrement passif (jusqu'à environ 90 K). La mission a duré neuf ans, et a donné lieu à cinq séries d'articles contenant une, trois, cinq, sept et neuf années de données. Les derniers résultats cosmologiques sont données dans l'article [Hinshaw et al., 2013].

1.1.4 Les télescopes au sol : ACT et SPT

L'Atacama Cosmology Telescope (ACT, [Sievers et al., 2013]) est un télescope de six mètres de diamètre qui observe le ciel dans trois bandes de fréquence centrées autour de 148, 218, et 277 GHz, pour une résolution allant de 1.4 à 0.7 minute d'arc. Le choix des fréquences permet de séparer les anisotropies primaires du CMB et les anisotropies secondaires dues, par exemple, à l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Il est situé à une altitude de 5 190 mètres dans le désert de l'Atacama, au Chili, pour minimiser l'absorption atmosphérique.

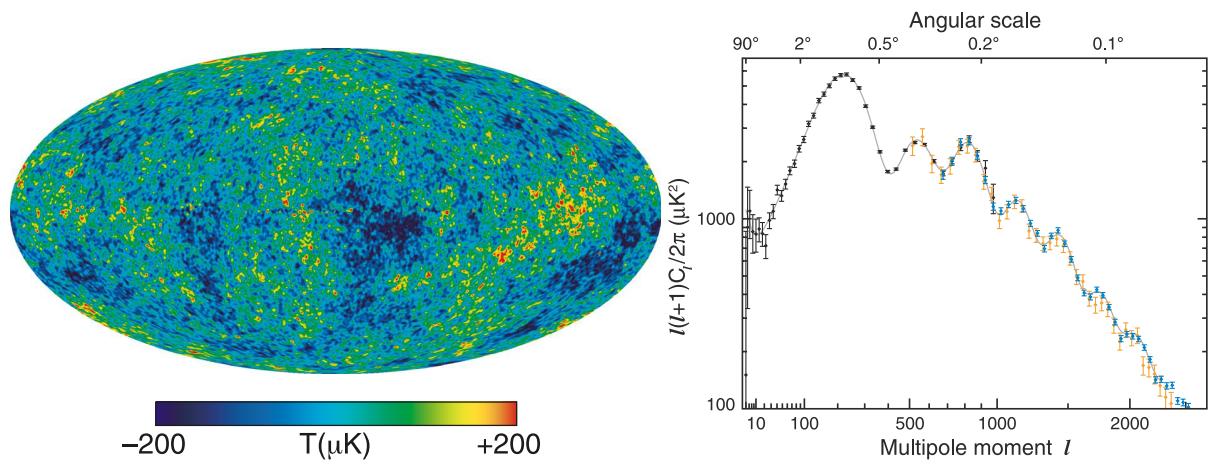


Figure 1.3 – Les résultats de WMAP9, ACT et SPT en 2012. Gauche : Carte du CMB de WMAP, après séparation de composantes ILC. Droite : Une compilation des spectres de WMAP (noir), ACT (orange) et SPT (bleu), avec la superposition du meilleur ajustement Λ CDM, obtenu avec WMAP seul [Hinshaw et al., 2013].

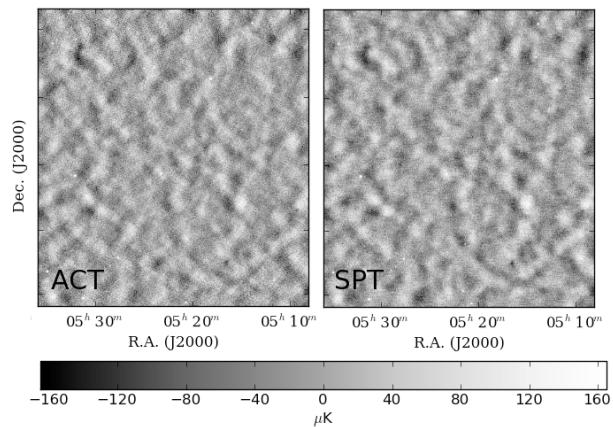


Figure 1.4 – Vue de deux cartes du ciel sur un endroit commun pour ACT (gauche) et SPT (droite). Figure de [Dünner et al., 2013]

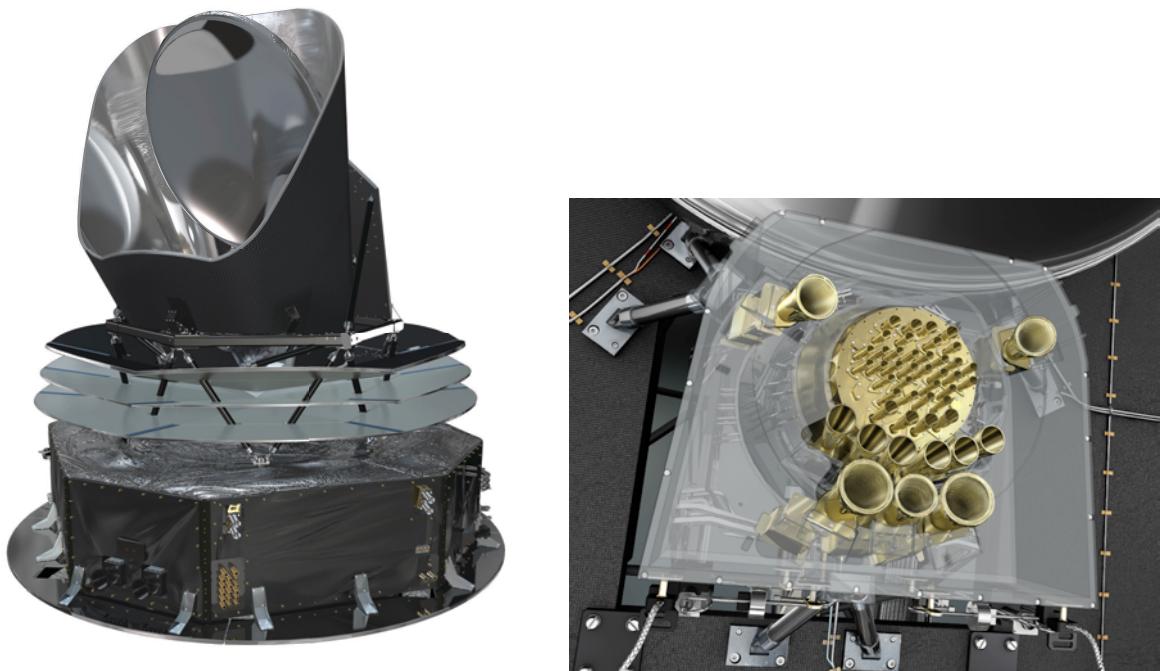


Figure 1.5 – *Le satellite Planck et son plan focal.* Gauche : Vue d'artiste du satellite. On voit de haut en bas : le télescope et son baffle, les trois ailettes de refroidissement, le module de service et les panneaux solaires (de dessous). Droite : Vue d'artiste du plan focal. Les cornets internes correspondent à l'instrument HFI, les cornets externes sont ceux de LFI. Crédits : ESA-Medialab.

Le *South Pole Telescope* est un télescope de 10 mètres de diamètre, situé à la station américaine de la *National Science Foundation* en Antarctique. Il dispose de cinq bandes en fréquence centré autour de 95, 150, 219, 274 et 345 GHz, et sa résolution va de 1.48 à 0.44 minute d'arc.¹

Ces deux télescopes s'étalonnent avec *WMAP* sur la région du spectre commune que l'on peut voir sur la figure 1.3. Ils n'observent pas exactement la même zone du ciel, puisqu'ils sont séparés d'environ 68 degrés de latitude au sol, et que leur stratégie de pointage est différente. Une zone commune peut toutefois être vue sur la figure 1.4 et montre un bon accord entre les deux expériences, malgré leur différence d'instrumentation, de stratégie de pointage et d'analyse.

Comme nous le verrons dans la seconde partie, la collaboration *Planck* utilise pour les résultats cosmologiques de 2013 les données de *WMAP* pour la polarisation à bas ℓ afin de lever certaines dégénérescences, et les spectres de *ACT/SPT* pour les hauts ℓ afin de mieux contraindre les avant-plans extra-galactiques et les anisotropies secondaires.

1.2 La mission *Planck*

1.2.1 Le satellite

Planck a été lancé le 14 mai 2009 par un lanceur Ariane 5 depuis le centre spatial Guyanais de Kourou. Il a été mis en orbite de Lissajous (cf figure 1.6) autour du point de Lagrange L2 du

1. <http://pole.uchicago.edu/>

système Terre-Soleil, en même temps que le satellite Hershel, un télescope de 3.5 m qui observe le ciel entre 0,08 et 0,670 mm (3.7 THz et 0.44 THz).

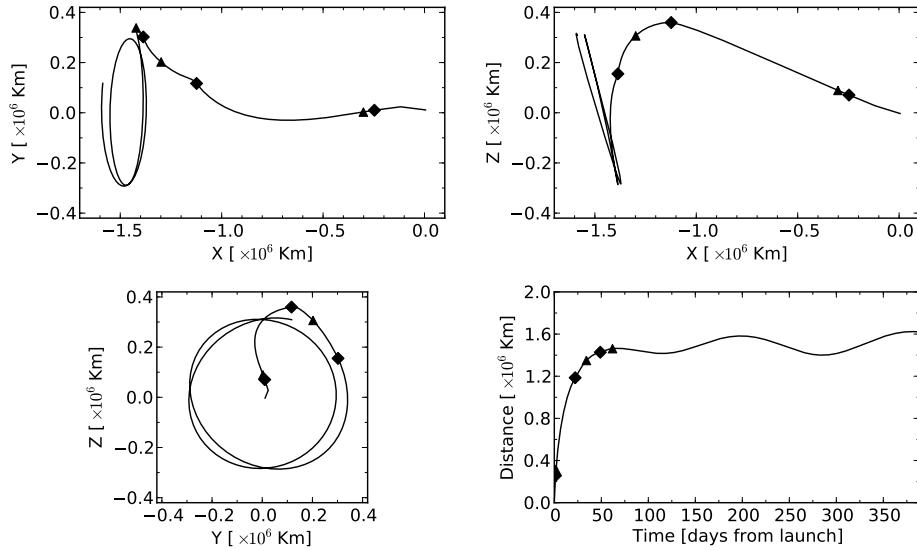


Figure 1.6 – *Trajectoire de Planck depuis le lancement, dans le référentiel centré sur la Terre et dont les axes tournent en même temps qu'elle autour du Soleil (l'axe X est la direction Soleil-Terre, l'axe Z pointe vers le Pôle Nord écliptique). La distance au barycentre Terre-Lune est indiquée en bas à droite. Il s'agit d'une orbite de Lissajous (pseudo-stable) autour du point de Lagrange 2 (instable) du système Terre-Soleil. Les symboles correspondent aux manœuvres d'injection [Planck Collaboration, 2011b].*

La mission nominale du satellite *Planck* a commencé le 12 août 2009, et a pris fin le 28 Novembre 2010. La mission s'est prolongée jusqu'au 13 janvier 2012 pour HFI, c'est-à-dire jusqu'à l'épuisement des réserves d' ^3He nécessaire au refroidissement du système cryogénique à 100 mK. La fin de l'instrument LFI est prévue pour août, et le désorbitage en octobre 2013 (prévisions actuelles).

Du fait de la position de *Planck* par rapport au Soleil dans le référentiel écliptique, et de sa stratégie de pointage, il voit environ 95 % du ciel en six mois. On divise donc la mission en plusieurs “relevés” d'une durée de six mois chacun. De plus, la stratégie de pointage de *Planck* est constituée de périodes stables appelées “rings” d'environ 40 minutes pendant lesquelles l'axe de rotation est fixe dans l'espace. La table 1.1 présente, pour chaque relevé ainsi que pour les missions nominale et totale, la correspondance en jours, en rings, et la couverture du ciel dans toutes les bandes de fréquence.

1.2.2 Stratégie de pointage

La stratégie de pointage de *Planck* [Delabrouille *et al.*, 1998, Dupac et Tauber, 2004] est faite de manière à optimiser (*i*) la redondance des données, (*ii*) la couverture du ciel, (*iii*) la robustesse (si des détecteurs tombent en panne ou qu'une partie des données est perdue, on doit tout de même pouvoir récupérer toute l'information), (*iv*) la mesure de la polarisation. D'autres contraintes sont à prendre en compte, telles que la consommation de carburant pour les manœuvres, ou encore l'angle entre la Lune et l'axe du satellite.

Plage	Jours depuis le lancement	Rings	Couverture du ciel
Mission nominale	91 - 563	240 - 14723	100%
Mission totale	91 - 974	240 - 27008	100%
relevé 1	91 - 270	240 - 5720	93.1%
relevé 2	270 - 456	5721 - 11194	93.1%
relevé 3	456 - 636	11195 - 16691	93.1%
relevé 4	636 - 807	16692 - 21720	86.6%
relevé 5	807 - 974	21721 - 27008	80.1%

Table 1.1 – *Relevés pour HFI*

On calcule l'attitude du satellite d'après les données d'un senseur stellaire (*star tracker*), mais également d'un gyroscope.

La stratégie consiste à tourner (avec une vitesse de rotation constante de un tour par minute) sur lui-même autour d'un axe de rotation, appelé *axe de spin*. C'est cette période (de l'ordre de 40 minutes, soit 40 tours) de pointage stable qui définit un ring, pour lesquelles les données sont redondantes. Puis l'axe de spin se décale dans le plan de l'écliptique par pas de 2 minutes d'arc (1 degré par jour) le long du plan de l'écliptique. En plus de ce décalage dans le plan de l'écliptique, l'axe de spin précessera autour de l'axe Soleil-L2, pour former un angle constant de 7.5° . En coordonnées écliptiques, le chemin suivi par l'axe de spin est donc défini (à une phase dépendant des conditions initiales près) par la cycloïde suivante,

$$\begin{cases} \lambda = -\theta \sin(\omega t) - \omega t / 2 \\ \beta = -\theta \cos(\omega t) \end{cases} \quad (1.1)$$

où $\theta \simeq 7.5^\circ$ est l'amplitude de précession de l'axe de spin, $\omega = 2\pi/(6 \text{ mois})$ est la pulsation de la précession. C'est autour de ce vecteur que le satellite va tourner, balayant le ciel dans un cône d'ouverture environ $2 \times 85^\circ$.

Notons que cette stratégie de pointage est (au premier ordre) indépendante de la position du satellite par rapport à L2, puisque l'amplitude et la vitesse de ce mouvement sont négligeables par rapport à l'amplitude et à la vitesse du mouvement de L2 autour du Soleil.

Il y a deux conséquences importantes de cette stratégie de pointage : (i) la couverture n'est pas du tout homogène, la redondance est beaucoup plus importante au niveau des pôles écliptiques qu'au niveau du plan de l'écliptique, (ii) du fait de la discrétisation de l'échantillonnage, la durée d'intégration de chaque ring va être différente. En effet, l'échantillonnage se fait selon λ uniquement, alors que le temps d'intégration dépend de l'abscisse curviligne de la cycloïde $\beta(\lambda)$. Il sera plus court quand l'axe parcourt la cycloïde dans le même sens que L2 tourne autour du Soleil, il sera plus long quand les sens de rotation sont opposés². Cette variation de la durée d'intégration va avoir une incidence, par exemple, sur l'estimée du bruit dans un ring, comme nous le verrons au chapitre 3.

Cette stratégie de pointage a été modifiée à plusieurs reprises. Par exemple, lors des observations de la nébuleuse du Crabe, le pas est passé de 2 minutes d'arc à 0.5 minutes d'arc, du fait de son importance pour l'étalonnage de la polarisation ; ou encore une modification de la vitesse de rotation du satellite, qui est passée de 1rpm à 1.4 rpm pendant une dizaine de jours pour mesurer les erreurs systématiques associées, lors du cinquième relevé.

2. Le rapport entre la durée minimum et maximum est donc donné par $[(d\beta/d\lambda)_{\min}/(d\beta/d\lambda)_{\max}]^2$, ce qui correspond à des rings allant de 35 à 65 minutes.

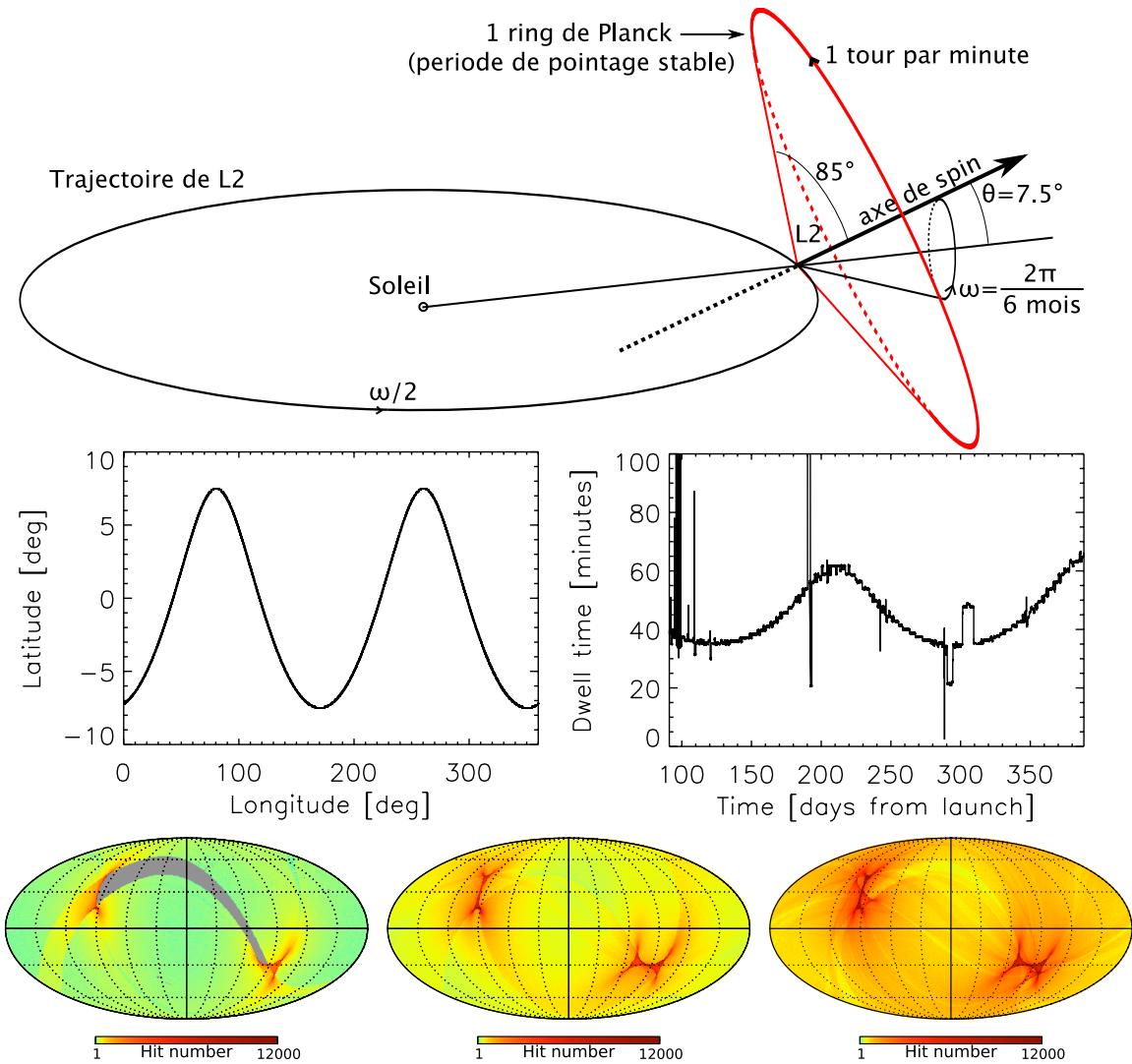


Figure 1.7 – **Pointage de Planck** Haut : schéma du pointage. L’axe de spin est en précession autour de l’axe Soleil-L2, L2 étant lui-même en rotation autour du Soleil. Le satellite tourne sur lui-même autour de l’axe de spin, chaque grand cercle (“ring”, en rouge) étant parcouru plusieurs de fois avant le décalage de l’axe de spin, par pas de 2 degrés. Milieu gauche : chemin de l’axe de spin dans les coordonnées écliptiques, pour la mission nominale d’après [Planck Collaboration, 2011a]. Milieu droit : temps d’intégration des rings. Les périodes d’observations du crabe (accélération/decélération) sont visibles autour du jour 300. Bas : cartes du nombre de coup (échelle logarithmique, dans les coordonnées galactiques en projection de Mollweide) pour le premier relevé (gauche), la mission nominale (milieu) et la mission totale (droite).

Du fait de la périodicité de 1 an de l’équation 1.1, cette stratégie de pointage permet que les relevés 1, 3 et 5 ainsi que les relevés 2 et 4 soient similaires entre eux (couverture et sens de parcours du ciel similaires). De même, les relevés 1 et 2, puis 3 et 4, sont les mêmes vus en sens inverse. Ces caractéristiques sont abondamment utilisées pour contrôler des systématiques associées aux effets instrumentaux qui varient d’un relevé à l’autre, comme la présence des planètes (dont les coordonnées dans le ciel changent sur une période de six mois), les variations apparente du gain de l’instrument, les lobes secondaires lointains, ou encore les constantes de

temps des bolomètres, ce qui va se traduire par une traînée dans un sens ou dans l'autre sur les objets les plus brillants, selon le sens de parcours sur le ciel. Les caractéristiques de la stratégie de pointage sont résumées sur la figure 1.7.

1.2.3 La cryogénie

Le point le plus chaud du satellite est à une température moyenne de 385 K, il s'agit du panneau solaire, à l'opposé du télescope. Les instruments LFI et HFI fonctionnent à des températures de 20 K et 0.1 K respectivement. Ces température sont atteintes en combinant un refroidissement passif et actif, avec des technologies propres à l'espace où les transferts "naturels" ne sont que radiatifs, et où l'absence de gravitation complique les choses. Les articles correspondants sont [Tauber *et al.*, 2010] et [Planck Collaboration, 2011c].

1.2.3.1 Refroidissement passif

Le refroidissement passif, par rayonnement, se fait grâce au baffle entourant le télescope et aux trois ailettes de refroidissement visibles sur la figure 1.5. Notons également que la géométrie du satellite fait que tout est dans l'ombre du panneau solaire, pour l'angle de spin de 7° choisi. La puissance de rayonnement de cet étage est d'environ 2 watts, les ailettes étant à des températures de 150, 100 et 50 K environ, ce qui amène les miroirs primaires et secondaires à des températures de 36.3 et 39.6 K respectivement. Ce sont ensuite des machines cryogéniques actives, qui fonctionnent en série, qui permettent de baisser la température.

1.2.3.2 Refroidissement à 20 K

C'est la température de l'instrument LFI. Le *sorption cooler* à hydrogène fait passer la température de 47 K au niveau de l'ailette finale à 20 K. Il utilise une détente d'hydrogène dans un cycle Joule-Thomson, avec six compresseurs qui travaillent en succession afin d'assurer un refroidissement à peu près continu. Le cycle est fermé, mais les capacités d'adsorption diminuent avec le temps, un second système a donc été installé et a pris le relais du premier le 11 août 2010. Cet événement est appelé SCS (*Sorption Cooler Switcher*). La puissance de refroidissement est de 1 W environ.

1.2.3.3 Refroidissement à 4 K

Ensuite, un refroidissement de type détente de Joule-Thomson permet de passer à une température de 4 K. C'est la température des cornets de HFI, mais également la température de référence pour LFI. Le gaz utilisé est l'hélium, et la détente utilise une pompe mécanique. Le refroidisseur à 4 K contient les seules pièces mobiles du satellite, ce qui provoque des vibrations qui risquent d'être visibles sur les données (*cf* section 4.4.2). Cela a été anticipé : les deux machines de ce type ont été montées face à face, de telle sorte que le moment transféré au satellite par ces mouvements soit minimisé. De plus, la fréquence de résonance de ce mouvement a été choisie de sorte à être celle de l'échantillonnage. Les "raies 4 K" (fréquence principale et ses harmoniques) sont donc extrêmement fines dans la structure en Fourier des données en temps. La soustraction de ces raies dans les données est expliquée à la section 2.1.4. La puissance de refroidissement est de 15 mW environ.

1.2.3.4 Refroidissement à 100 mK

Le dernier étage est un refroidisseur à dilution, qui permet d'atteindre une température de 100 mK, avec une température intermédiaire de 1.6 K. L'étape à 1.6 K fonctionne par détente Joule-Thomson du mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ et prérefroidit les gaz purs de la dilution ainsi que les filtres de l'instrument HFI. La puissance de refroidissement est de 5 mW environ. La seconde partie de ce système refroidit à 0.1 K et fonctionne par dilution d' ^3He dans l' ^4He en circuit ouvert, ce qui détermine la durée de HFI dont c'est la température de fonctionnement. Le débit minimal a permis une durée de la mission de 29 mois au lieu des 15 de la mission nominale. La puissance de refroidissement est de 2 μW environ.

1.2.4 Les instruments LFI & HFI

Planck compte deux instruments, installés sur le plan focal visible sur la figure 1.5. Dans les deux cas, les détecteurs proprement dits sont précédés de cornets corrugués servant de guide d'onde. Les fréquences couvertes par les deux instruments permettent d'avoir à la fois le pic du spectre électromagnétique du CMB, mais aussi de pouvoir caractériser le spectre des principaux avant-plans galactiques, comme l'émission synchrotron, le *Brehmstrallung* et l'émission thermique de la poussière. La table 1.2 présente les performances de *Planck*.

1.2.4.1 L'instrument basse fréquence, *Low Frequency Instrument*

L'instrument LFI est constitué de 22 radiomètres (deux par cornet, de sorte à mesurer la polarisation) comparant la température du ciel et la température d'un corps noir de référence à 4 K, fait par le système cryogénique à 4 K. Ce système permet d'éviter des problèmes de bruit à basse fréquence. Il y a trois bandes de fréquence centrées autour de 30, 44 et 70 GHz. Ces fréquences, ainsi que les lobes, en font un instrument proche de *WMAP*. Mais la grande sensibilité, due au refroidissement actif (et non passif) permet à *Planck*-LFI d'avoir en une année les mêmes erreurs statistiques que *WMAP* en huit ans.

1.2.4.2 L'instrument haute fréquence, *High Frequency Instrument*

Les détecteurs de l'instrument HFI sont des bolomètres (*cf* figure 1.8), dans lesquels l'énergie du photon incident ne sert pas à exciter un saut quantique, mais est intégralement transformée en agitation thermique du réseau cristallin. Chaque bolomètre est donc constitué d'une grille (afin de minimiser la section d'impact offerte aux rayons cosmiques, tout en sélectionnant une direction de polarisation le cas échéant) et d'un thermomètre. Il y a 54 bolomètres, dont 20 sont des *spider-web bolometers* (SWB), des bolomètres "en toile d'araignée" sensibles à la totalité du signal, tandis que 32 sont des *polarized sensitive bolometers* (PSB), des bolomètres sensibles à la polarisation, montés orthogonalement par paire. Les deux bolomètres restants sont des bolomètres aveugles (*Dark bolometers*), qui n'ont pas de cornets, mais une boîte entièrement fermée au niveau de la platine à 100 mK. Ils permettent de décorrélérer les fluctuations thermiques de la platine des autres bolomètres.

Il y a six bandes de fréquence couvertes, centrées autour de 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz. Les deux plus hautes sont principalement sensibles à l'émission galactique, tandis que les plus basses sont des fréquences où le CMB est dominant, au moins quand on est suffisamment éloigné du plan galactique. Notons l'importance du canal à 217 GHz pour l'étude de l'effet Sunyaev-Zel'dovich, pour lequel l'effet est nul. Cet effet désigne la déformation du spectre électromagnétique du CMB par des électrons chauds sur la ligne de visée, *via* l'effet Compton inverse dans la direction de l'amas qui contient ce gaz.

L'instrument HFI fonctionne à 100 mK, ce qui explique son extrême sensibilité (un an de HFI équivaut à 450 ans de WMAP).

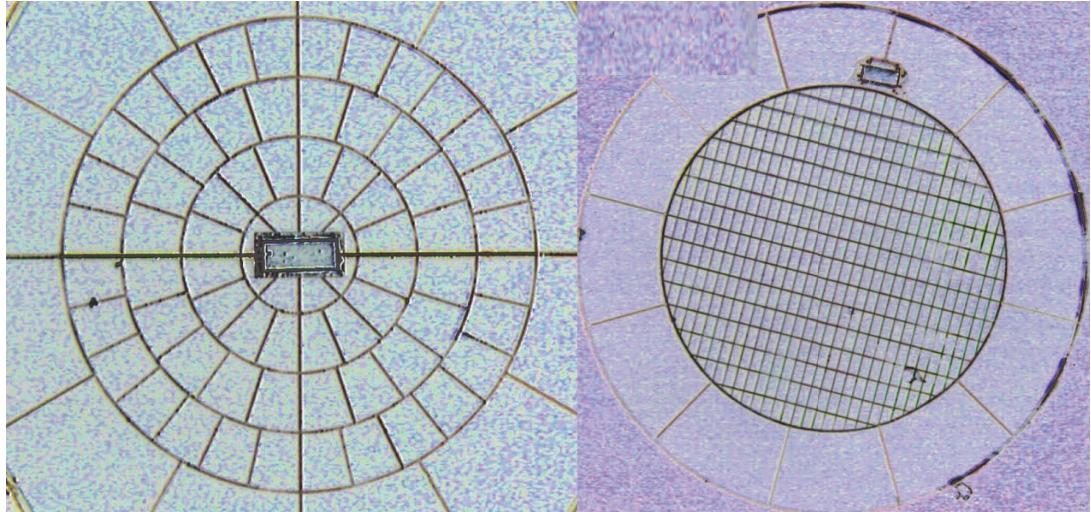


Figure 1.8 – Deux bolomètres de Planck , un SWB à 143 GHz (à gauche) sensible à l'intensité totale, et un PSB à 217 GHz (à droite) sensible à la polarisation. Les thermomètres sont visibles au centre pour le SWB, et en haut pour le PSB. Photos tirées de [Lamarre et al., 2010]

Canal	$N_{\text{détecteurs}}$ (dont polarisés)	ν_{centre} [GHz]	largeur à mi-hauteur [Arcmin]	sensibilité [$\mu\text{K}_{\text{RJ}}\text{s}^{1/2}$]
30 GHz	4 (4)	28.4	33.16	148.5
44 GHz	6 (6)	44.1	28.09	173.2
70 GHz	12 (12)	70.4	13.08	151.9
100 GHz	8 (8)	100	9.59	41.3
143 GHz	11 ¹ (8)	143	7.18	17.4
217 GHz	12 (8)	217	4.87	23.8
353 GHz	12 (8)	353	4.7	78.8
545 GHz	3 ¹	545	4.73	0.0259
857 GHz	4	857	4.51	0.0259

Table 1.2 – Performances de Planck établies d'après les données en vol [Planck Collaboration, 2013a].

¹ Deux bolomètres affectés par du RTS, ne sont pas du tout utilisés et donc non comptabilisés ici.

1.2.4.3 Du point de Lagrange L2 aux données prêtes à être utilisées

Le satellite *Planck* génère continuellement trois types de données qu'il enregistre à bord : les données de sciences de HFI, à un rythme de 72 kilooctets par seconde (kbps), les données de sciences de LFI à 44 kbps et les données auxiliaires pour le suivi des conditions de fonctionnement des instruments (*house-keeping*) à 21 kbps. Ces données sont transmises au sol chaque jour pendant approximativement trois heures, grâce aux deux stations de l'ESA de New Norcia et de Cebreros, en Australie et en Espagne. Les données sont ensuite transmises au Centre européen d'opérations spatiales (ESOC) à Darmstadt, en Allemagne, où des tests sont faits pour

vérifier l'exhaustivité des données. Elles sont alors envoyées à chaque centre d'analyse des données (*Data Processing Center*), c'est-à-dire à l'IAS d'Orsay pour HFI, et à Bologne pour LFI. Enfin, les données que j'ai utilisées sont celles qui sont copiées sous forme de TOIs (voir chapitre 2), sur la ferme de calcul `magiqueIII`, à l'Institut d'Astrophysique de Paris, sur laquelle la majeure partie des travaux d'analyse est effectuée.

2

Traitement des données ordonnées en temps

Sommaire

2.1	Le traitement des données en temps de HFI	20
2.1.1	Glitches	23
2.1.2	Démodulation	23
2.1.3	Décorrélation des dérives thermiques	23
2.1.4	Raies 4 K	23
2.1.5	Déconvolution de la fonction de transfert	25
2.1.6	Correction des sauts	26
2.2	Bruit au niveau des données ordonnées en temps	26
2.2.1	Construction de la TOI d'estimation du bruit	26
2.2.2	Plusieurs TOI de bruit	27
2.3	Sauts isolés dans la ligne de base	27
2.3.1	Effet d'un saut dans les TOIs sur l'écart-type du bruit dans un ring	28
2.3.2	Correction : le module <code>jump_corrector</code>	28
2.3.3	Tests sur des simulations simples	32
2.3.4	Tests sur des simulations plus réalistes	33
2.3.5	Petits sauts	38
2.3.6	Statistique des sauts trouvés	38
2.4	Sauts multiples : <i>Random Telegraphic Signal</i>	38
2.4.1	Utilisation de <code>jump_corrector</code> dans la détection de RTS	39
2.4.2	Résultats de <code>jump_corrector</code> dans la détection de RTS	41
2.4.3	Comparaison avec l'algorithme de Viterbi	41
2.5	Conclusion	42

De nombreux effets systématiques peuvent affecter les produits finaux. Certains ne peuvent se voir que sur les cartes, par exemple les lobes secondaires, les décalages de bande passante ou les effets dus à la pixelisation. D'autres peuvent être repérés, étudiés, voire corrigés avant la projection sur des cartes, dès l'étape des données ordonnées en temps :

- rayons cosmiques
- fluctuations très rapides de la ligne de base (bruit RTS ou sauts isolés)
- influence des oscillations mécaniques du 4K-cooler

- fluctuations thermiques
- non linéarité de l'ADC.

Il faut également prendre en compte les effets des planètes et des autres objets intenses, pour lesquels les détecteurs ont un comportement (réponse en temps et linéarité du gain) inhabituel.

Connaître ces effets est primordial, pour maîtriser les erreurs systématiques et pour la propagation des incertitudes des données brutes jusqu'aux cartes. Dans ce chapitre, je vais m'intéresser à la détection de certaines de ces systématiques, à leur étude et, le cas échéant, à leur correction.

2.1 Le traitement des données en temps de HFI

Le traitement des données de HFI est divisé en quatre niveaux, dont trois sont visibles sur la figure 2.1, pour passer de données ordonnées en temps, TOI (pour *time ordered information*) aux spectres de puissance angulaires, en passant par la projection sur des cartes.

Le niveau L1 crée des TOI à partir des données du satellite, à la fois pour le pointage, les données des bolomètres, ainsi que des données auxiliaires nécessaires au bon fonctionnement du satellite et des instruments (quelques milliers de paramètres comme des températures, pressions, tensions, ...).

Le niveau L2, dont il va être question par la suite, utilise ces données brutes pour produire pour chaque bolomètre des TOI étalonnées et nettoyées de certains effets systématiques, puis pour projeter ces TOI sur des cartes par fréquence en I, Q, U .

Le niveau L3 utilise les cartes par fréquence produites par L2 pour faire des cartes par composante astrophysique, des catalogues d'objets compacts, et extraire les paramètres cosmologiques à l'aide de codes de vraisemblance.

Le niveau L4, assuré par l'ESA, est l'archivage et la mise à disposition des données pour la communauté scientifique.

Le traitement des données ordonnées en temps est un processus itératif (il s'affine au fur et à mesure des versions en se nourrissant des paramètres issus des analyse précédentes) qui est décrit dans [Planck-HFI Collaboration, 2011b, Planck Collaboration, 2013b]. Il consiste à analyser les données en temps ou ordonnées par ring (de tels vecteurs sont nommés ROI, pour *Ring Ordered Information*). Cette notion de ring (période de pointage stable de l'instrument, comme vu en 1.2.1) a une importance considérable du fait de la redondance au sein d'un ring, puisque le satellite va décrire un grand cercle dans le ciel pendant plusieurs dizaines de minutes, à la fréquence de un tour par minute, et en échantillonnant à une fréquence $f_{acq} = 180.3737$ Hz. C'est grâce à la redondance au niveau du ring que l'on peut efficacement gérer les erreurs systématiques de durée inférieure à l'heure.

Comme le montre la figure 2.2, on va utiliser cette redondance au niveau du ring afin de construire des PBR (pour Phase binned rings) qui sont des "cartes à une dimension" le long du grand cercle sur la sphère décrit lors d'un ring. Ces PBR de 10822 points vont servir au sein de chaque ring d'estimation du signal, et c'est par la soustraction de ce signal estimé sur les TOIs de vrai signal que l'on va avoir une estimation de la TOI de bruit.

Le traitement des TOI a pour finalité la transformation de TOI brutes venant de la télémétrie en TOI utilisable pour la production des cartes. Les données en temps sont donc caractérisées, masquées et, si nécessaire, corrigées de certaines erreurs systématiques pour séparer le signal d'origine instrumental de la puissance qui vient du ciel.

Nous décrivons ici la version DX9 de ce processus, qui est celle utilisée pour les publications de mars 2013.

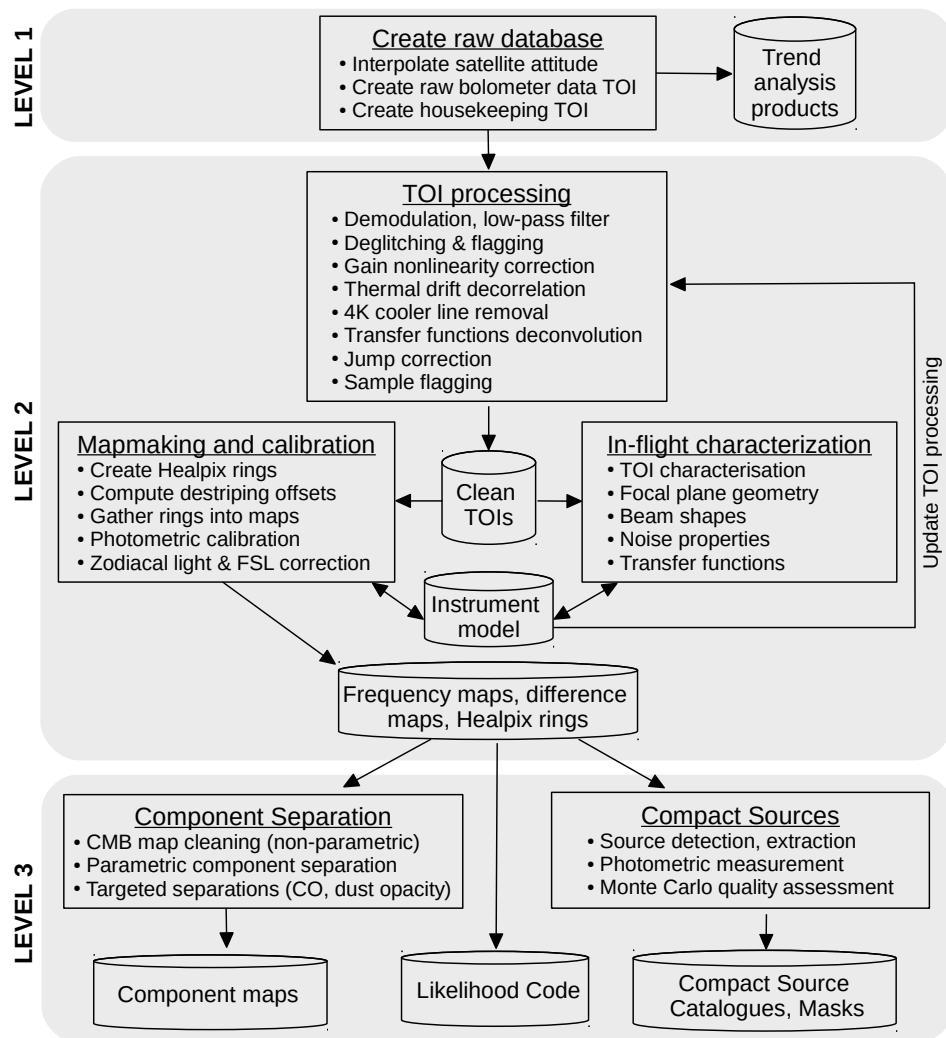


Figure 2.1 – Haut : Schéma de l'analyse de Planck , depuis la création des données brutes jusqu'aux codes de vraisemblance des paramètres cosmologiques, en passant par la fabrication des cartes. Bas : Les différentes étapes du TOI processing. Figures de [Planck Collaboration, 2013].

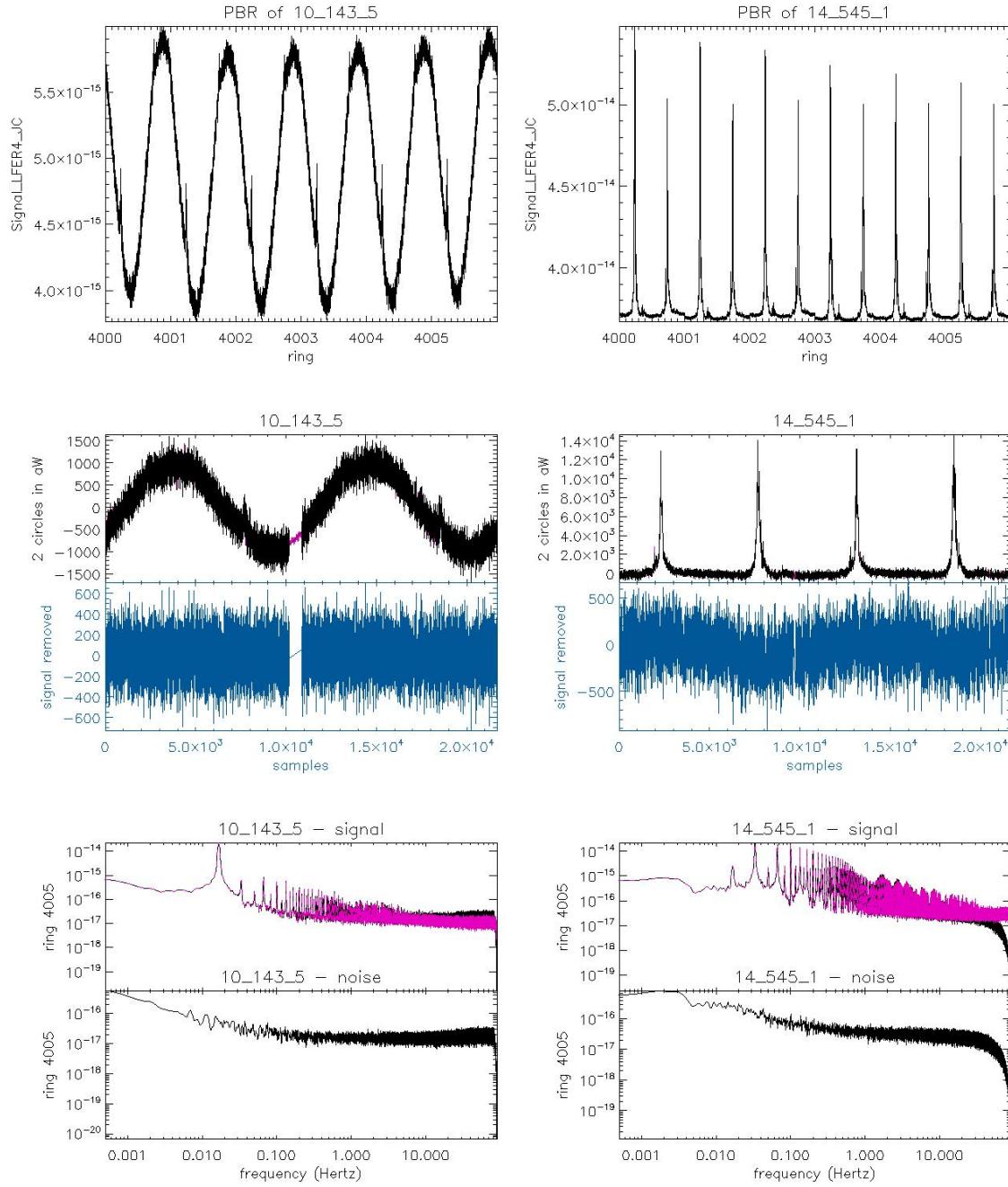


Figure 2.2 – Construction de la TOI de bruit. La colonne de gauche représente un bolomètre pour lequel le signal est dominé par le CMB, tandis que la droite représente un bolomètre où le signal dominant est d'origine galactique. Haut : Signal binné en phase (PBR) pour six rings consécutifs. Il y a $10822 \times 6 = 64932$ points. Milieu : Signal (en haut) et bruit (en bas) pour deux cercles consécutifs. Il y a donc $2 \times 60 \times 180.3737 = 21644$ points. Bas : spectre du signal (en haut) et du bruit (en bas). Dans le spectre du haut, le rose correspond au signal non déconvolué, le noir correspond au signal déconvolué. Dans le spectre du bruit, on voit la remontée en $1/f$ jusqu'à une fréquence f_{knee} de l'ordre de 0.1-1 Hz ; un plateau de bruit blanc, et une coupure à haute fréquence, pour éviter la remontée due à la déconvolution. Figures extraites de [Planck Collaboration, 2013].

2.1.1 Glitches

La première étape consiste à enlever les *glitches*, des hausses soudaines du niveau du signal, suivies par une redescense exponentielle. Ces glitches sont dus aux rayons cosmiques qui impactent l'instrument : *Planck* est dans un environnement qui n'est pas protégé des rayons cosmiques par le champ magnétique de la Terre. On dispose à bord d'un instrument dédié à leur comptage : le SREM, pour *Standard Radiation Environment Monitor*. Il y a une forte corrélation entre le taux de glitch et le nombre de particules comptées sur le SREM, que ce soit sur le long terme (périodicité de 11 ans de l'intensité du champ magnétique du Soleil) ou en cas d'éruption solaire (augmentation soudaine du nombre de particules).

La correction de cet effet se fait à l'aide d'une estimée du bruit (cf section 2.2.1) en ajustant pour les points s'écartant trop de la moyenne un modèle physique. L'estimée de signal est ensuite recalculée, et on procède itérativement jusqu'à ce que les variations du χ^2 de l'ajustement deviennent négligeables. La queue de la distribution retrouvée est corrigée (soustraction du modèle), tandis que le pic (au dessus de 3.3σ) est masqué. Suivant le bolomètre et la date considérée, entre 10 et 20 % des échantillons sont masqués par ce processus, et la quasi-totalité des données est corrigée (cf figure 2.3).

Plusieurs populations ont été identifiées suivant leurs profils, c'est-à-dire la somme de constantes de temps avec des amplitudes différentes. Elles sont reliées à des impacts des rayons cosmiques directement sur la grille ou le thermomètre (*glitches courts*), ou à des interactions avec les substrats de silicium sur lesquelles reposent les bolomètres (*glitches longs*), qui sont *a priori* isolées thermiquement du bolomètre. Des phonons balistiques peuvent toutefois se propager dans les pattes reliant le substrat aux bolomètres [Planck Collaboration, 2013d], et la sensibilité des bolomètres est telle que le très faible lien thermique est suffisant pour laisser un signal détectable.

Non corrigés, les glitches généreraient un bruit poissonnien important.

2.1.2 Démodulation

La seconde étape du *processing* des données en temps consiste à démoduler le signal brut de L1 du signal carré ajouté pour limiter le bruit haute fréquence [Lamarre *et al.*, 2010]. Le niveau zéro est estimé d'après le niveau de signal moyen à l'échelle de l'heure, estimé sur des données corrigées des glitches et en dehors de la Galaxie.

2.1.3 Décorrélation des dérives thermiques

Il est nécessaire de décorrélérer les données en temps des variations de la température dues non pas au signal du ciel, mais aux variations de température du plan focal. Les données venant des thermomètres prévus à cet effet sont trop fortement affectées par les rayons cosmiques pour pouvoir être utilisées, et on utilise finalement les TOI des bolomètres aveugles après soustraction des glitches, et après lissage par convolution d'une fenêtre de deux minutes. On utilise les résultats des mesures en vol avant le début des relevés pour avoir les deux coefficients de corrélation pour chaque bolomètre avec chaque bolomètre aveugle.

2.1.4 Raies 4 K

Les parties mobiles du refroidisseur à 4 K produisent des interférences avec les fils de sortie de la lecture des bolomètres. Ces interférences ont été anticipées, et la fréquence d'oscillations de ces parties mobiles est fixée par le même ordinateur que celui qui fixe l'échantillonnage des données ($f_{4K} = 2/9 \times f_{acq} = 40.08$ Hz). Ainsi, l'impact du refroidisseur sur le spectre des

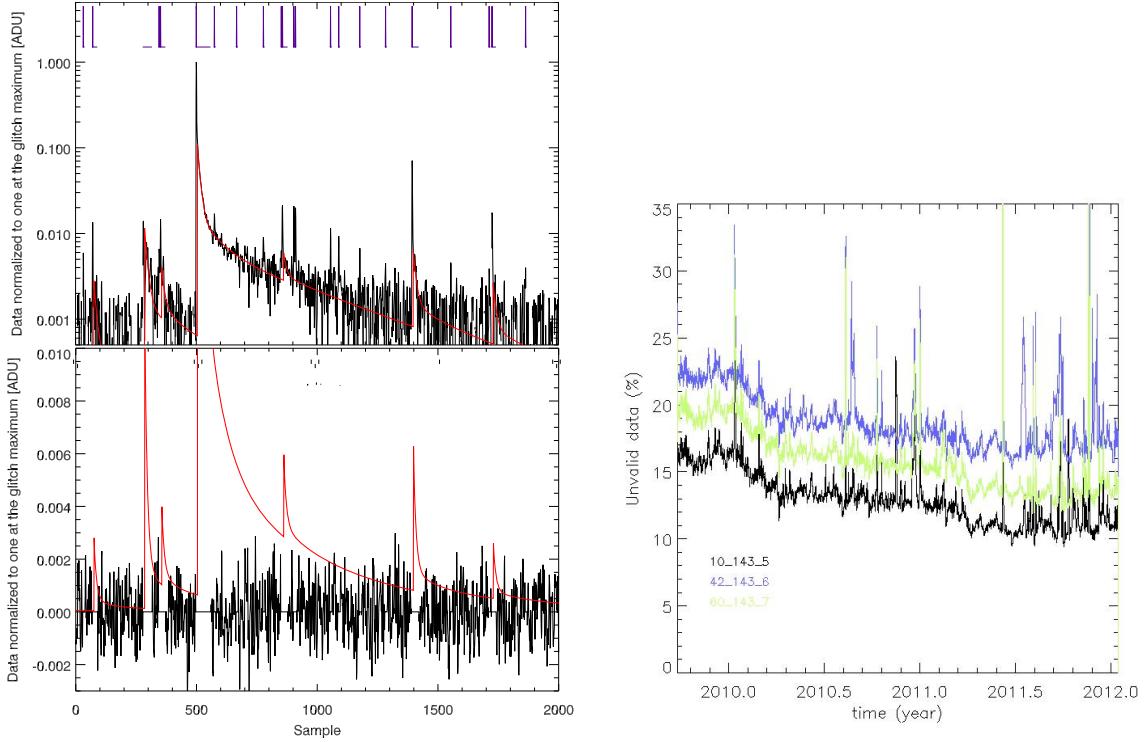


Figure 2.3 – Gauche : Un exemple de données en temps affectées par des glitches (haut) et du résultat de la correction à l'aide des modèles, en rouge (bas). Droite : Statistiques des échantillons flaggués, le plus souvent à cause des glitches. Figures extraites de [Planck-HFI Collaboration, 2011b, Planck Collaboration, 2013l].

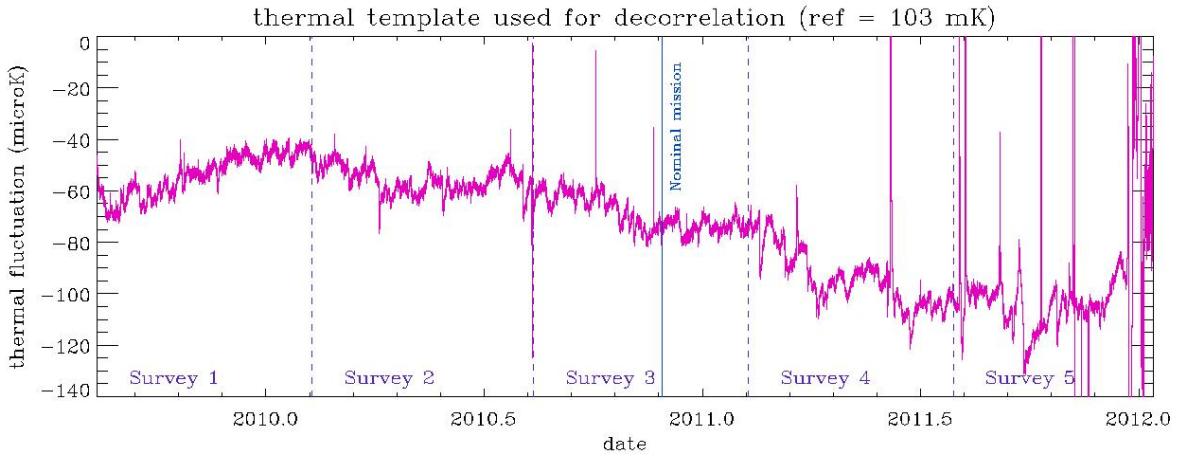


Figure 2.4 – Modèle thermique utilisé pour la décorrélation des fluctuations de la température de la platine. Figure extraite de [Planck Collaboration, 2013l].

données en temps apparaît comme des raies extrêmement localisées en fréquence, de 10 à 100 fois le niveau du bruit blanc. Leurs fréquences sont les fractions $1/9, 2/9, 3/9, 4/9, 5/9, 6/9, 7/9, 8/9$ et $5/27$ de la modulation de fréquence, soit 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, et 17 Hz.

On corrige cet effet au niveau du ring, c'est à dire en considérant que les propriétés de ces raies ne changent pas sur des durées de l'ordre de la période de pointage stable. On construit une première estimée du bruit (cf 2.2.1) pour laquelle on retrouve les coefficients de Fourier

pour chacune des fréquences concernées. Les TOIs corrigées sont donc les TOIs initiales aux-
quelles on a soustrait une TOI faite à partir des neufs sinus/cosinus retrouvés.

Tant qu'aucune harmonique de la fréquence de spin du satellite n'est proche d'une fré-
quence des raies 4K, le signal, périodique en $1/f_{\text{spin}}$ n'apporte aucune contribution à ce déve-
loppement en série de Fourier. Mais à l'inverse, pour les rings dit "résonnantes", les coefficients
de Fourier ne représentent plus seulement l'effet systématique, mais contiennent du signal, et
leur soustraction sur les cartes va faire apparaître de grands cercles avec un motif périodique,
caractéristique d'une soustraction abusive d'une fonction cosinus. On verra de tels exemples à
la section 4.4.2.

Pour éviter un tel effet, on utilise une interpolation des coefficients des rings voisins pour
les rings résonnantes.

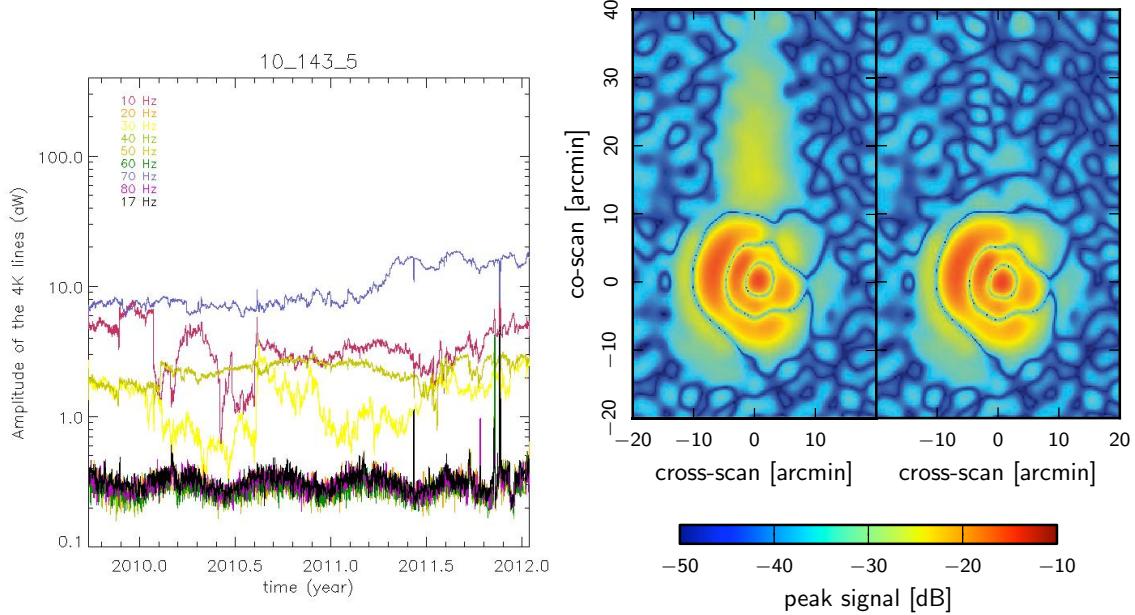


Figure 2.5 – Gauche : Amplitude des différentes raies 4 K, lissée à 31 rings. Droite : Comparaison de l'image de Jupiter (vue par le bolomètre 143-3b) avant et après l'ajustement des paramètres de LFER4. Le meilleur ajustement gaussien à deux dimensions du signal a été soustrait pour mettre en valeur les résidus. Figures extraites de [Planck Collaboration, 2013l, Planck-HFI Collaboration, 2013b].

2.1.5 Déconvolution de la fonction de transfert

Les bolomètres n'ont pas une réponse en temps parfaite, ce qui est modélisé par des fonc-
tions de transfert complexes [Planck-HFI Collaboration, 2013b]. On décompose l'effet sur un
signal $s_0(t) = e^{i\omega t}$ en entrée du bolomètre, en une multiplication de deux filtres $TF(\omega) = F(\omega)H'(\omega)$, correspondant à

- la réponse du bolomètre seul :

$$s(t) = e^{i\omega t}F(\omega), \quad \text{avec } F(\omega) = \sum_{k=0}^3 \frac{a_k}{1 + 2i\pi\tau_k},$$

où les $\{a_k, \tau_k\}$ sont des paramètres libres correspondant à la propagation de la chaleur
dans le bolomètre. Cette modélisation (simpliste, mais effective) par quatre filtres passe-
bas s'appelle LFER4, pour *Low Frequency Excess Response with 4 time constants*.

- la réponse de l'électronique, $H'(\omega; S_{\text{phase}}, \tau_{\text{stray}})$ n'a que deux paramètres.

On utilise la normalisation à 1.0 de la fonction de transfert à la fréquence du dipôle pour faire baisser le nombre de degrés de liberté de 10 à 9 et les passages sur les planètes¹ pour connaître les paramètres libres restants. On peut voir l'effet de cet ajustement des paramètres sur Jupiter à droite de la figure 2.5. On déconvolute de cet effet à l'avant-dernier stade du TOI processing. Cette déconvolution produit une remontée dans le spectre du bruit pour les hautes fréquences, qui est coupée par un filtre passe-bas.

2.1.6 Correction des sauts

On corrige des sauts très localisés dans la ligne de base : cela fera l'objet de la section 2.3. On va également masquer 100 échantillons avant et après la position du saut retrouvée.

2.2 Bruit au niveau des données ordonnées en temps

2.2.1 Construction de la TOI d'estimation du bruit

Comme on l'a vu dans l'introduction sur la figure 2.2, pour chaque ring, le ciel observé par HFI peut être modélisé par un vecteur échantillonné en phase \mathbf{s} , appelé PBR et contenant $N_{\text{PBR}} = 10\,822$ éléments. Ce nombre a été choisi de sorte à faire correspondre la fréquence d'échantillonnage et la fréquence de rotation du satellite : $f_{\text{ech}}/f_{\text{spin}} = 180.3737 \text{ Hz} \times 60 \text{ s} \simeq 10\,822$. Ainsi, chaque bin de PBR contient en moyenne autant d'échantillons que le nombre de tours du satellite sur lui-même au cours du ring. Nous avons $N_s \simeq 500\,000$ échantillons \mathbf{d}_i , dont la position est donnée par la stratégie de pointage décrite par la matrice de pointage \mathbf{A} , de dimension $N_s \times N_{\text{PBR}}$

$$\mathbf{A}_{ib} = \begin{cases} 1 & \text{si l'échantillon } i \text{ de la TOI est valide et dans le bin } b \text{ du PBR,} \\ 0 & \text{sinon, ou si le pointage de } i \text{ est instable.} \end{cases}$$

La définition la plus rigoureuse de la matrice de pointage dépend de la méthode de binning pour produire le PBR, et de la méthode d'interpolation pour "dérouler" le PBR sur la TOI avant soustraction. Je reviendrai sur cette méthode à la section 3.1.

Par construction, la projection du flux de données en temps sur le PBR est donnée par l'équation

$$\mathbf{d} = \mathbf{As} + \mathbf{n} + \Delta_s$$

où \mathbf{n} est une TOI de bruit, et Δ_s est une TOI de résidu de signal, qui compense le binning du signal dans le terme \mathbf{As} . Ce résidu de signal est proportionnel au gradient de signal dans un bin de PBR. Du fait de la taille du lobe plus petite et de la présence d'avant-plans galactiques, ce gradient de signal va beaucoup plus contaminer l'estimée du bruit à hautes fréquences (545 – 857 GHz) qu'à basses fréquence (100 – 353 GHz).

C'est la redondance ($N_s \gg N_{\text{PBR}}$) qui nous permet de construire une estimée $\hat{\mathbf{s}}$ du PBR du "vrai" ciel \mathbf{s} , en moyennant sur les échantillons dans un même pixel de PBR : $\hat{\mathbf{s}}_p = \frac{\sum_{i \in p} \mathbf{d}_i}{N_{\text{hit}(p)}}$, ou, en notation matricielle,

$$\hat{\mathbf{s}} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{d} \equiv \mathbf{A}^+ \mathbf{d},$$

où \mathbf{A}^+ est le pseudo-inverse à gauche de \mathbf{A} , et $N_{\text{hit}(p)}$ est le nombre d'échantillons dans le bin p du PBR.

1. en particulier Mars qui change de position à l'intérieur même d'un ring (d'un grand cercle au suivant), ce qui permet de mieux échantillonner le lobe.

La TOI d'estimation du bruit est finalement donnée par la TOI de données à laquelle a été soustraite l'estimée du PBR \mathbf{s} :

$$\begin{aligned}
 \hat{\mathbf{n}} &= \mathbf{d} - \mathbf{A}\hat{\mathbf{s}} \\
 &= \mathbf{d} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+\mathbf{d} \\
 &= \mathbf{A}\mathbf{s} + \mathbf{n} + \Delta_s - \mathbf{A}\mathbf{A}^+\mathbf{A}\mathbf{s} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+\mathbf{n} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+\Delta_s \\
 &= (\mathbf{1} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+)(\mathbf{n} + \Delta_s).
 \end{aligned}$$

2.2.2 Plusieurs TOI de bruit

À différents stades du TOI processing, plusieurs TOI de bruit sont calculées. Elles peuvent correspondre à la projection sur le PBR de données non déconvolées en début d'analyse, ou à des données déconvolées de la fonction de transfert à la fin, notamment pour l'analyse de la stationnarité du bruit. De plus, le niveau de masquage change également selon le besoin.

A la fin du processing, l'analyse du bruit est faite à partir des TOIs valides, c'est-à-dire celles qui seront projetées sur les cartes :

- **pas de données écrites**, marquage auquel on ajoute un échantillon de chaque côté. Cela représente moins de 0.00044 % (respectivement 0.00062 %) de la mission nominale (respectivement complète), soit l'équivalent de 3 (respectivement 8) minutes de données. Cela marque en fait les données saturées.
- **glitches sur les bolomètres aveugles**, qui sont utilisés pour la décorrélation des dérives thermiques. Si 50 % des données sont affectées pour un des deux bolomètres aveugles, les données des autres bolomètres sont rejetés par paquet d'une minute, car la référence des variations thermiques n'est alors pas définie. Ces zones correspondent aux montées des "éléphants", glitches communs à une large partie des bolomètres produit par une cascade de particules ou un événement très énergétique au niveau de la platine.
- **glitches** sur les bolomètres individuels, si le niveau dépasse un seuil fixé à 3.3σ .
- **saut** retrouvé par `jump_corrector`, pour lesquels ± 100 échantillons sont rejetés (voir section 2.3).

Au niveau des cartes, on ajoute à ce marquage de TOI processing une réjection pour les données dont le pointage est instable (ce qui correspond en fait au dépointage entre deux rings), ainsi que deux masques pour les objets du système solaire (les planètes externes, mais aussi 24 astéroïdes vu par *Planck*). Ces objets doivent être écartés car ils bougent, et que l'on ne s'intéresse qu'à la partie fixe du ciel.

À l'exception de ce masquage, toutes les données sont projetées sur les cartes. L'algorithme de déstrimage rajoute à ce masque un masque de point-sources.

2.3 Sauts isolés dans la ligne de base

Un des problèmes vus dans les données que j'ai contribué à caractériser et à corriger est celui de sauts rapides dans la ligne de base. Ces sauts sont soit isolés (un, comme sur la simulation de la figure 2.6, voire deux sauts par ring), soit regroupés sous forme de bruit additionnel de type Random Telegraphic signal (RTS, ou bruit *pop-corn*) c'est à dire d'oscillations entre deux (voire trois) niveaux, ce qui fera l'objet de la section 2.4.

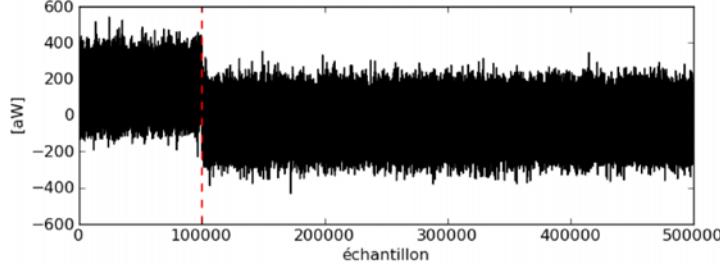


Figure 2.6 – Exemple d'un saut simulé pour un bolomètre de type 143 GHz avec pour paramètres $\alpha = \frac{1}{5}$, $X = 2$.

2.3.1 Effet d'un saut dans les TOIs sur l'écart-type du bruit dans un ring

On ajoute au vecteur \mathbf{b} de N éléments d'une réalisation de bruit blanc gaussien $\mathcal{N}(0, \sigma_b)$ à un vecteur \mathbf{s} , représentant un saut d'une amplitude $a = X \times \sigma_b$, de position $p = \alpha L$ et de moyenne (ie la somme de ses éléments) nulle.

Les niveaux haut s_{haut} et bas s_{bas} d'un saut sont donc reliés à ses caractéristiques (a, α) par

$$\begin{cases} a = s_{haut} - s_{bas} \\ 0 = \alpha s_{haut} + (1 - \alpha) s_{bas} \end{cases}$$

d'où $s_{haut} = a(1 - \alpha)$ et $s_{bas} = -a\alpha$.

La variance du nouveau vecteur $\mathbf{b} + \mathbf{s}$ va être donnée par

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathbf{b} + \mathbf{s}}^2 &= \sigma_{\mathbf{b}}^2 + \sigma_{\mathbf{s}}^2 \quad (\text{le bruit et le saut étant indépendants}) \\ &= \sigma_{\mathbf{b}}^2 + \langle (\mathbf{s} - \langle \mathbf{s} \rangle)^2 \rangle = \sigma_{\mathbf{b}}^2 + \langle \mathbf{s}^2 \rangle \quad (\text{le saut étant de moyenne nulle}) \\ &= \sigma_{\mathbf{b}}^2 + \frac{1}{N} \sum_i \mathbf{s}_i = \sigma_{\mathbf{b}}^2 + \frac{1}{N} (\alpha N s_{haut}^2 + (1 - \alpha) N s_{bas}^2) \\ &= \sigma_{\mathbf{b}}^2 \left(1 + X^2 \alpha (1 - \alpha) \right). \end{aligned}$$

La présence d'un saut dans un ring va donc se voir comme des accidents au dessus du niveau moyen du bruit, égal au bruit blanc. La figure 2.7 présente deux ROIs de stddev avant et après la mise en place du module de correction de sauts : la version 4.7 présente plus d'accidents que la version 5.0.

2.3.2 Correction : le module `jump_corrector`

J'ai développé avec Guillaume Hurier [Hurier, 2012] un algorithme permettant de détecter les sauts, de retrouver leur amplitude et position, et donc de les corriger.

L'algorithme utilise trois arguments pour trouver un saut : le total cumulatif de la TOI de bruit pour avoir une première idée de la position et de l'amplitude du saut, puis une vérification que le changement de niveau trouvé est bien dû à un saut brutal et non à une dérive, et enfin une étude de la dérivée de la TOI.

2.3.2.1 Total cumulatif

L'algorithme repose sur le fait que le total cumulatif d'un vecteur \mathbf{b} et d'un vecteur $\mathbf{b} + \mathbf{s}$ (chacun de moyenne nulle : $\sum_{i \in \text{échantillons}} \mathbf{b}_i = 0$ dans le premier cas, et $\sum_{i \in \text{échantillons}} (\mathbf{b} + \mathbf{s})_i =$

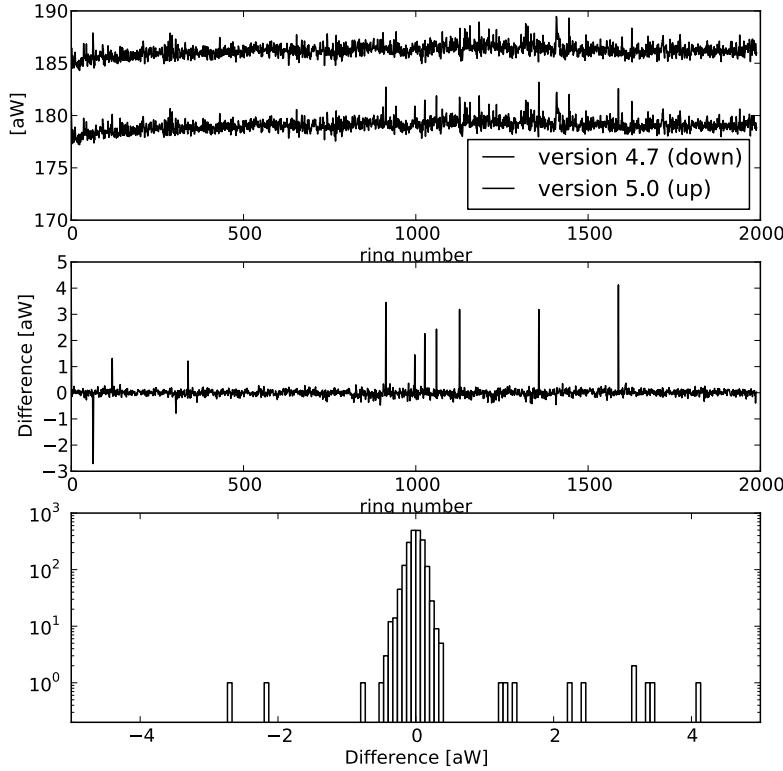


Figure 2.7 – Haut : ROIs pour deux versions du TOI processing montrant la suppression de certains problèmes dans le bruit après l'ajout de `jump_corrector`. Milieu : Différence des deux ROI, remise à zéro. Bas : Histogramme de la différence. Les différences positives indiquent un problème résolu dans la version 5.0 du processing.

0 dans le second cas) vont être très différents. En effet, dans le cas d'un saut (par exemple d'amplitude $a < 0$), la partie avant (respectivement après) la position du saut va être en moyenne positive (respectivement négative). Cet échelon dans la ligne de base va se traduire dans l'intégrale par une fonction affine par morceaux, dont le maximum indique la position du saut. On note $t_n = \sum_{i=0}^n b_i$ le n -ième élément du total cumulatif de \mathbf{b} . On notera qu'avec cette convention, les b_i sont indépendants entre eux : le fait que \mathbf{b} soit de moyenne nulle se traduit ici par $t_N = 0$. La variance de t_n est

$$Var(t_n) = Var\left(\sum_{i=0}^n b_i\right) + \frac{n^2}{N^2} Var\left(-\sum_{i=0}^n b_i\right) + 2cov\left(\sum_{i=0}^n b_i; -\frac{n}{N} \sum_{i=0}^N b_i\right) \quad (2.1)$$

$$= n\sigma^2 + \frac{n^2}{N^2} n\sigma^2 - 2\frac{n}{N} cov\left(\sum_{i=0}^n b_i; \sum_{i=0}^N b_i\right) \quad (2.2)$$

$$(2.3)$$

avec

$$cov\left(\sum_{i=0}^n b_i; \sum_{i=0}^N b_i\right) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^N cov(b_i; b_j) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^N \delta_{ij} \sigma^2 = n\sigma^2 \quad (2.4)$$

d'où

$$Var(t_n) = \sigma^2 \frac{n(N-n)}{N}, \quad (2.5)$$

dont la racine (c'est-à-dire l'écart-type) correspond à l'équation cartésienne d'une ellipse de centre $(N/2, 0)$, de longueur N et de hauteur $\sigma\sqrt{N}$. C'est cette ellipse qui sert de courbe de confiance sur les figures (voir par exemple la simulation 2.8), et de critère pour savoir si un vecteur de bruit est affecté par un saut.

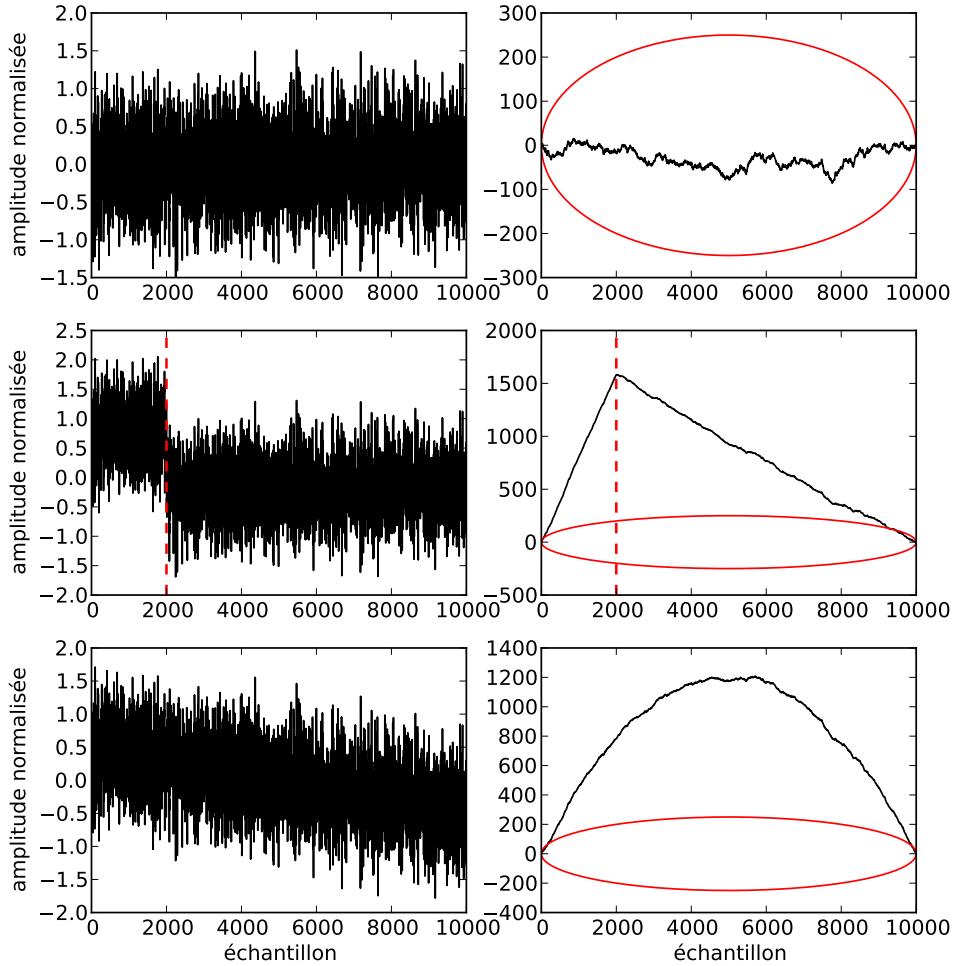


Figure 2.8 – Haut : Bruit blanc corrélé (gauche) et son total cumulatif (droite), en l'absence de saut. Le total cumulatif reste sous la courbe rouge, courbe de confiance à 5σ calculée avec l'équation 2.5. Milieu : Bruit blanc corrélé avec un saut (gauche) et son total cumulatif (droite). Le total cumulatif sort de la courbe de confiance, et indique bien la position du saut introduit, marquée par les pointillés. Bas : Bruit blanc corrélé avec un dérive (gauche) et son total cumulatif (droite). Le total cumulatif sort de la courbe de confiance, malgré l'absence de saut.

De même, en notant $t'_n = \sum_{i=0}^n s_i$ le total cumulatif d'un saut, on calcule aisément

$$t'_n = \begin{cases} na(1 - \alpha) & \text{si } n < \alpha N \\ (N - n)a\alpha & \text{si } n \geq \alpha N \end{cases}$$

d'où le rapport signal sur bruit

$$\frac{t'_n}{\sqrt{\text{Var}(t_n)}} = \frac{a\sqrt{N}}{\sigma} \times \begin{cases} (1 - \alpha) \sqrt{\frac{n}{N-n}} & \text{si } n < \alpha N \\ \alpha \sqrt{\frac{N-n}{n}} & \text{si } n \geq \alpha N \end{cases}$$

qui a bien son maximum pour $n = \alpha N$, c'est à dire à la position du saut. Le rapport signal sur bruit de la détection ainsi faite est

$$J_{SNR} = \frac{a\sqrt{N}}{\sigma} \sqrt{\alpha(1-\alpha)}.$$

En cas de découverte d'un saut, la procédure est alors appliquée récursivement sur la partie précédente et la partie suivante, en prenant soin de mettre à zéro la moyenne pour chacune des deux parties. En pratique, on peut ainsi détecter jusqu'à deux sauts dans un ring (cas très rare), le cas des sauts multiples (une cinquantaine minimum) étant l'objet de la section 2.4.

2.3.2.2 Séparation dérive/saut

Les sauts que nous voulons détecter et corriger sont ceux pour lesquels le passage d'un état haut à un état bas (ou inversement) est instantané. Dans le cas d'un bruit en $1/f$, on s'attend aussi à des dérives plus ou moins rapides qui peuvent être vues comme des sauts moins localisés, qui sépareraient également un ring en deux parties. Cela va donc également se traduire par un pic (moins marqué) dans le total cumulatif. On peut voir une illustration d'une telle fausse détection en bas de la figure 2.8, pour laquelle la dérive est de pente sur tout le ring, et se traduit donc dans le total cumulatif par une parabole. Néanmoins, nous avons un second critère qui permet de discriminer un vrai saut d'une dérive due au bruit en $1/f$.

On procède à deux ajustements dans un voisinage de $\pm N/2$ points autour du saut hypothétique trouvé : un ajustement par un saut, et un ajustement par une dérive linéaire. Pour fixer les idées par la suite, nous considérons le cas où les données contiennent effectivement un saut. Dans le cas où les données contiennent une dérive, les résultats des χ^2 sont évidemment opposés.

Dans le cas de l'ajustement du vecteur $\mathbf{b} + \mathbf{s}$ par un saut \mathbf{m}^{saut} , le χ^2 est donné par $\chi_{\text{saut}}^2 = \sum_{i=0}^N (b_i - m_i^{\text{saut}})^2 / \sigma^2$, et son espérance est $\langle \chi_{\text{saut}}^2 \rangle = \sum_{i=0}^N (b_i - m_i^{\text{saut}})^2 / \sigma^2 = N$ pour le meilleur ajustement, par définition.

Dans le cas de l'ajustement de \mathbf{b} par une dérive $\mathbf{m}^{\text{dérive}}$, le $\chi_{\text{dérive}}^2$ a pour espérance

$$\langle \chi_{\text{dérive}}^2 \rangle = \sum_{i=0}^N \left\langle (b_i - m_i^{\text{dérive}})^2 \right\rangle / \sigma^2 \quad (2.6)$$

$$= 4 \sum_{i=0}^{N/4} \left\langle \left(\frac{a^2 \sigma^2 i^2}{4} \right)^2 \right\rangle / \sigma^2 \quad (2.7)$$

$$= \frac{4a^2 (N/2 + 1)(N/4 + 1)}{6}, \quad (2.8)$$

où l'on s'est servi de la symétrie des solutions qui minimisent le χ^2 pour séparer quatre régions : deux où la dérive est au-dessus du saut, et deux où elle est en-dessous, comme on le voit sur la figure 2.9.

Ainsi, une grande valeur positive de $\Delta\chi^2$ signifie qu'un saut est privilégié à une dérive, tandis qu'une grande valeur négative signifie l'opposé. On va donc pouvoir discriminer les sauts en faisant une coupure sur $\Delta\chi^2$.

2.3.2.3 Dérivée du bruit

Dans le cas d'un vecteur sans bruit, la position d'un saut est donnée par la position de l'endroit où la dérivée du vecteur est non nulle. Dans le cas d'un vecteur de bruit en présence

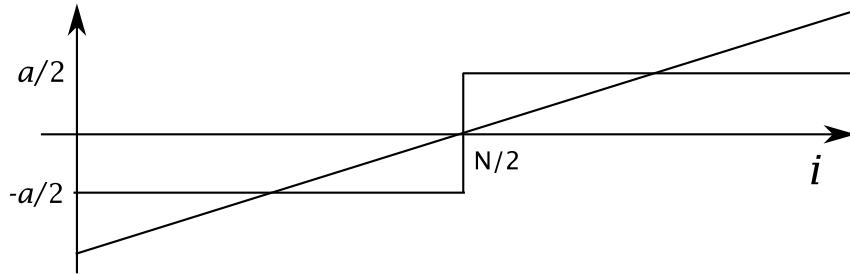


Figure 2.9 – Meilleur ajustement d'un saut au voisinage d'une dérive, justifiant le passage de l'équation 2.6 à 2.7.

d'un saut, la dérivée va être bruitée également, on va donc remplacer la dérivation discrète (c'est-à-dire la convolution par un noyau $[-1,1]$) par une convolution avec un noyau plus large pour atténuer le bruit et rendre notre estimation de la dérivée moins sensible aux accidents dans le bruit qui ne sont pas des sauts. Le noyau choisi (figure 2.10) a une largeur de 5001 échantillons.

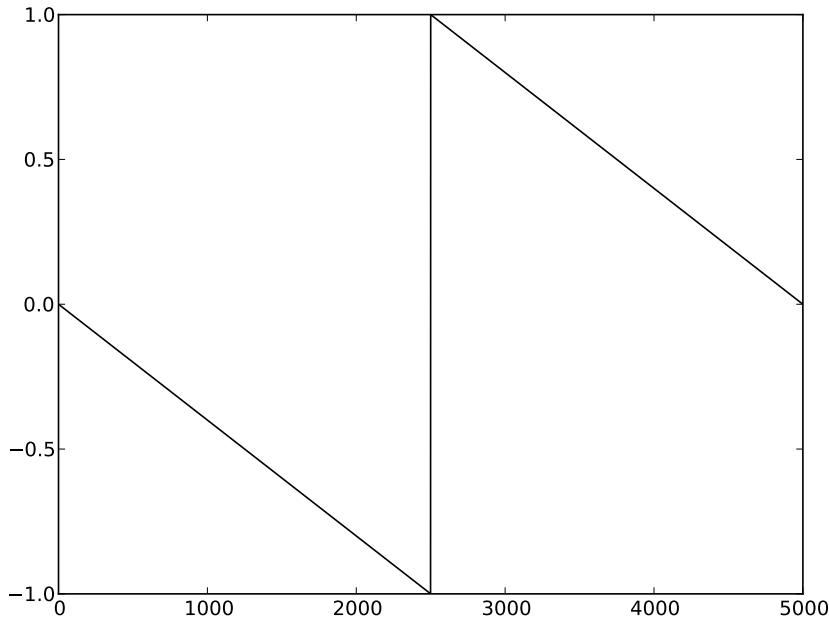


Figure 2.10 – Noyau de dérivation d'une largeur de 5001 échantillons.

Nous enregistrons le rapport signal sur bruit au maximum de la détection, noté P_{SNR} . Notons qu'une reconstruction avec une amplitude complètement fausse serait de toute façon écartée plus tard dans le TOI processing, puisqu'elle augmenterait (au lieu de diminuer) l'écart-type de la TOI de bruit, comme on l'a vu en 2.3.1.

2.3.3 Tests sur des simulations simples

Les premières simulations de saut consistent à ajouter à des réalisations de bruit blanc un saut de caractéristiques (a_0, α_0) connues. On donne donc en entrée de `jump_corrector` la TOI ainsi construite, et on compare le résultat (a_r, α_r) aux caractéristiques initiales. On garde également les critères J_{SNR} et P_{SNR} , pour affiner la recherche de sauts.

On remarque sur la figure 2.11 qu'il n'y a pas de biais dans la reconstruction de l'amplitude, même dans le cas d'une reconstruction de la position qui n'est pas optimale.

Il n'y a pas de reconstructions "catastrophiques" dans le cas du bruit blanc, et sur cet exemple de 200 simulations pour lesquels $a_0 = 0.4$, et $\alpha_0 = 0.2$ (soit un saut à 40 % de l'amplitude du bruit blanc, situé à 20 % de la longueur du ring, un petit saut au bord de la TOI *a priori* pas facile à retrouver) les écarts-types des erreurs sur l'amplitude et la position sont

$$\begin{aligned}\sigma\left(\frac{a_r - a_0}{a_0}\right) &= 2.28 \% \\ \sigma(p_r - p_0) &= 14 \text{ échantillons.}\end{aligned}$$

Le résultat est tout à fait satisfaisant, au vu des caractéristiques du saut.

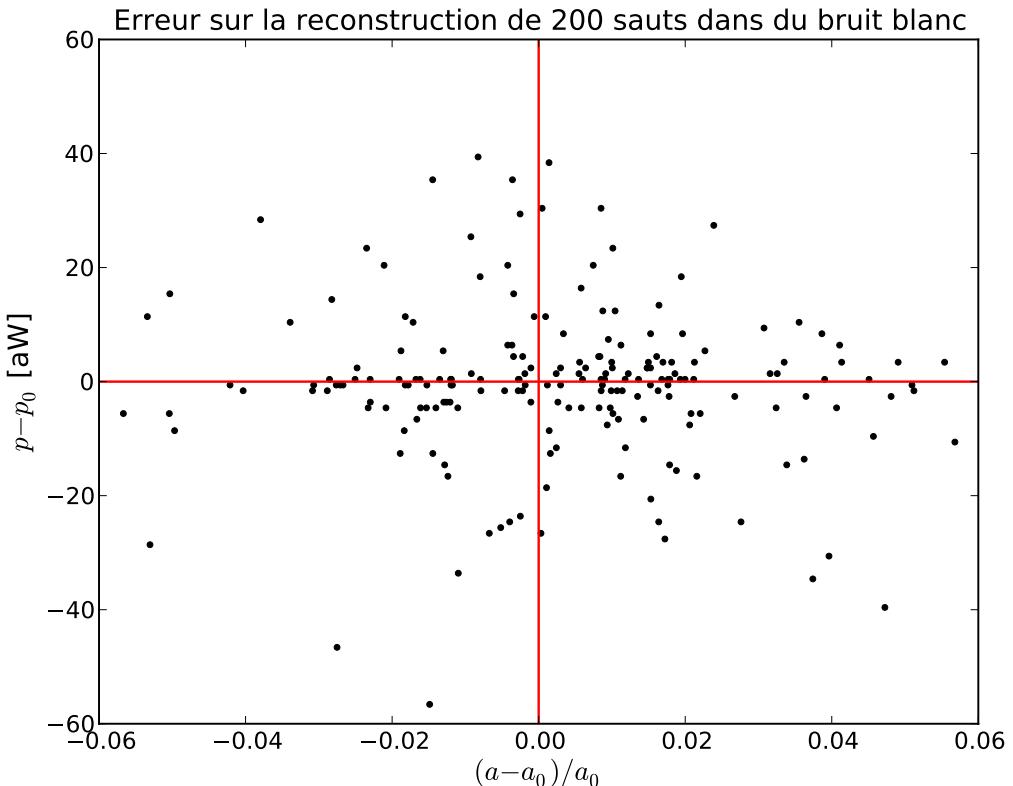


Figure 2.11 – Pour 200 simulations de bruit blanc avec un saut donné, erreurs sur la reconstruction de la position (ordonnée) et l'amplitude (abscisse). L'amplitude initiale a_0 correspond à 40 % du bruit, la position initiale à 20 % de la longueur de la TOI.

2.3.4 Tests sur des simulations plus réalistes

On a ensuite testé l'algorithme sur des TOIs de bruit *a priori* sans saut², dans lesquelles on ajoute un saut de caractéristiques (a_0, α_0) enregistrées. Le bruit "intrinsèque" est donc plus complexe (problèmes de dérives, corrélation entre les points, problèmes de masquage de certaines plages de données...) et va rendre plus difficile la détection.

La figure 2.12 présente le cas d'école d'un bruit "intrinsèque" sélectionné (typique d'un bolomètre à 143 GHz, d'écart-type 160 aW) de l'ajout d'un saut à la position marquée d'un trait pointillé rouge, puis de la (bonne) reconstruction par `jump_corrector`.

2. identifiés après un premier passage par `jump_corrector`

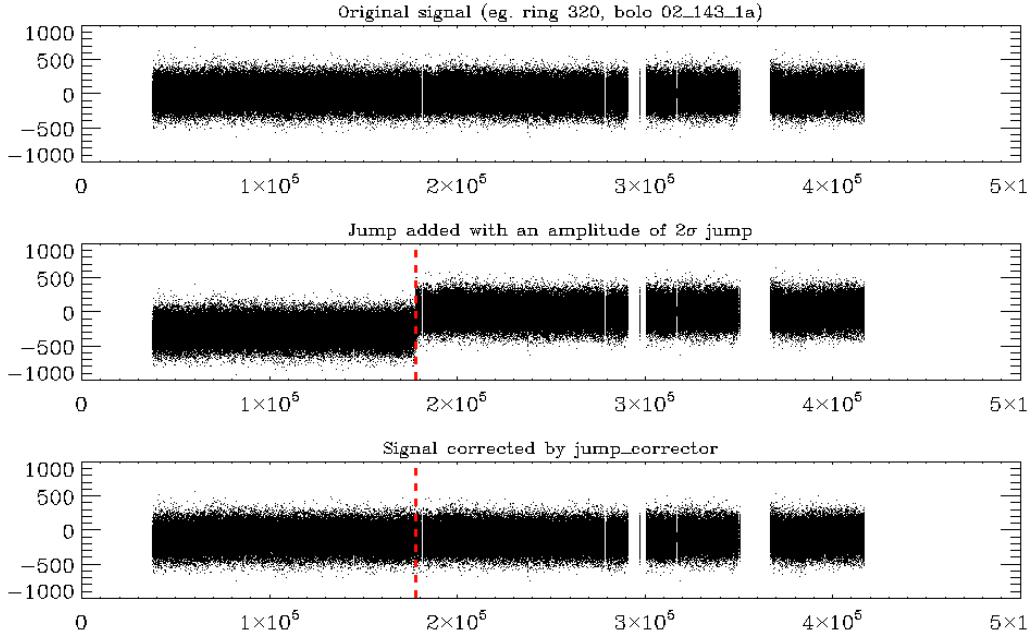


Figure 2.12 – Exemple typique de reconstruction par `jump_corrector` d'un saut simulé dans une TOI.

Comme pour le cas d'un bruit simpliste, nous enregistrons pour chaque reconstruction les critères J_{SNR} (critère sur le total cumulatif 2.3.2.1), $\Delta\chi^2$ (critère qui distingue une dérive d'un saut 2.3.2.2) et P_{SNR} (critère basée sur la dérivée du bruit 2.3.2.3), pour pouvoir sélectionner les meilleurs seuils. Nous avons finalement choisi $J_{SNR} = 25$, $\Delta\chi^2 = 100$ et $P_{SNR} = 5$, ce qui permet à la détection de ne pas dépendre de la position.

Les figures 2.13, 2.14 et 2.15 présentent pour trois fréquences différentes la capacité de reconstruction de `jump_corrector`. Pour chacun des sauts simulés, j'ai choisi aléatoirement la position p_0 entre 10 % et 90 % de la longueur du ring (c'est-à-dire $\alpha_0 \in [0.1, 0.9]$), et j'ai testé le cas $a_0 = 1\sigma_b$ et $a_0 = 2\sigma_b$.

J'ai testé trois bandes de fréquences : en effet, les caractéristiques du bruit y sont différentes, à cause de la taille du lobe qui change et des résidus d'avant-plans galactiques qui affectent les propriétés du bruit.

2.3.4.1 Résultats pour 143 GHz

Pour cette fréquence, l'écart-type du bruit dans un ring est 183 ± 1 aW.

- Pour les sauts à 1σ , pas de reconstruction catastrophique (toutes sont précises à largement moins de 1 % en position). Les écarts-type des erreurs sur l'amplitude et la position sont

$$\begin{aligned}\sigma\left(\frac{a_r - a_0}{a_0}\right) &= 3.06 \% \\ \sigma(p_r - p_0) &= 9.4 \text{ échantillons.}\end{aligned}$$

- Pour les sauts à 2σ , les résultats sont encore meilleurs pour ce qui concerne la position.

$$\begin{aligned}\sigma\left(\frac{a_r - a_0}{a_0}\right) &= 3.33 \% \\ \sigma(p_r - p_0) &= 1.8 \text{ échantillons.}\end{aligned}$$

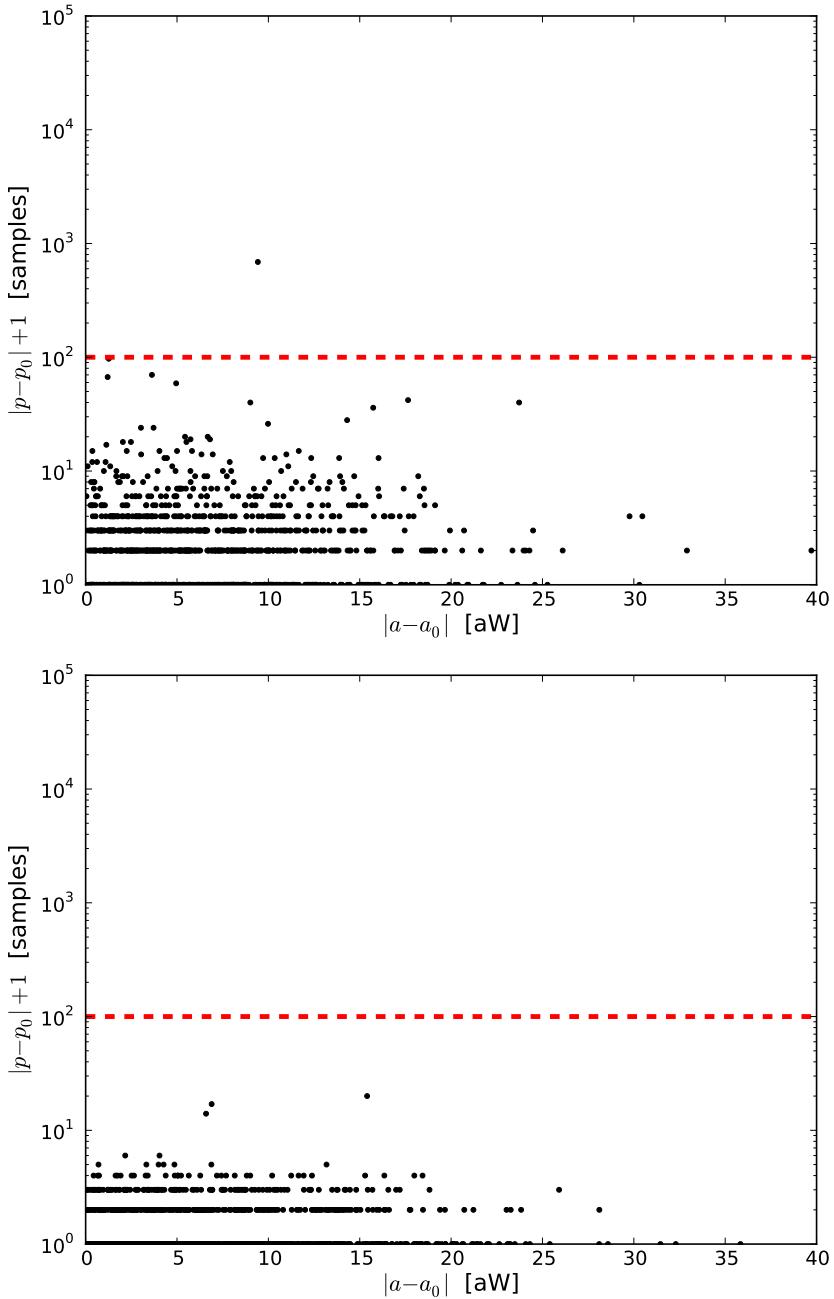


Figure 2.13 – Erreurs sur la reconstruction de sauts simulés dans le plan (a, α) , pour un bolomètre à 143 GHz, à 1σ (haut) et 2σ (bas). Dans les deux cas, 99.9 % des 1001 sauts sont retrouvés (et montrés sur cette figure).

2.3.4.2 Résultats pour 353 GHz

Pour cette fréquence, l'écart-type du bruit dans un ring est 160 ± 1 aW.

- Pour les sauts à 1σ , pas de reconstruction catastrophique. Les écarts-types des erreurs sur l'amplitude et la position sont

$$\begin{aligned} \sigma\left(\frac{a_r - a_0}{a_0}\right) &= & 3.75 \% \\ \sigma(p_r - p_0) &= & 9.4 \text{ échantillons.} \end{aligned}$$

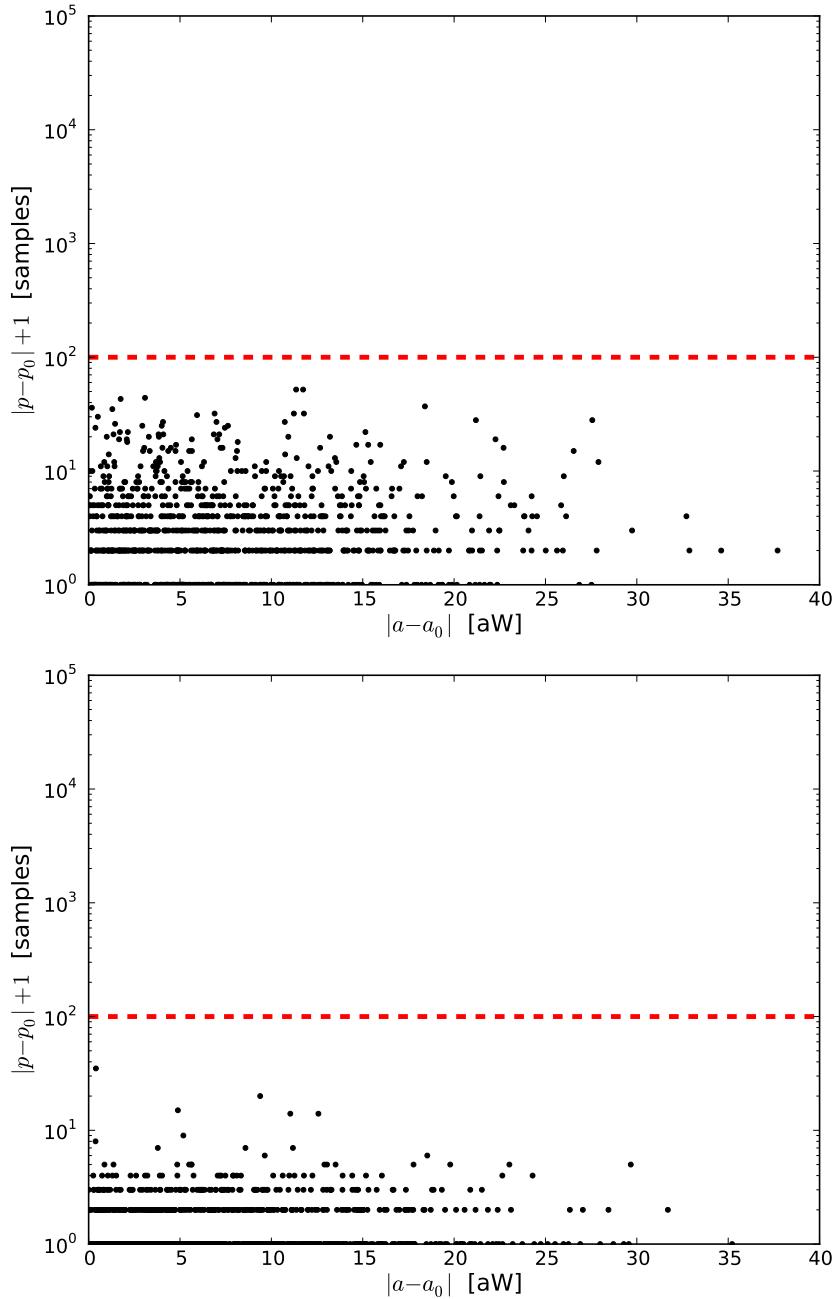


Figure 2.14 – Erreurs sur la reconstruction de sauts simulés dans le plan (a, α) , pour un bolomètre à 353 GHz, à 1σ (haut) et 2σ (bas). Dans les deux cas, 99.9 % des 1001 sauts sont retrouvés (et montrés sur cette figure).

– Pour les sauts à 2σ , les résultats sont encore meilleurs pour ce qui concerne la position.

$$\begin{aligned} \sigma\left(\frac{a_r - a_0}{a_0}\right) &= & 3.75 \% \\ \sigma(p_r - p_0) &= & 1.7 \text{ échantillons.} \end{aligned}$$

2.3.4.3 Résultats pour 857 GHz

Pour cette fréquence, l'écart-type du bruit dans un ring est 210 ± 10 aW.

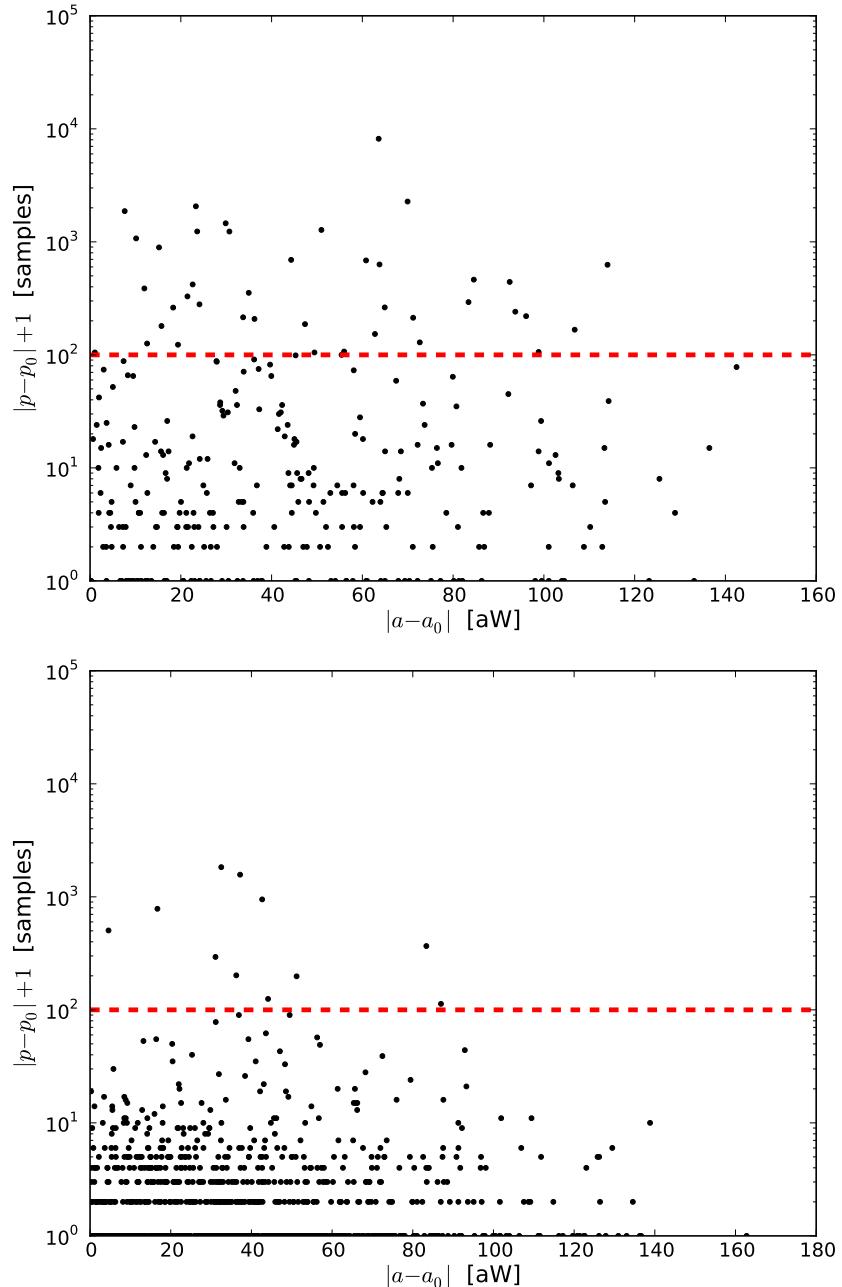


Figure 2.15 – Erreurs sur la reconstruction de sauts simulés dans le plan (a, α) , pour un bolomètre à 857 GHz, à 1σ (haut) et 2σ (bas). Seulement 30.6 % des 1001 sauts sont retrouvés (et montrés sur cette figure) dans le cas d'un saut à 1σ , mais 99.7 % le sont pour 2σ .

- Pour les sauts à 1σ , il y a moins de sauts reconstruits (30 %, contre 100 % pour les autres fréquences). Parmi eux, certains le sont au-delà de la limite des ± 100 échantillons que nous avons fixés. Cela s'explique par les caractéristiques de l'estimateur du bruit pour ces fréquences : un “autre” saut est retrouvé.
- Pour les sauts à 2σ , la reconstruction est plus fiable : tous les sauts sont reconstruits, et peu d'entre eux le sont en dehors de la limite.

2.3.5 Petits sauts

J'ai voulu voir, dans le cas d'un bolomètre de type CMB, jusqu'à quel niveau nous pouvions avoir confiance dans la reconstruction d'un saut. La figure 2.16 montre que pour un saut d'amplitude supérieure à 40 % du niveau de bruit, 95 % des sauts étaient correctement reconstruits. Inversement, aucun saut n'est retrouvé si son amplitude est inférieure à 20 % du niveau de bruit. On peut estimer à partir de cette courbe la population des sauts, en fonction du nombre de sauts retrouvés (figure 2.17)

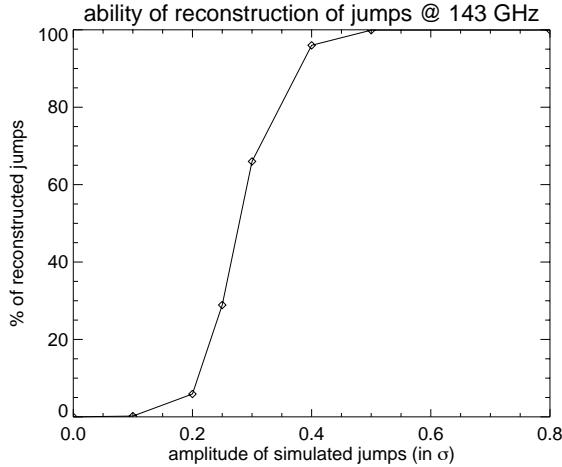


Figure 2.16 – *Efficacité de jump_corrector à retrouver un saut pour un bolomètre à 143 GHz, en fonction de son amplitude.*

2.3.6 Statistique des sauts trouvés

Pour la mission totale, en moyenne 260 rings par bolomètre ont été corrigés d'un ou deux sauts par jump_corrector (*cf* figure 2.18). Il s'agit là d'un compromis, puisque les critères ont été choisis pour éviter les faux positifs.

Pour la plupart des bolomètres, j'ai trouvé que le nombre de sauts augmente avec le temps. Ceci est illustré sur la figure 2.19 qui présente le nombre moyen de sauts par jour (pour tous les bolomètres) en fonction de la date. Les sauts affectant simultanément plus de 10 bolomètres n'ont pas été pris en compte pour cette figure, puisqu'ils sont dus à des causes connues comme le changement de *sorption cooler* (*cf* section 1.2.3), et seront de toutes façons rejetés (voir section 4.2). Une hypothèse crédible pour éviter ces variations est que la baisse du taux de glitch rend plus efficace la détection de sauts par jump_corrector.

2.4 Sauts multiples : *Random Telegraphic Signal*

Le module jump_corrector est jusqu'ici bien adapté pour retrouver les sauts isolés, unique ou peu nombreux dans une TOI d'estimation de bruit. Ce n'est pas le seul problème qui peut affecter les données : il a été constaté avant le vol que des bolomètres étaient atteints par du bruit de type RTS [Planck-HFI Collaboration, 2011a]. Dans cette section, je présente comment l'étude de la distribution de la dérivée du bruit peut nous permettre de détecter avec une grande sensibilité la présence de RTS. Je compare cet algorithme avec la méthode précédemment mise en œuvre.

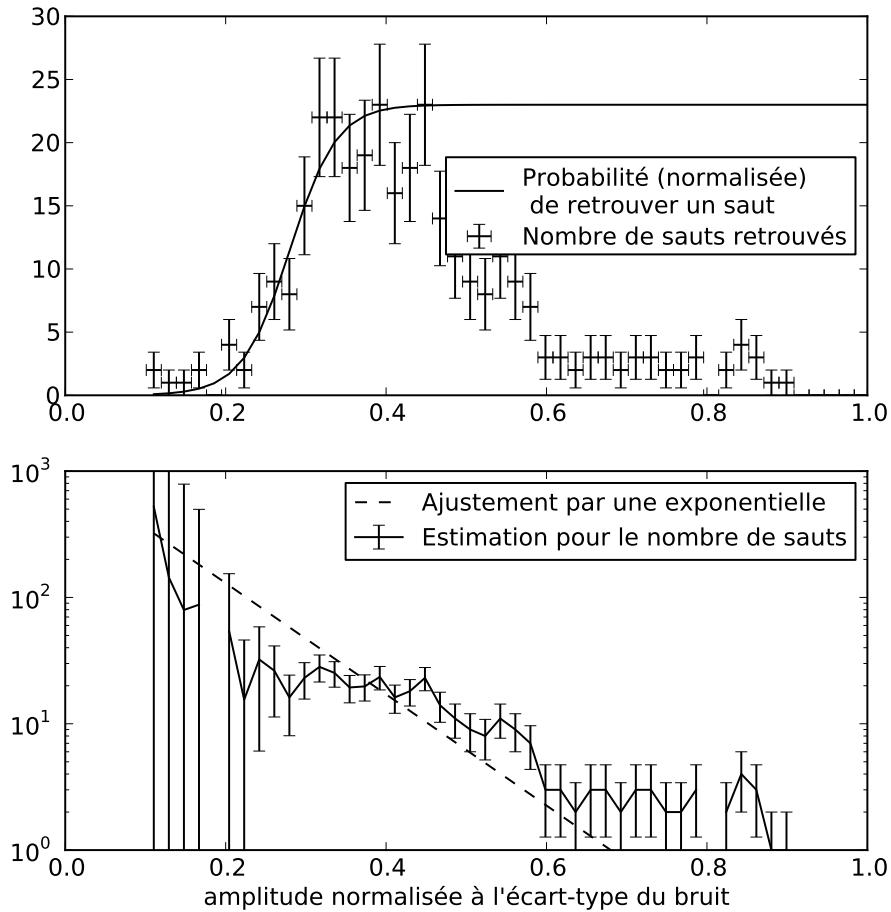


Figure 2.17 – Haut : *Distribution pour un bolomètre de l'histogramme de l'amplitude des sauts retrouvés, en valeur absolue et exprimé en σ du bruit. J'ai auparavant vérifié qu'il n'y ait plus de sauts positifs que négatifs. On peut ainsi estimer la distribution réelle des sauts, à l'aide de l'efficacité (bas).*

2.4.1 Utilisation de `jump_corrector` dans la détection de RTS

Les sauts sont bien trop nombreux dans le cas de RTS pour que la méthode du total cumulatif fonctionne. Cela est illustré par les figures 2.20 (sans RTS) et 2.21 (avec RTS, comme on le voit sur le lissage du bruit dans le graphe inférieur gauche) : le total cumulatif ne sort de la courbe de confiance ni dans le cas sans, ni dans le cas avec RTS. En conséquence, l'argument $\Delta\chi^2$ ne peut pas s'appliquer non plus, puisqu'il dépend de la position trouvée par J_{SNR} . Par contre, la méthode de la dérivée est, elle, indépendante. Ce qui est caractéristique du RTS, c'est donc la présence de nombreux pics dans la dérivée du bruit. À la distribution gaussienne attendue dans le cas de la dérivée d'un bruit blanc, va s'ajouter une seconde distribution qui va augmenter les moments d'ordres pairs, si l'on considère que le saut est un processus d'oscillations entre deux états haut et bas. En particulier, la *kurtosis* (normalisée) est nulle dans le cas d'un bruit (et de sa dérivée) gaussien, et va être non nulle dans le cas d'un bruit contaminé par du RTS.

En pratique, nous voulons éviter que des accidents isolés dans la ligne de base conduisent à des sauts dans la dérivée, et nous enlevons 4 % des échantillons extrêmes (les 2 % des points dont la dérivée est la plus haute, et les 2 % des points dont la dérivée est la plus basse). Appliquée à un bruit gaussien, cette troncature va diminuer les moments d'ordres paires de la

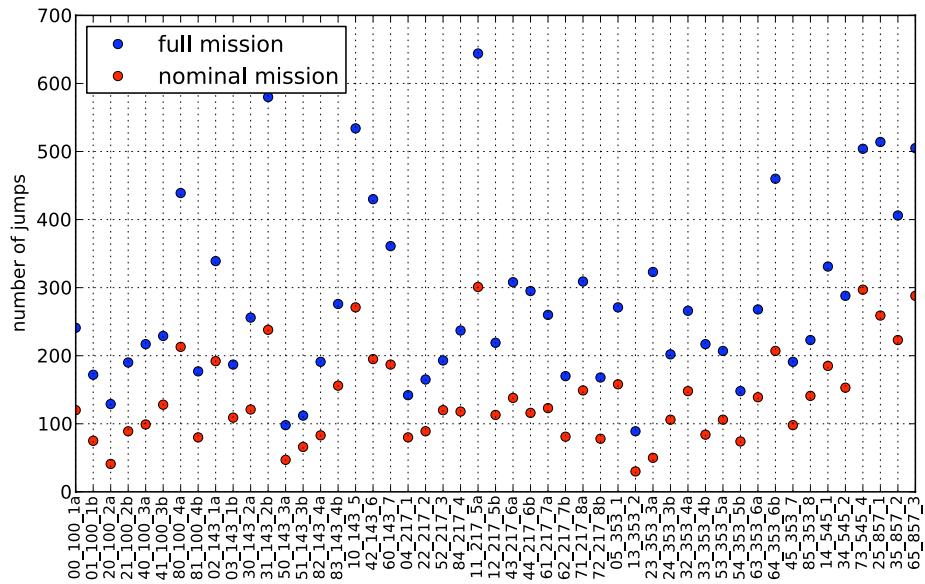


Figure 2.18 – Nombre de rings corrigés par jump_corrector pour chaque bolomètre de HFI. Les points rouges indiquent la mission nominale, les points bleu la mission totale.

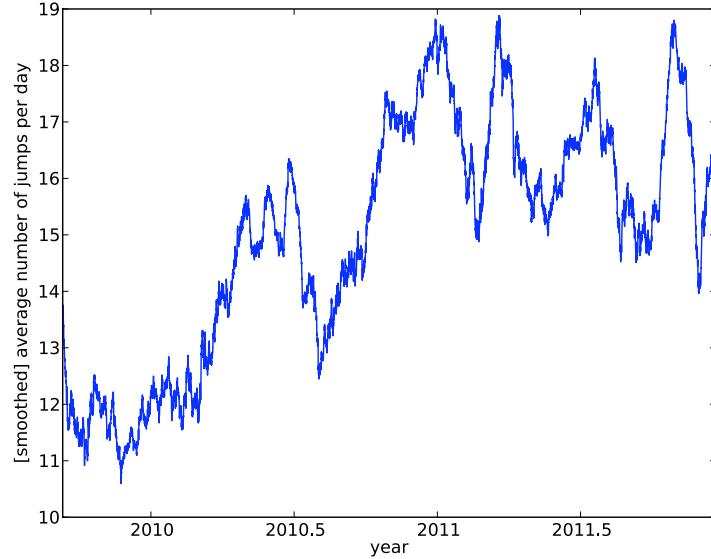


Figure 2.19 – Nombre moyen journalier de rings pour lesquels un saut a été corrigé, en fonction de la date. On note une augmentation du nombre de sauts trouvés au cours de la mission.

distribution, et il faut donc prendre en compte ce biais dans nos critères.

2.4.2 Résultats de jump_corrector dans la détection de RTS

Pour chaque bolomètre, on calcule donc pour chaque ring la *kurtosis* de la distribution tronquée de la dérivée (calculée par convolution d'un noyau) du bruit. Les ROIs ainsi obtenues varient dans le cas gaussien autour d'une valeur négative typique de -0.5 , et un écart trop élevé est une indication de RTS. Nous avons fixé ce seuil à zéro, et nous indiquons sur l'exemple du bolomètre 80_100_4a (figure 2.22) le niveau attendu dans le cas gaussien (bleu foncé), le seuil de détection (vert) et le cas des rings très affectés (rouge). La valeur de ce critère dépend à la fois de l'amplitude et de la fréquence du RTS.

Sur les 54 bolomètres, (incluant les deux bolomètres aveugles) 29 ont un comportement stable pour toute la durée de la mission, 13 ont au moins une période de RTS de petite amplitude (moins de 0.5σ), 10 ont au moins une période de RTS de forte amplitude, et 2 sont affectés par du RTS pour la totalité de la mission. Un des deux bolomètres aveugles a une période de fort RTS, mais le template thermique est de toute façon calculé à partir d'un lissage à 10 823 points, et le RTS est donc complètement dilué dans la TOIs utilisée pour la décorrélation.

2.4.3 Comparaison avec l'algorithme de Viterbi

On compare la méthode décrite dans le paragraphe précédent avec celle basée sur l'algorithme de Viterbi [Forney, 1973], une méthode bayesienne utilisée dans les technologies des communications pour retrouver la séquence la plus probable dans un signal bruité.

2.4.3.1 Principe de l'algorithme de Viterbi

Cet algorithme repose sur la notion de treillis. On considère un ensemble d'états et de transitions entre états. Chaque noeud du treillis correspond à un état donné à un instant i donné, et est relié par des transitions affectées d'un poids à tous les états de l'instant précédent et suivant. Une séquence \mathbf{x} est un chemin dans l'espace des états, reliant l'état initial x_0 à l'état final x_K au temps K par une série de K transitions des x_i aux x_{i+1} .

En notant \mathbf{x} la séquence recherchée (ici, c'est la TOI en crêneau associée au RTS), et \mathbf{z} la séquence observée (correspondant ici à la TOI de bruit, somme du bruit gaussien et du signal en crêneau) on peut associer à chaque chemin dans l'espace des états une longueur $\lambda(\mathbf{x})$ proportionnelle à $-\ln \mathbb{P}(\mathbf{x}, \mathbf{z})$. Le but est de trouver la séquence \mathbf{x} qui maximise $\mathbb{P}(\mathbf{x}|\mathbf{z})$, ou, de manière équivalente³, pour laquelle la longueur $\lambda(\mathbf{x})$ est minimale.

Il s'agit d'une recherche de minimisation de la longueur d'un chemin, qui peut être faite de manière récursive [Forney, 1973].

Dans le cas de la recherche de RTS, il faut connaître les caractéristiques du bruit (sa moyenne et sa variance, obtenues avec un simple histogramme du bruit) mais aussi les probabilités de transition entre l'état haut et l'état bas (ce qui peut être trouvé par l'histogramme de la dérivée du bruit).

2.4.3.2 Résultats de la comparaison

J'ai utilisé un ensemble de 4000 rings sélectionnés aléatoirement entre les rings 240 et 14890 (il s'agissait de la version v46 de l'analyse de données), pour lesquels je compare le niveau de détection des deux méthodes. La figure 2.24 montre deux bolomètres-types : l'un contaminé par du RTS, et l'autre ne l'étant pas *a priori*. Les deux méthodes semblent en accord dans la majorité des cas, ce que confirme la figure 2.25. La figure du haut montre les rings pour lesquels

3. puisque $\mathbb{P}(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \propto \mathbb{P}(\mathbf{x}|\mathbf{z})\mathbb{P}(\mathbf{z})$ par le théorème de Bayes, et que le logarithme est une fonction monotone.

il y a une détection de RTS par viterbi, mais pas pour peak_detection ; celle du bas l'inverse. Il y a en général plus de détection unique pour viterbi.

Une inspection visuelle des TOI de bruit des rings incriminés (par exemple, 2.23) montre que pour tous les bolomètres, les détections d'une méthode non confirmées par l'autre sont des fausses détections. Elles concernent en général des rings isolés et donc ne peuvent pas être prises pour des vraies détections de RTS. Il s'agit le plus souvent d'un problème de raccordement des données masquées, qui peut apparaître comme un problème de changement rapide dans la ligne de base. En effet, le bruit en $1/f$ va être à l'origine de dérives dans le bruit, qui vont se transformer en saut quand on va raccorder deux morceaux de TOI.

2.5 Conclusion

Le traitement des données ordonnées en temps est une étape clef pour maîtriser les erreurs systématiques qui pourraient entacher les cartes, les spectres et les paramètres cosmologiques. La construction d'estimée du bruit grâce à la redondance des données nous permet de détecter et corriger les problèmes de sauts brutaux dans la ligne de base, qu'ils soient isolés dans un ring ou qu'il y ait de nombreuses transitions entre deux, voir trois niveaux (cas du RTS).

Une partie de mon travail a consisté à la participation à la mise au point de `jump_corrector`, l'algorithme dédié à cette recherche, et à la caractérisation de ses performances.

A partir de la combinaison des trois critères P_{SNR} , J_{SNR} et $\Delta\chi^2$, j'ai pu faire en sorte que `jump_corrector` trouve les sauts à partir d'un seuil donné en limitant les fausses détections.

J'ai également montré que cet algorithme était plus compétitif, avec une efficacité similaire pour un taux de fausses détections plus faibles, que l'analyse bayesienne qui était menée auparavant pour retrouver le RTS.

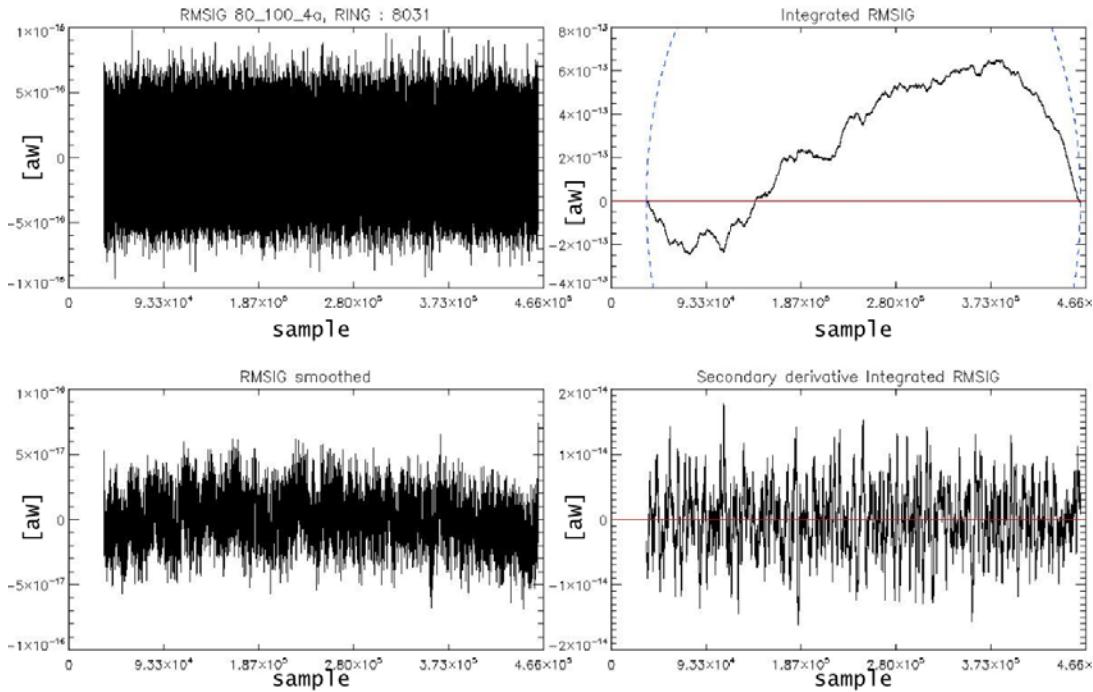


Figure 2.20 – Haut, gauche : *TOI de bruit, dans le cas sans RTS*. Bas, gauche : *TOI de bruit lissée à 1000 points*. Haut, droite : *Total cumulatif : le critère J_{SNR} n'est pas rempli*. Bas, droite : *Dérivée du bruit : aucun pic n'apparaît*.

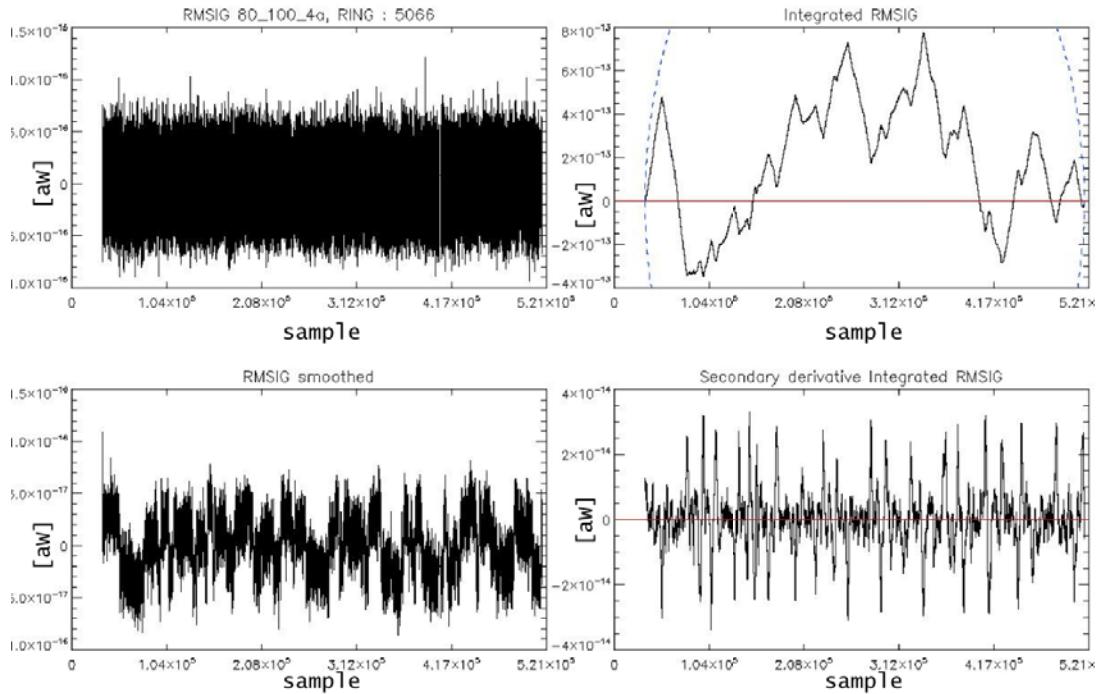


Figure 2.21 – Haut, gauche : *TOI de bruit, dans le cas avec RTS*. Bas, gauche : *TOI de bruit lissée à 1000 points : le RTS apparaît à l'oeil*. Haut, droite : *Total cumulatif : le critère J_{SNR} n'est pas rempli car les sauts sont trop rapprochés*. Bas, droite : *Dérivée du bruit : de multiples pic apparaissent, trahissant la présence de RTS*.

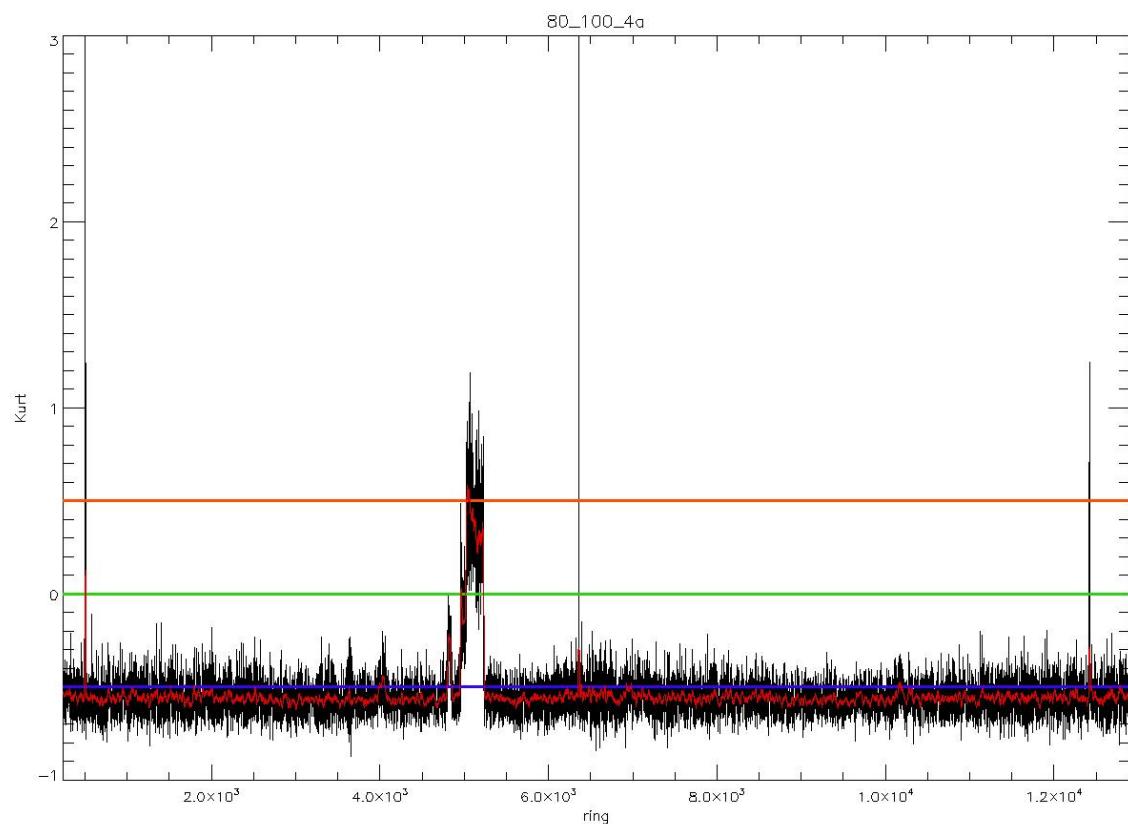


Figure 2.22 – Critère sur la kurtosis de la distribution tronquée de la dérivée du bruit. On voit que ce critère est quasiment partout négatif (autour de 0.5 en bleu), à cause de la troncature sur des données a priori gaussienne, et dépasse le seuil fixé à zéro (vert) pour environ 500 rings consécutifs. Les TOIs de bruit des rings en question contiennent effectivement du RTS.

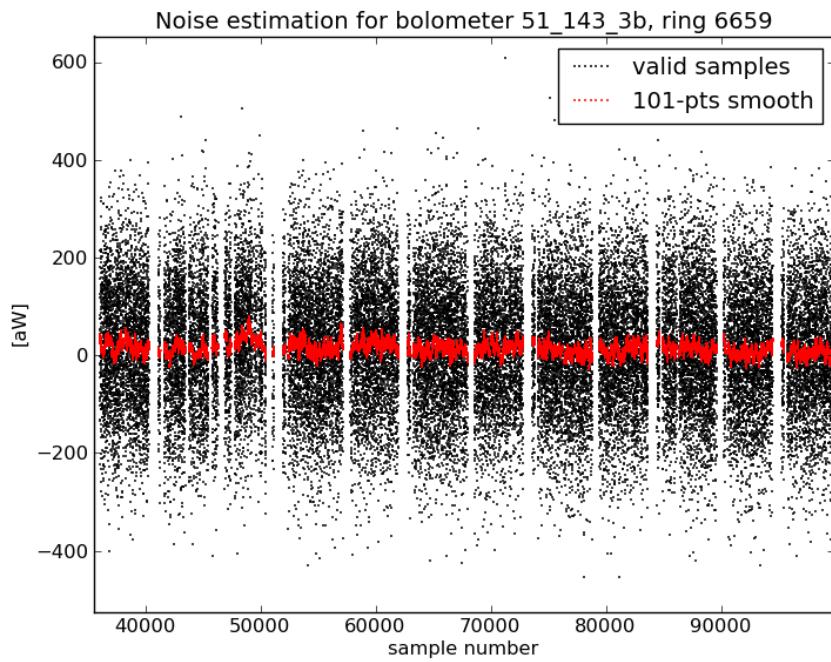


Figure 2.23 – Exemple d'estimée de bruit pour laquelle le masquage va créer des sauts quand les données vont être raccordées.

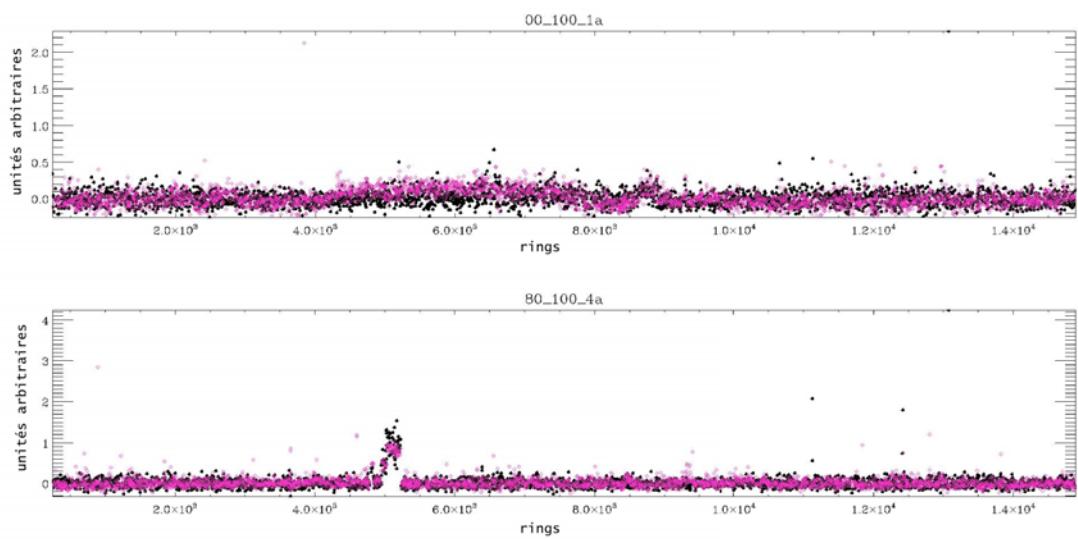


Figure 2.24 – Comparaison des deux méthodes de détection du RTS, pour un bolomètre sans RTS (haut) et avec RTS (bas). Les points roses représentent le résultat pour l'algorithme de Viterbi, les points noirs, l'algorithme jump_corrector (plus précisément, la détection de pics de cet algorithme). L'échelle est ici arbitraire, elle a été renormalisée (par une transformation affine) pour avoir un bruit de fond à zéro et une détection à 1.

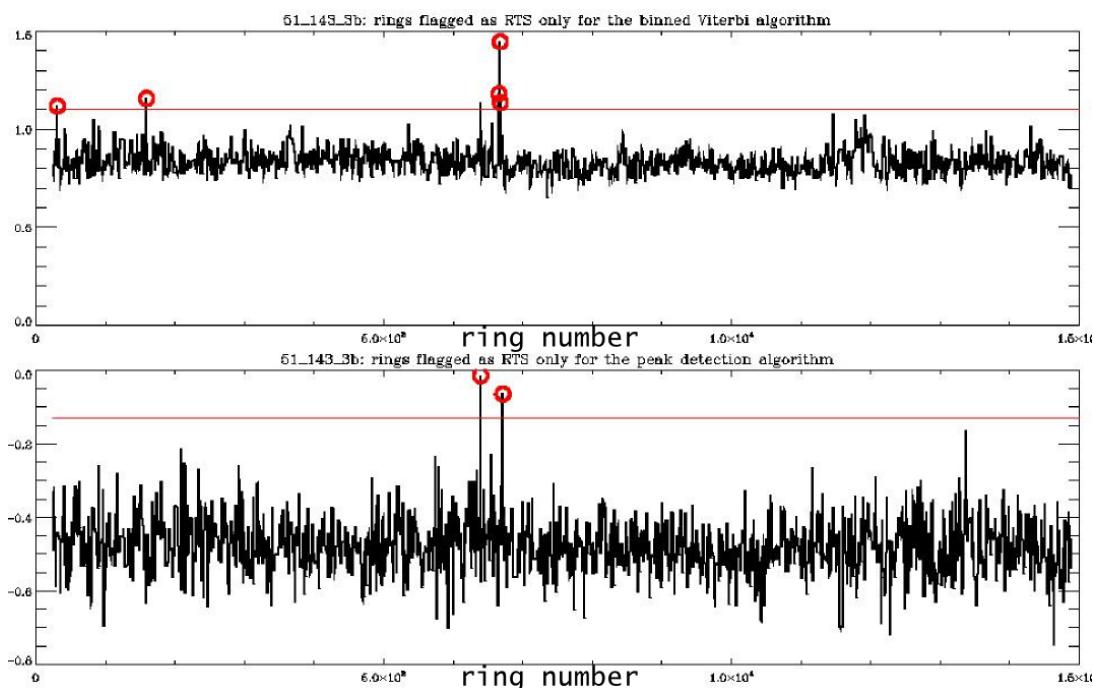


Figure 2.25 – Comparaison des deux méthodes de détection du RTS, dans le cas de fausses détections pour le bolomètre 51_143_3b. Haut : Les rings que l'algorithme de Viterbi est le seul à trouver affectés sont en rouge. Bas : Les rings que l'algorithme jump_corrector est le seul à trouver affecté sont en rouge. Une vérification visuelle sur les TOIs incriminées montre qu'il s'agit de problèmes de masquage dans les deux cas.

3

Caractérisation du bruit

Sommaire

3.1	Estimation du bruit dans le domaine fréquentiel et temporel	48
3.2	Note sur l'estimée des moments du bruit	48
3.2.1	Matrice de covariance du bruit	49
3.2.2	Cas idéal : le bruit est non corrélé et stationnaire, et le résidu de signal négligeable	49
3.2.3	Prise en compte du masquage	50
3.3	Étude de la gaussianité du bruit	53
3.3.1	ROI de stddev attendue dans le cas purement gaussien et stationnaire : l'erreur sur l'erreur	53
3.3.2	Changement de bruit global au cours de la mission	55
3.3.3	Classification	57
3.3.4	Statistique	59
3.3.5	Analyse de la non-gaussianité par ondelettes	61
3.3.6	Résumé : zoologie du bruit au niveau des rings dans <i>Planck</i> HFI	65

Au delà de l'emploi de la non gaussianité pour la mise à l'écart de certains rings, nous caractérisons la gaussianité du bruit pour elle-même. En effet, comme nous le verrons dans la seconde partie, les non-gaussianités sur les cartes du CMB sont un indice fort de nouvelle physique, puisque les modèles simples prédisent que les fluctuations ont un niveau de non-gaussianité indétectable par *Planck*. La correction des effets instrumentaux et les résidus de signaux astrophysiques introduisent nécessairement un certain niveau de non-gaussianité. Ces résidus doivent être non mesurables si l'on veut être sensible à un éventuelle non-gaussianité du signal cosmologique. La caractérisation du bruit à cette étape permet de vérifier la qualité des corrections instrumentales faites avant la projection sur les cartes.

On utilise pour ce chapitre des TOIs de bruit obtenues à partir du signal déconvolué et corrigé des sauts, soit le signal qui est projeté sur les cartes.

3.1 Estimation du bruit dans le domaine fréquentiel et temporel

Comme nous l'avons déjà vu en 2.2.1, la redondance des données au sein d'un ring permet de construire un estimateur du signal \mathbf{s} à partir des données \mathbf{d} et de la matrice de pointage \mathbf{A} , en inversant la relation

$$\mathbf{d} = \mathbf{A}\mathbf{s} + \mathbf{N} + \Delta_{\mathbf{s}}. \quad (3.1)$$

En fait, l'analyse bayesienne permet de retrouver à la fois la vraisemblance du signal, mais aussi celle du spectre de puissance du bruit $\tilde{N}(\omega)$ défini par

$$N_{tt'} = \int \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{N}(\omega) e^{-i\omega(t-t')}. \quad (3.2)$$

[Ferreira et Jaffe, 2000] montre que c'est possible en supposant que le bruit est un processus gaussien et stationnaire (la matrice de covariance peut donc s'écrire $N_{tt'} = N(t - t')$); et que le signal et le bruit sont indépendants (ce qui implique $\Delta_{\mathbf{s}} = 0$). On fait également l'approximation d'un spectre constant \bar{n}_{α} par bande de fréquence α . On doit alors résoudre les deux équations

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

$$\bar{N}_{\alpha} = \frac{1}{n_{\alpha} + 2\nu} \sum_{k \in \alpha} \sum_p |\tilde{\mathbf{d}}_k - \tilde{\mathbf{A}}_{kp} \mathbf{s}_p|^2, \quad (3.4)$$

où $k \in \alpha$ désigne les n_{α} modes k dans la bande de fréquence α . Le paramètre ν sert pour le prior du bruit dans la bande de fréquence α :

$$P(\bar{N}_{\alpha}) \propto 1/\bar{N}_{\alpha}^{\nu}. \quad (3.5)$$

L'équation 3.3 est simplement la solution du maximum de vraisemblance, tandis que l'équation 3.4 est une moyenne du *périodogramme*¹ du bruit.

Si les données sont réparties de manière régulières en temps, ce n'est pas tout à fait le cas dans l'espace des phases. La collaboration *Planck* utilise un développement de Fourier-Taylor [Colombi *et al.*, 2009] pour calculer cet échantillonage dans un temps raisonnable, comme décrit dans [Planck-HFI Collaboration, 2011b].

On peut ainsi créer pour chaque TOI de signal une TOI de bruit dont le spectre est estimé de manière aussi peu biaisée que possible. Des ROIs correspondant à l'écart-type du bruit dans chaque ring sont faites (et appelées *stddev*), ainsi que des ROIs qui correspondent au résultat d'un ajustement du spectre de bruit dans une région en fréquence où il est (normalement) constant. De tels ROI sont appelées *whitenoise*.

3.2 Note sur l'estimée des moments du bruit

L'estimation des moments d'une loi à partir des moments d'un ensemble fini de réalisations est biaisé. Ce biais, connu dans le cas de la variance sous le nom de Bessel, s'explique traditionnellement² comme la perte d'un degré de liberté, mais n'est pas intuitivement généralisable aux moments supérieurs.

Une analyse plus systématique peut être faite, et je vais dans cette section détailler son calcul avec le formalisme de la section 2.2.1.

1. c'est-à-dire le spectre de puissance naïvement calculé à partir de la transformée de Fourier.

2. voir [Klemens, 2008], appendice M, pour une discussion à ce sujet.

3.2.1 Matrice de covariance du bruit

Pour un vecteur aléatoire \mathbf{X} , on note $\mathbf{C}_X = \langle \mathbf{X}\mathbf{X}^T \rangle$ sa matrice de covariance. La forme générale de la matrice de covariance d'un bruit masqué $\mathbf{w}\hat{\mathbf{n}}$ s'écrit alors

$$\mathbf{C}_{\mathbf{w}\hat{\mathbf{n}}} = \langle \mathbf{w}(\mathbf{1} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+)(\mathbf{n} + \Delta_s)(\mathbf{n}\Delta_s)^T(\mathbf{1} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+)\mathbf{w} \rangle \quad (3.6)$$

$$= \mathbf{w}(\mathbf{1} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+) (\mathbf{C}_n + \mathbf{C}_{\Delta_s}) (\mathbf{1} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+) \mathbf{w}. \quad (3.7)$$

On peut faire à partir de cette formule générale plusieurs suppositions sur la nature du bruit \mathbf{n} et le résidu de signal Δ_s .

3.2.2 Cas idéal : le bruit est non corrélé et stationnaire, et le résidu de signal négligeable

Dans ce cas, $\mathbf{C}_n = \mathbf{1}\sigma_n^2$, et seul le premier terme de $\mathbf{C}_{\mathbf{w}\hat{\mathbf{n}}}$ reste, et peut être explicité :

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{\mathbf{w}\hat{\mathbf{n}}} &= \mathbf{w}(\mathbf{1} - \mathbf{A}\mathbf{A}^+)\mathbf{w}\sigma_n^2 \\ (\mathbf{C}_{\mathbf{w}\hat{\mathbf{n}}})_{ij} &= \sigma_n^2 (\mathbf{w}_{ij} - \mathbf{w}_{ii}(\mathbf{A}\mathbf{A}^+)_{ij}\mathbf{w}_{jj}) \\ &= \sigma_n^2 \left(\mathbf{w}_{ij} - \frac{\mathbf{w}_{ii}\mathbf{w}_{jj}}{N_{hit}(p_{i,j})} \right) \end{aligned}$$

où $N_{hit}(p_{i,j})$ est le nombre d'échantillons dans le bin de PBR commun à i et j , et où l'on a utilisé

$$(\mathbf{A}^T \mathbf{A})_{pp'} = \sum_{i=1}^{N_s} (\mathbf{A}^T)_{pi} \mathbf{A}_{ip'} = \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{A}_{ip} \mathbf{A}_{ip'} = \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{A}_{ip}^2 \delta_{pp} = \delta_{pp'} N_{hit}(p),$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}\mathbf{A}^+ &= \mathbf{A}(\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \\ (\mathbf{A}\mathbf{A}^+)_ij &= \sum_{p \in PBR} \mathbf{A}_{ip} \left[(\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \right]_{pj} \\ &= \sum_{p \in PBR} \mathbf{A}_{ip} \left[\sum_{p' \in PBR} (\mathbf{A}^T \mathbf{A})_{pp'}^{-1} (\mathbf{A}^T)_{p'j} \right] \\ &= \sum_{p \in PBR} \mathbf{A}_{ip} \sum_{p' \in PBR} \frac{\delta_{pp'}}{N_{hit}(p)} \mathbf{A}_{jp'} \\ &= \sum_{p \in PBR} \frac{1}{N_{hit}(p)} \mathbf{A}_{ip} \mathbf{A}_{jp} \\ &= \begin{cases} 0 \text{ si } i \text{ et } j \text{ n'appartiennent pas au même bin,} \\ \frac{1}{N_{hit}(p_{i,j})} \text{ sinon, où } p_{i,j} \text{ est le bin commun à } i \text{ et } j. \end{cases} \end{aligned}$$

Par convention, $1/N_{hit}(p_{i,j}) = 0$ si i et j ne partagent pas le même bin.

Comme la variance de \mathbf{n} est donnée par $\sigma_n^2 = \frac{\text{Tr}(\mathbf{C}_n)}{\text{Tr}(\mathbf{w})}$, son estimée est calculée comme $\hat{\sigma}^2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\text{Tr}(\mathbf{C}_{\mathbf{w}\hat{\mathbf{n}}})}{\text{Tr}(\mathbf{w})}$. Cela conduit à un biais intrinsèque³

$$\hat{\sigma}^2 = \sigma_n^2 \left(1 - \frac{\sum \frac{\mathbf{w}_{ii}}{N_{hit}(p_i)}}{\sum \mathbf{w}_{ii}} \right). \quad (3.8)$$

3. C'est-à-dire présent même dans ce cas idéal de bruit stationnaire non corrélé, et en l'absence de contamination par du signal.

Dans la limite où tous les échantillons sont valides, ($\mathbf{w} = \mathbf{1}$), on obtient $\sum_i \mathbf{w}_{ii} = N_{sample}$ pour le dénominateur du biais, et le numérateur est donné par

$$\begin{aligned}
\sum_{sample \ i} \frac{1}{N_{hit}(p_i)} &= \sum_{i \in bin \ p_0} \frac{1}{N_{hit}(p_i)} + \sum_{i \notin bin \ p_0} \frac{1}{N_{hit}(p_i)} \\
&= \frac{1}{N_{hit}(p_0)} \sum_{i=0}^{N_{hit}(p_0)} 1 + \sum_{i \notin bin \ p_0} \frac{1}{N_{hit}(p_i)} \\
&= 1 + \sum_{i \notin bin \ p_0} \frac{1}{N_{hit}(p_i)} \\
&= N_{PBR}
\end{aligned}$$

c'est-à-dire

$$\widehat{\sigma}^2 \simeq \sigma_n^2 \left(1 - \frac{N_{PBR}}{N_s} \right) = \sigma_n^2 \left(1 - \frac{1}{N_{circles}} \right). \quad (3.9)$$

Les nombres de bins du PBR N_{PBR} et le nombre d'échantillons par ring N_s (définis en 2.2.1) permettent de définir le nombre de tour au sein d'un ring $N_{circles} = N_s / N_{PBR}$.

3.2.3 Prise en compte du masquage

Pour prendre en compte le masquage de certaines zones du ciel, on remplace $N_{PBR} \rightarrow N_{PBR} \cdot f_{PBR}$ et $N_s \rightarrow N_s \cdot f_s$, où f_{PBR} est la fraction de bins valides dans le PBR, et f_s la fraction d'échantillons valides dans la TOI. Une bonne approximation est $f_s / f_{PBR} = Cste \simeq 0.8$.

On compare trois corrections possibles avec un nombre de tours effectifs $N_{circles} \rightarrow N_{eff} = \infty$ (pas de correction). Un exemple avec le bolomètre 03_143_1b peut être vu sur les figures 3.1. Pour toute la mission, on peut voir la périodicité de la durée des rings mentionnée en 1.2.2 dans l'estimée du bruit. Cette périodicité est de plus en plus atténuée quand on améliore le nombre de tours effectifs, jusqu'à disparaître complètement pour les deux dernières corrections. Il ne reste alors que le bruit intrinsèque du détecteur. La figure 3.2 est un zoom sur une période de passage en direction du Crabe, pendant laquelle la stratégie de pointage a changé. Les variations du nombre de tours sont plus brutales, et on voit également qu'elles sont corrélées avec l'estimée du bruit dans le cas $N_{eff} = \infty$ (pas de correction), puis de plus en plus faiblement corrélées.

Table 3.1 – Comparaison des différentes corrections par un nombre de tours effectif

N_{eff}	périodicité annuelle	variation brutale (Crabe)
∞	très marquée	très marquée
$N_{circles}$	légèrement marquée	marquée
$N_{circles} \times 0.80$	invisible	très légèrement marquée
$N_{circles} \frac{f_{PBR}}{f_s}$	invisible	invisible

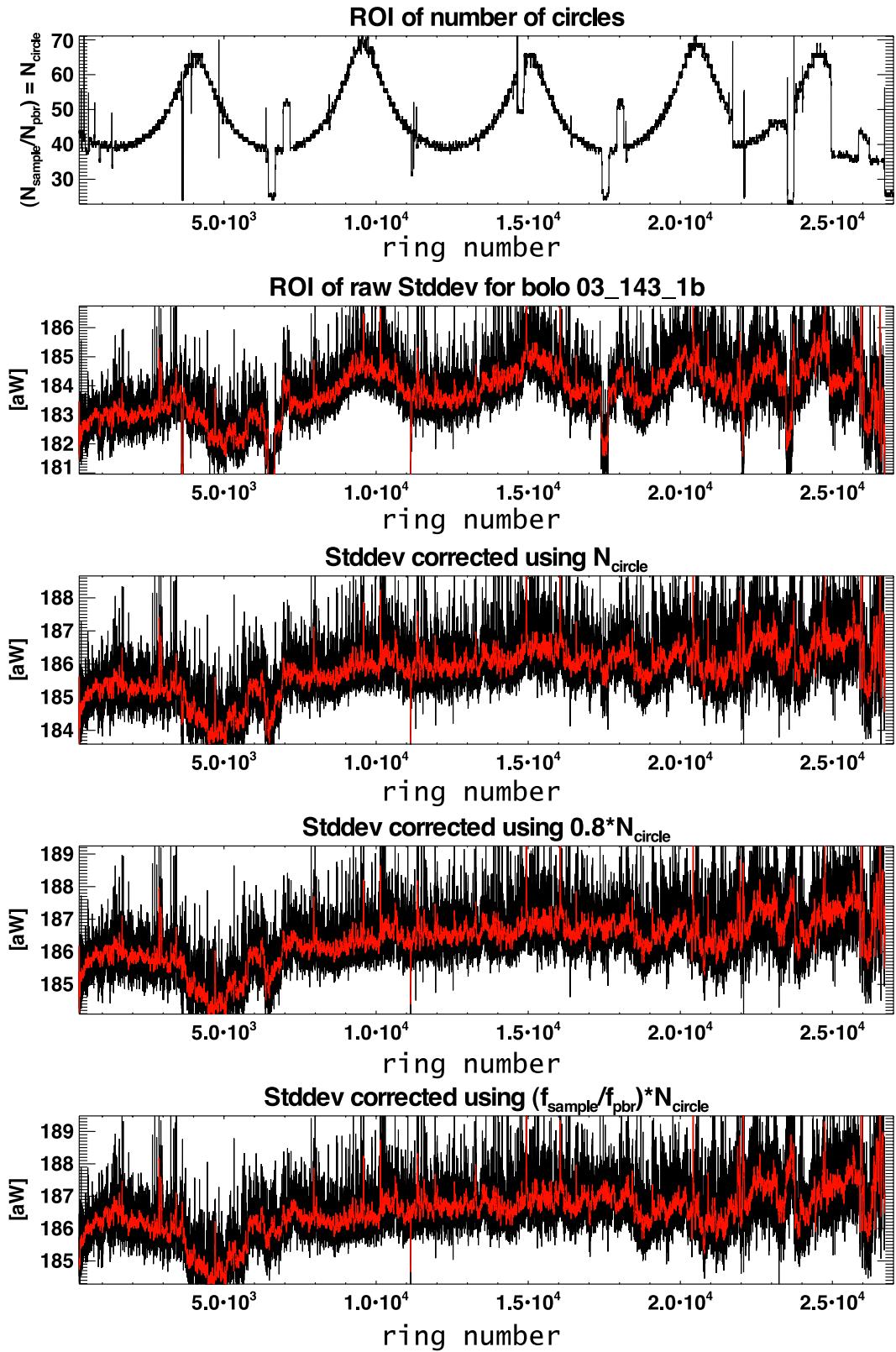


Figure 3.1 – Exemple de l'impact de la durée du ring sur l'estimation de l'écart type pour toute la mission. De haut en bas : ROI du nombre de cercles ; ROI de stddev brutes ; ROI de stddev corrigées par N_{cercles} ; ROI de stddev corrigées par $0.8N_{\text{cercles}}$; ROI de stddev corrigées par $f_{\text{samples}}/f_{\text{PBR}}N_{\text{cercles}}$.

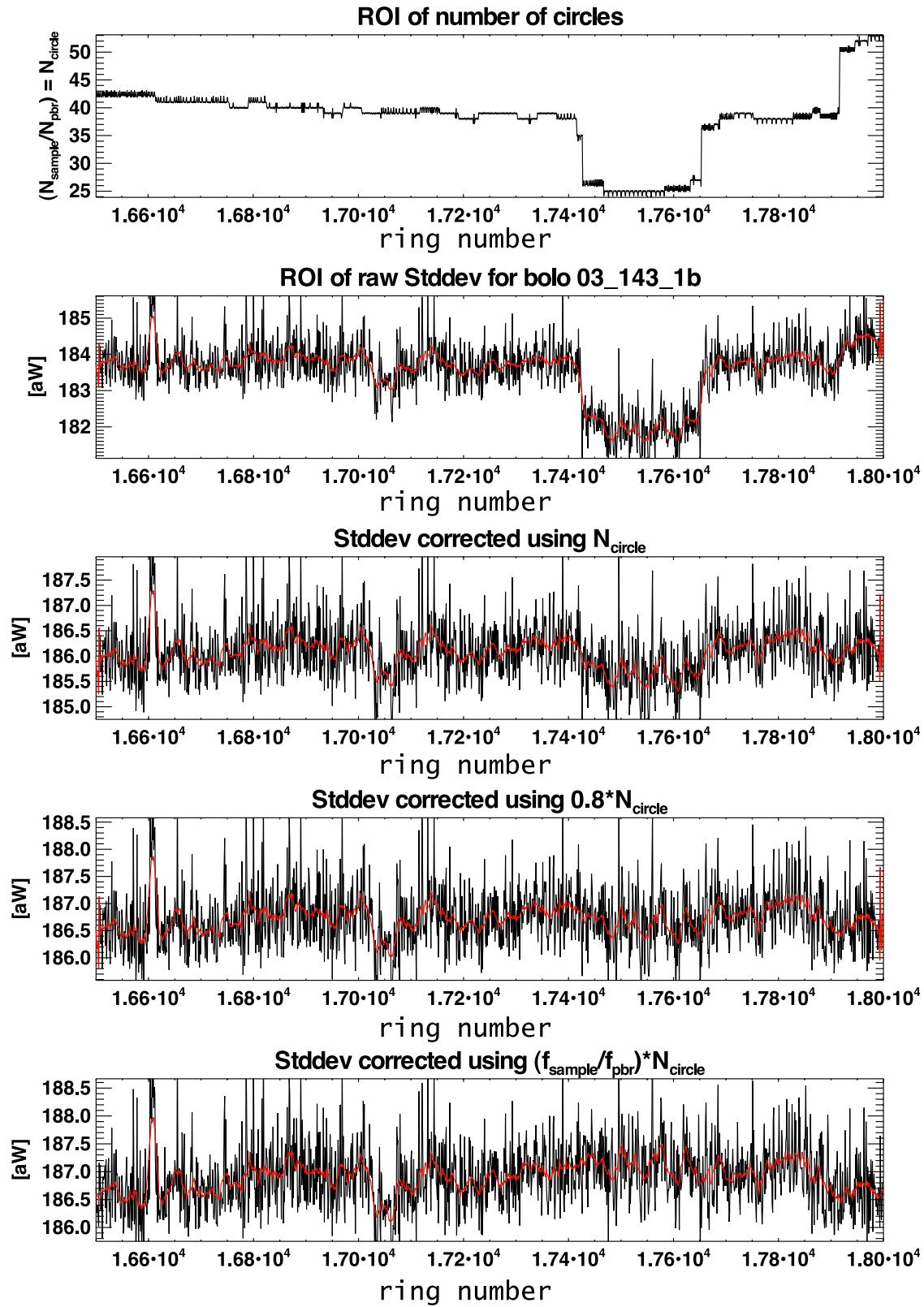


Figure 3.2 – Exemple de l’impact de la durée du ring sur l’estimation de l’écart type pour la période où le Crabe est vu. De haut en bas : ROI du nombre de cercles ; ROI de stddev brutes ; ROI de stddev corrigées par $N_{cercles}$; ROI de stddev corrigées par $0.8N_{cercles}$; ROI de stddev corrigées par $f_{samples}/f_{PBR}N_{cercles}$.

3.3 Étude de la gaussianité du bruit

Les ROIs de stddev de ces TOIs masquées sont des produits officiels du *TOI processing*. Pour cette section, nous prenons de plus en compte la correction du biais décrite à la section précédente. Le processus décrit ici permet de discriminer deux types de problèmes : ceux qui affectent les rings isolés, et ceux qui affectent les variations plus globales des propriétés du bruit.

La figure 3.3 présente des ROIs de ces stddev corrigées (haut), et les ROIs soustraits d'une ligne de base (médiane glissante à 101 points) normalisées pour avoir un écart type de 1. Il s'agit d'un lissage à l'échelle des ROIs, dont l'échelle de temps est variable de 2.5 à 5 jours. La ligne rouge est un seuil à $5 \times \sigma$, les points au-dessus sont donc des rings caractéristiques d'un comportement non stationnaire sur des échelles de temps relativement courtes (quelques jours). On va donc par la suite étudier ces écarts à la stationnarité en isolant les problèmes en fonction de leur durée caractéristique.

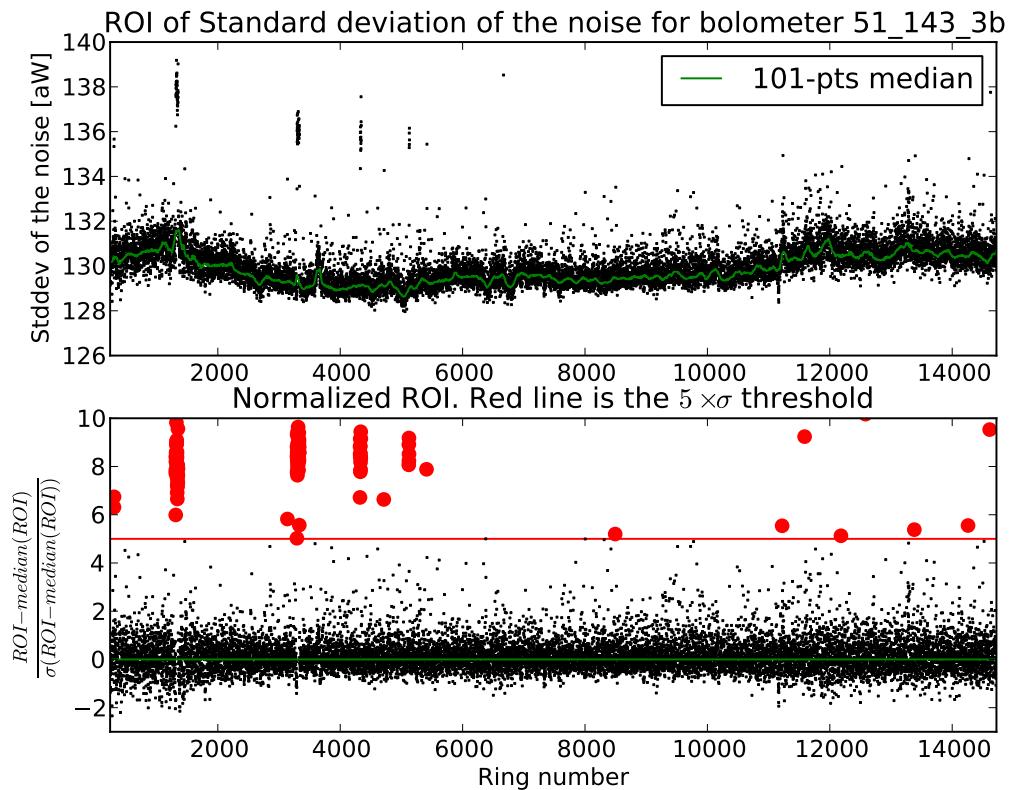


Figure 3.3 – Haut : ROI de stddev corrigé du biais 3.8. Bas : Une médiane glissante à 101 points (de l'ordre de deux jours et demi) a été soustraite, et le résultat normalisé pour avoir un écart-type de 1. Les points déviants à plus de 5 sigmas sont considérés par la suite.

3.3.1 ROI de stddev attendue dans le cas purement gaussien et stationnaire : l'erreur sur l'erreur.

Même dans le cas d'un processus purement stationnaire, les ROIs d'écart-type présentent une dispersion naturelle, du fait du nombre fini $N \approx 500\,000$ d'échantillons à partir desquelles

elles sont calculées.

Dans le cas d'un bruit gaussien stationnaire, chaque TOI de bruit peut être modélisée par une distribution normale de même forme $\mathcal{N}(0, \sigma)$. La variance de chaque TOI, comme somme de N carrés, suit donc une loi de χ^2 à N degrés de liberté, et a donc pour espérance σ^2 et pour écart type $\sigma^2 / (2N)$. Il vient que l'écart-type de l'écart type (c'est-à-dire l'écart-type de la ROI de stddev) est $\sigma / \sqrt{2N}$.

Pour une réalisation de 2000 TOI simulées de bruit gaussien de même écart-type que celui du bolomètre 02_143_1a, la figure 3.4 montre la ROI correspondante, et l'écart-type de la distribution, en accord avec l'écart-type théorique.

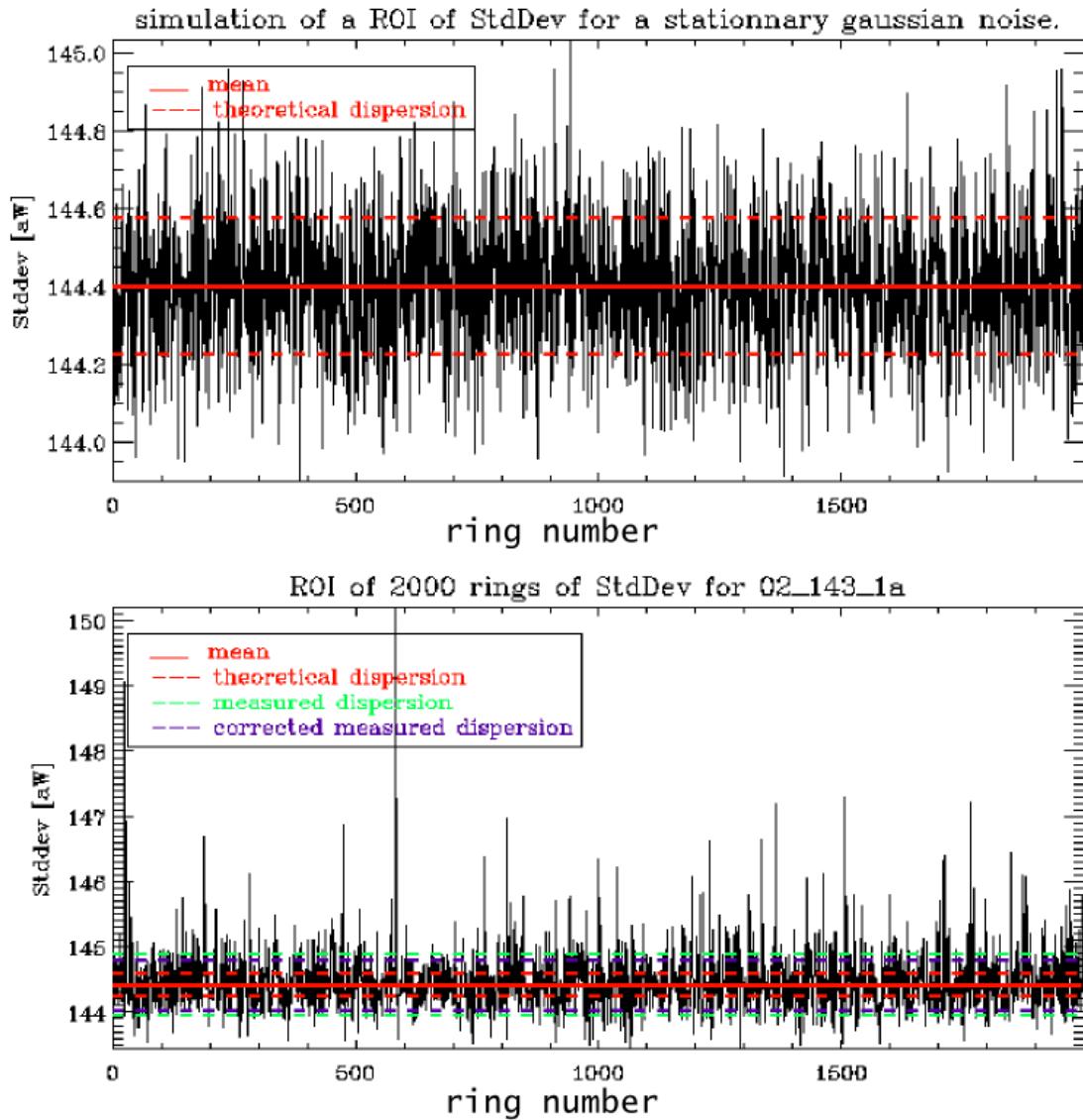


Figure 3.4 – Comparaison d'une estimation d'une ROI de stddev dans le cas d'une simulation purement gaussienne (haut) et dans le cas du bolomètre 02_143_1a. Dans le premier cas, la dispersion théorique donnée par $\sigma / \sqrt{2N}$ est bien celle mesurée ; tandis que dans le second cas, la dispersion mesurée (vert) est plus grande que la dispersion théorique (rouge). Après avoir écarté les rings déviants, la nouvelle dispersion (en violet) n'atteint pas la dispersion théorique, ce qui montre le caractère intrinsèque du bruit additionnel.

Pour une ROI de 2000 points d'un bolomètre de *Planck* (à laquelle on a enlevé une médiane glissante à 101 points comme décrit plus haut⁴), on compare le cas purement gaussien à la dispersion des rings autour de la médiane (lignes pointillées). Notez que la ligne pointillée verte représente l'écart-type brut du vecteur de `stddev`, tandis que la ligne pointillée violette représente l'écart-type du vecteur auquel on a enlevé les points extrêmes ($\text{stddev} \pm 3\sqrt{\text{VAR}(\text{stddev})}$). Le fait que ces deux estimés soient proches, mais différentes du cas théorique, indique bien que ce comportement n'est pas dû à des accidents mais est une propriété intrinsèque du bruit.

3.3.2 Changement de bruit global au cours de la mission

Les fluctuations dont l'échelle de temps est plus longue sont quantifiées par $(\max(\widetilde{\text{stddev}}) - \min(\widetilde{\text{stddev}})) / \widetilde{\text{median}}(\widetilde{\text{stddev}})$, où $\widetilde{\text{stddev}}$ est la médiane glissante sur 101 points de la ROI `stddev`. Ces variations totales d'amplitude du bruit sont soit dues à des variations lentes du niveau de bruit au cours de la mission, soit à des variations rapides séparant des périodes de rings plus ou moins bruités, apparaissant comme des plateaux sur les ROIs.

Il y a une corrélation entre ces changements de bruit et l'estimation du gain par `bogopix` (voir la section 4.1). La figure 3.5 montre par exemple cette corrélation pour le bolomètre 02_143_1a, par patches de 1500 rings, ce qui correspond approximativement à un mois. On voit que la corrélation n'est donc pas seulement significative à l'échelle de la mission entière, mais également pour les échelles de temps plus courtes, puisque ce coefficient peut monter jusqu'à 0.8 voire 0.9 à la fin de la mission. En faisant varier la largeur de l'intervalle sur lequel cette corrélation est calculée, on voit qu'elle apparaît autant à l'échelle de la journée qu'à celle de toute la mission.

4. J'ai vérifié dans le cas gaussien que la soustraction d'une "ligne de base" par une médiane à 101 points n'a aucun effet sur l'écart-type de la distribution.

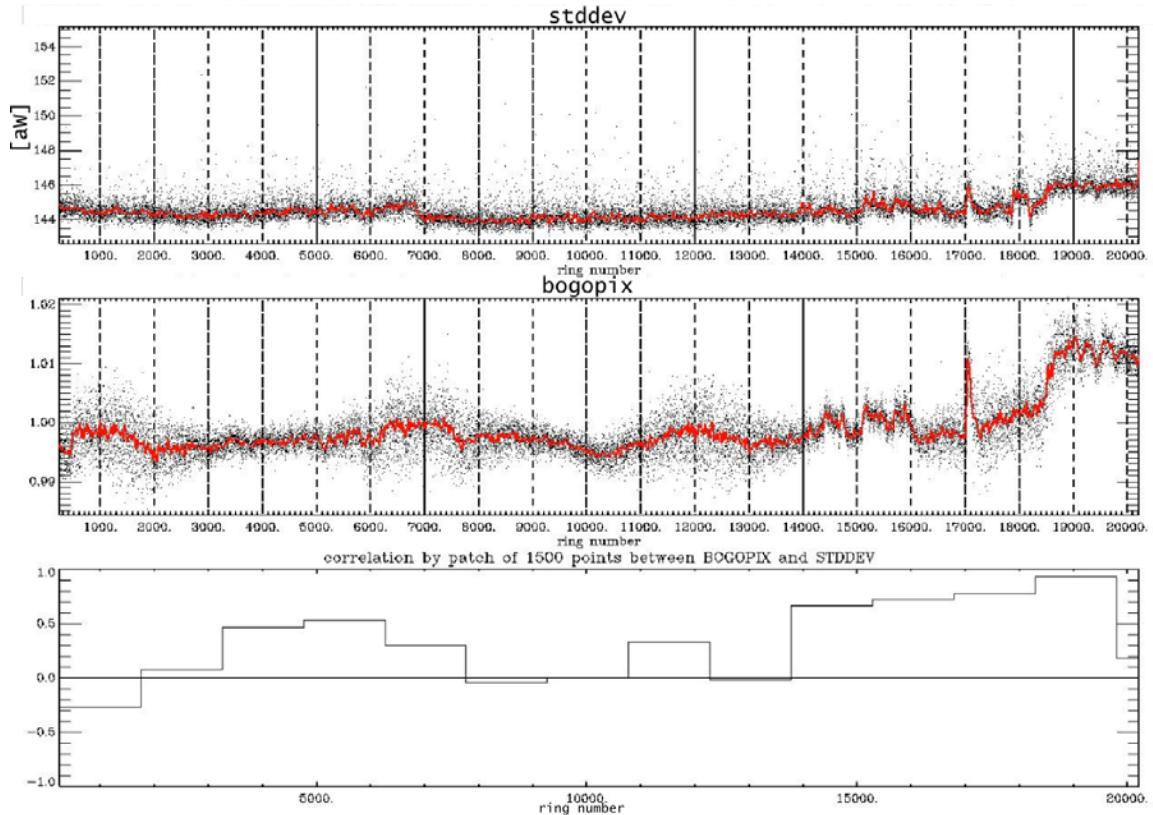


Figure 3.5 – Haut : ROI de stddev pour le bolomètre 02_143_1a. Milieu : Gain bogopix correspondant. La courbe rouge représente le lissage par une médiane glissante puis une moyenne glissante, de 51 points. C'est ce gain lissé qui est ensuite utilisé pour la construction des cartes. Bas : Corrélation par paquet de 1500 rings entre stddev et bogopix.

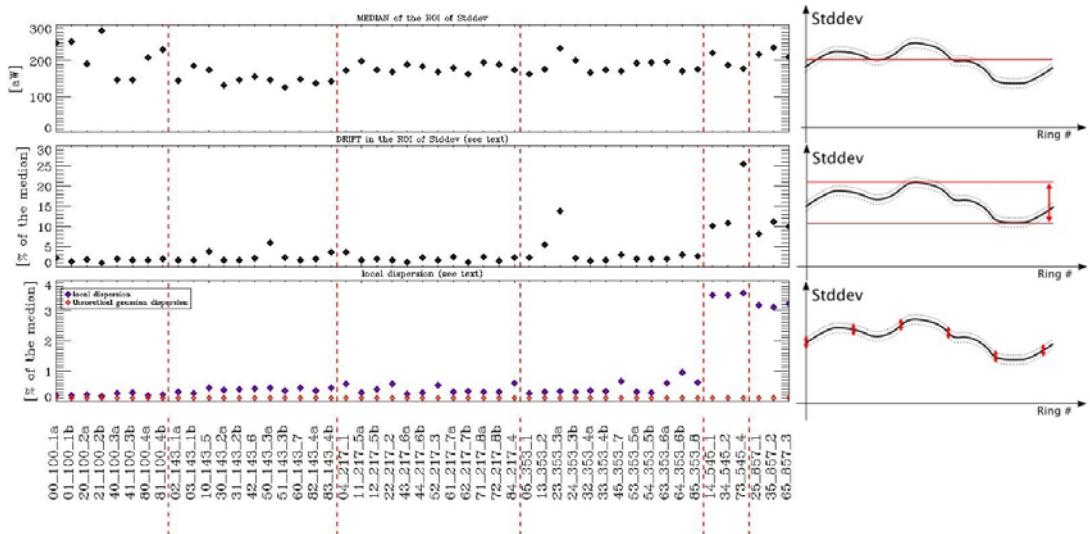


Figure 3.6 – Pour chaque bolomètre, caractéristiques de la ROI de bruit. Haut : Niveau médian de bruit dans le détecteur. Milieu : Variation du niveau de bruit au cours de la mission. Bas : Variation “intrinsèque” du niveau de bruit. Les points rouges représentent la limite du cas gaussien idéal. Colonne de droite : Représentation schématique de la caractéristique considérée.

Finalement, l'estimation du bruit typique pour chaque bolomètre dépend de sa fréquence. Pour un bolomètre de type CMB, il est de l'ordre de quelques centaines d'attoWatt (entre 150 et 300) avec une variation ring par ring de 0.2 à 0.5%, soit environ 1.7 fois la prédition théorique. Pour un bolomètre de type galactique, il est de l'ordre de quelques centaines d'attoWatt (autour de 200) mais la variation de ce bruit est plus importante, autour de 3%, soit vingt fois la prédition théorique. Cette différence entre les bolomètres "CMB" et "galactiques" s'explique par le résidu du signal proportionnel à son gradient dans un bin de PBR, comme on l'a vu en 2.2.1.

Dans tous les cas, les fluctuations au cours de la mission sont de l'ordre de quelques pourcents.

3.3.3 Classification

Une inspection visuelle des TOIs des rings plus bruyants fait apparaître deux familles de problèmes bien distincts.

3.3.3.1 Variation brutale du bruit intrinsèque

Le bruit varie parfois au sein d'un ring donné. Un tel exemple est donné sur la figure 3.7 qui montre à la fois l'estimée du bruit, et l'écart-type glissant sur 101 points. On voit clairement que le ring est séparé en deux régions plus ou moins bruyantes.

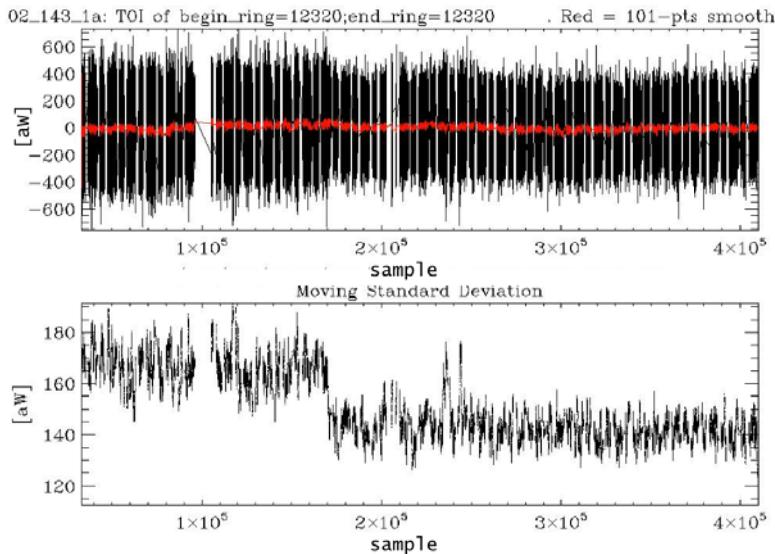


Figure 3.7 – Haut : TOI de bruit. La moyenne glissante à 101 points (de l'ordre de la demi-seconde, en rouge) ne fait pas apparaître de problèmes particuliers dans la ligne de base. On perçoit que l'écart-type (ou en tous cas l'écart crête-à-crête) semble différent au début et à la fin du ring. Bas : Écart-type glissant sur 101 points, faisant clairement apparaître la différence de niveau de bruit entre le début et la fin du ring.

3.3.3.2 Problèmes dans la ligne de base

Ces problèmes sont des dérives, ou des sauts trop petits pour être détectés par `jump_corrector`. Le changement de bruit n'est dû ici qu'à ce changement dans la ligne de base (voir la formule 2.1). L'écart-type local n'est pas affecté comme on le voit sur la figure 3.8.

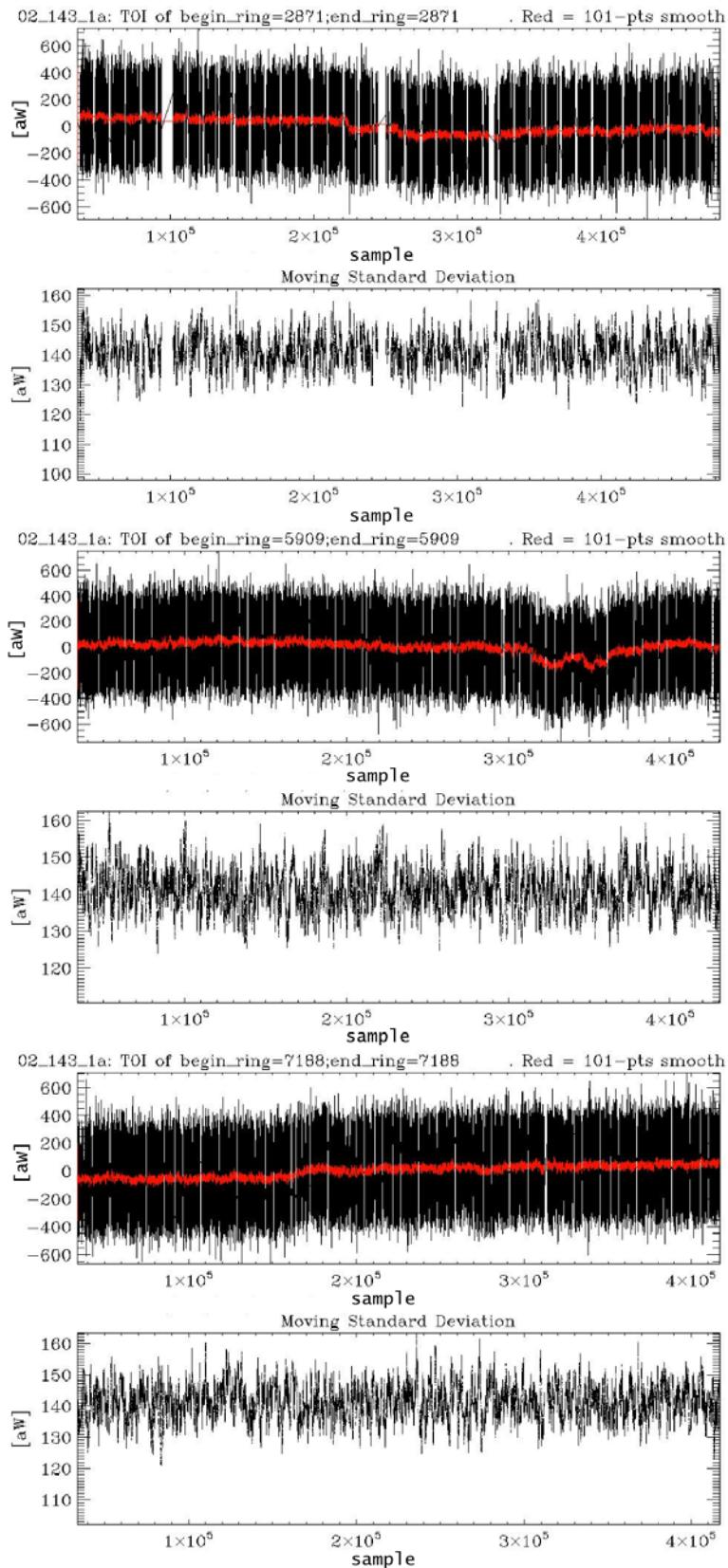


Figure 3.8 – Trois exemples de problèmes de bruit dans la TOI dus à la ligne de base : Haut : Changement de niveau rapide, mais pas suffisant pour être interprété comme un saut. Milieu : Changement plus lent. Bas : Dérive. Dans les trois cas, l'écart-type glissant est constant sur la TOI.

3.3.3.3 Classification automatique

Pour classifier automatiquement les rings bruyants, j'ai développé la procédure suivante : dans le cas d'une dérive de la ligne de base, les basses fréquences du bruit devraient dominer le bruit total, alors que dans le cas d'un changement de bruit RMS, ce sont les plus hautes fréquences qui doivent dominer. J'ai donc comparé le bruit des rings dans le domaine de Fourier.

Pour chaque bolomètre, j'affiche (*cf* figure 3.9) les rings dans le plan ($\text{stddev} \times \text{whitenoise}$). Trois populations apparaissent :

- bas stddev , bas whitenoise . Il s'agit de la majorité des rings, du bruit normal.
- haut stddev , bas whitenoise . C'est la population pour laquelle un problème dans la ligne de base se traduit par une augmentation du bruit en $1/f$.
- stddev quelconque, whitenoise élevé. C'est la "vraie" augmentation du bruit local.

Pour chaque distribution, le seuil a été choisi comme le symétrique du minimum de la distribution par rapport à la moyenne. Ainsi, dans le cas d'une distribution symétrique, un nombre très peu élevé de points est rejeté par accident.

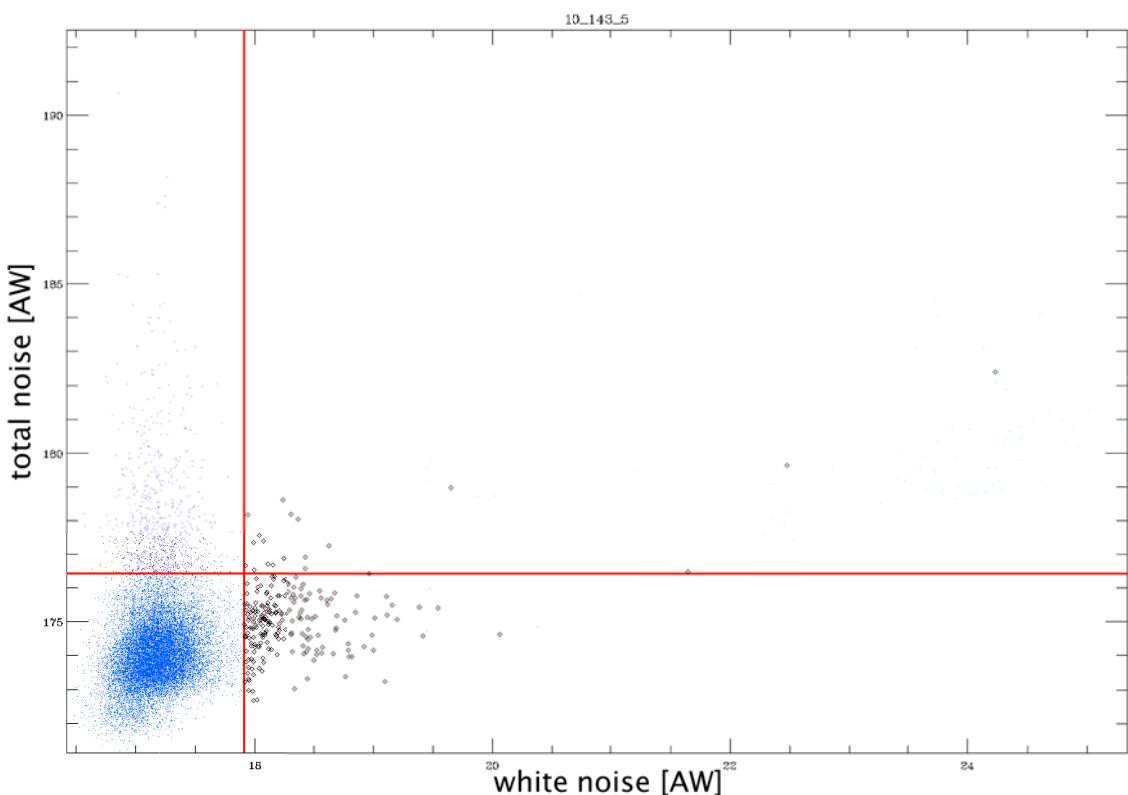


Figure 3.9 – Exemple de trois populations dans le plan (bruit blanc, bruit total). Bruit normal : quadrant inférieur gauche ; bruit normal avec problèmes de la ligne de base : quadrant supérieur gauche ; problèmes de bruit intrinsèque : points cerclés de noir.

3.3.4 Statistique

Les figures 3.10 présentent la proportion de chacun des problèmes pour chaque bolomètre. Notons que si la majorité des rings est plus bruyants qu'une minorité, c'est la majorité qui va être considérée comme "normale". C'est par exemple le cas pour le bolomètre 13_353_2, par opposition au 23_353_3A (voir figure 3.11).

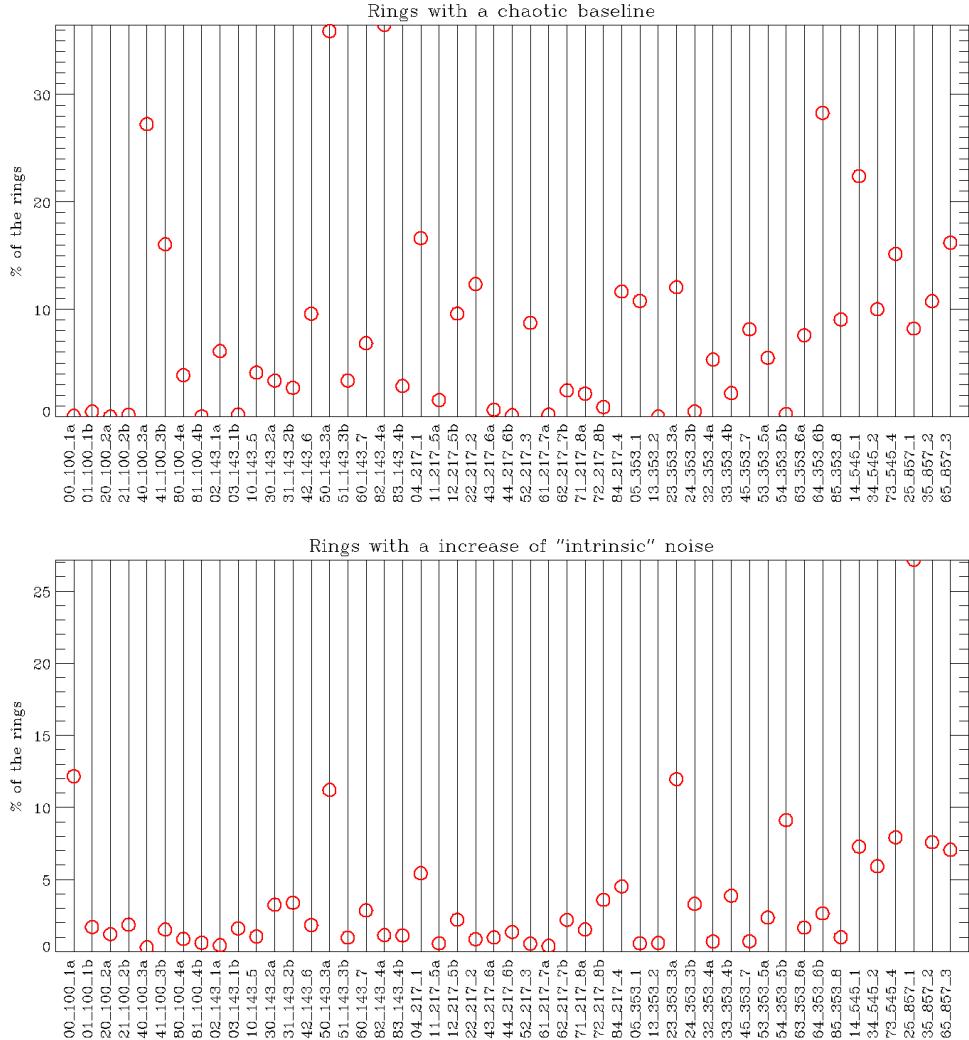


Figure 3.10 – Haut : Nombre de rings avec une ligne de base avec problèmes, en fonction du bolomètre.
 Bas : Nombre de rings avec un écart-type du bruit non stationnaire, en fonction du bolomètre.

Une autre signature utile apparaît dans les ROIs : alors que les problèmes de la ligne de base touchent des rings assez aléatoirement et indépendamment de leurs voisins, le changement de l'écart-type local du bruit affecte les rings consécutifs, et apparaissent donc comme des "plateaux" dans les ROIs de stddev. Cela est très visible sur la figure 3.11, où certains rings apparaissent plus bruités de manière isolée tandis que d'autres apparaissent par paquet. Un exemple de paquet est celui du bolomètre 13_353_2, où toute la fin de la mission (à partir du ring 5000) voit son bruit augmenter. Le bruit est stationnaire par morceau. Remarquons que le bruit est gaussien dans les deux intervalles : seul l'écart-type augmente, les moments d'ordres supérieurs ne sont pas atteints. On peut en conclure que le bruit est suffisamment homogène pour un bolomètre donné pour pouvoir construire les cartes en supposant un bruit par bolomètre, et non pas un bruit par bolomètre et par ring.

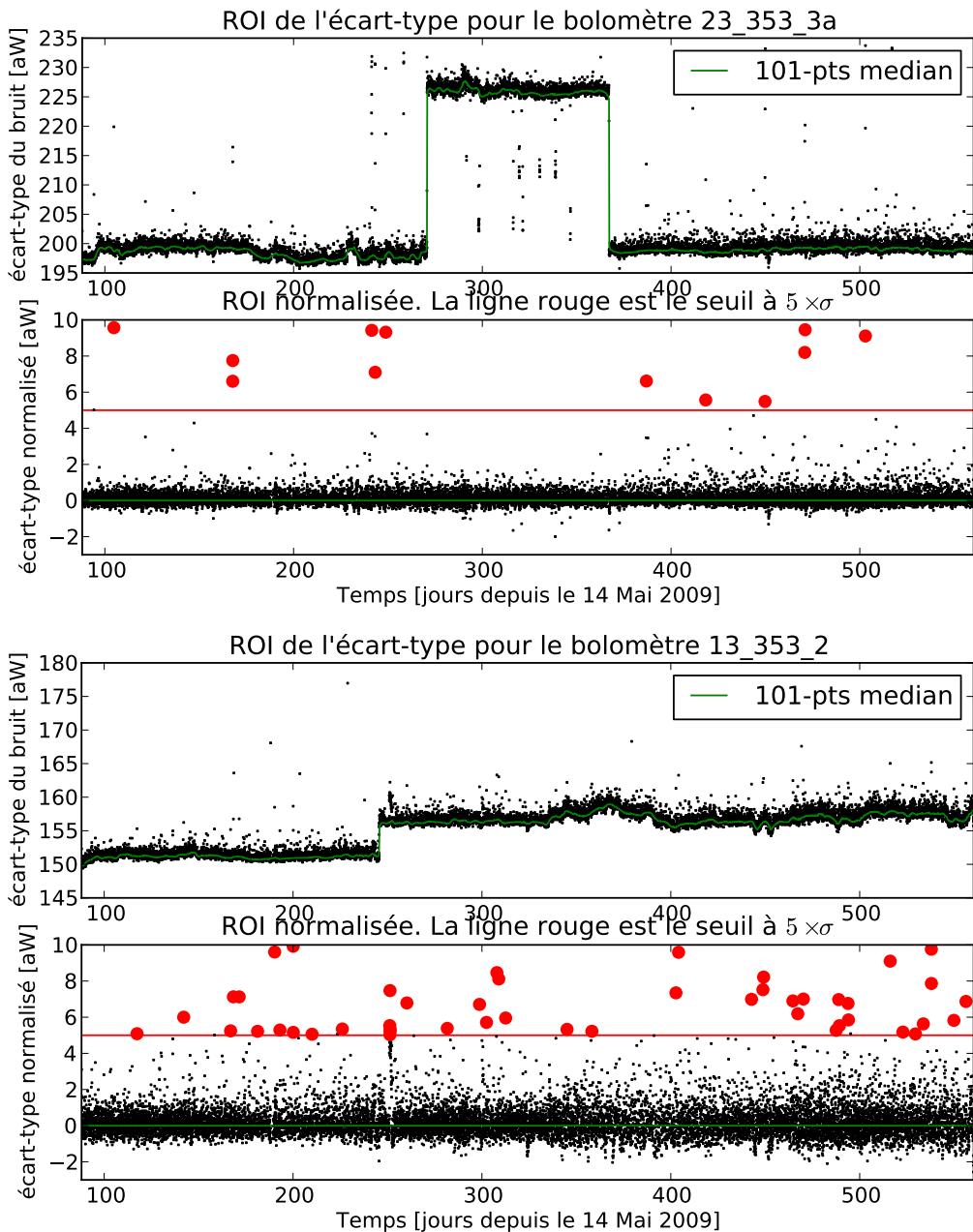


Figure 3.11 – Panels du haut : Deux ROIs faisant apparaître des paquets de rings (changements intrinsèques du bruit) et des rings bruyants isolés (problèmes de ligne de base). Panels du bas : Après soustraction d'une ligne de base (médiane à 101 points) et division par l'écart-type du bruit, comme sur la figure 3.3.

3.3.5 Analyse de la non-gaussianité par ondelettes

Nous utilisons également le cadre des ondelettes pour avoir une seconde estimée de l'analyse fréquentielle des TOIs. Les ondelettes ont déjà été utilisées dans ce cadre par la collaboration Archeops [Macías-Pérez et Bourrachot, 2006].

3.3.5.1 Les ondelettes continues

Les ondelettes sont des fonctions ψ de carrés sommables d'intégrale nulle (elles sont dites oscillantes). Une famille d'ondelettes est un ensemble composé d'une fonction mère ψ_0 et des fonctions filles $\psi_{\lambda,t} : x \rightarrow \lambda^{-1/2}\psi((x-t)/\lambda)$, obtenues par dilatation et par translation, et peut servir de base aux fonctions de carrées sommables.

Analyser une fonction de carré sommable en ondelettes consiste à calculer l'ensemble de ses produits scalaires avec les ondelettes de la famille, de la même manière que l'analyse de Fourier consiste à calculer les produits scalaires sur la base des fonctions sinus et cosinus.

On définit ainsi la transformée en ondelettes continue d'une fonction $f \in L^2(\mathbb{R})$ par :

$$TW_f(s, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi_{s,\tau}(t)^* dt \quad (3.10)$$

où $*$ désigne le complexe conjugué, τ est le facteur de translation et s le facteur de dilatation. Pour retrouver le signal f d'origine, on utilise la transformée en ondelettes continue donnée par

$$f(t) = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|s|^2} TW_f(s, \tau) \psi_{s,\tau}(t) ds d\tau, \quad (3.11)$$

où

$$C = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\Psi}(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega < \infty, \quad (3.12)$$

$\hat{\Psi}$ étant la transformée de Fourier de Ψ , l'ondelette mère.

Le principal avantage par rapport à la transformée de Fourier est le caractère local d'une ondelette, à la fois dans le temps (translation) et en échelle (dilatation).

3.3.5.2 Les ondelettes discrètes

Tout comme le cas du traitement numérique en espace de Fourier, il est naturel d'introduire le concept d'ondelette discrète, où la famille $\psi_{\lambda,t}$ se restreint à un ensemble discret (et même fini) où les facteurs de dilatation sont les inverses des puissances de 2 du nombre d'échantillons. La base de fonction devient alors $\psi_{m,n} : t \rightarrow s_0^{-m/2}\psi(s_0^{-m}t - n\tau_0)$, où s_0 et τ_0 sont des constantes. On définit ainsi la transformée en ondelettes discrète par

$$f(t) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} \langle x, \psi_{m,n} \rangle \cdot \psi_{m,n}[t]. \quad (3.13)$$

En pratique, nous nous restreignons à une échelle maximale $j = 14$, ce qui correspond à 0.0038 Hz, l'échelle $j = 0$ correspondant à 63.77 Hz. Un dernier coefficient encode la différence entre le signal d'entrée et la reconstruction par les 14 coefficients d'ondelette.

L'analyse des ROIs de bruit a été faite avec les ondelettes de Haar, sur les différents moments, et la déviation de Kolmogorov.

Les nombres obtenus sont appelés coefficients d'ondelettes, et l'opération associant à une fonction ses coefficients d'ondelettes est appelée transformée en ondelettes.

On peut voir en 3.12 un exemple de ROI des coefficients d'ondelette pour trois moments. L'analyse des caractéristiques du bruit peut être faite aussi bien dans le domaine de Fourier comme en 3.3.3 que dans le domaine des ondelettes, comme on peut le voir sur la figure 3.13.

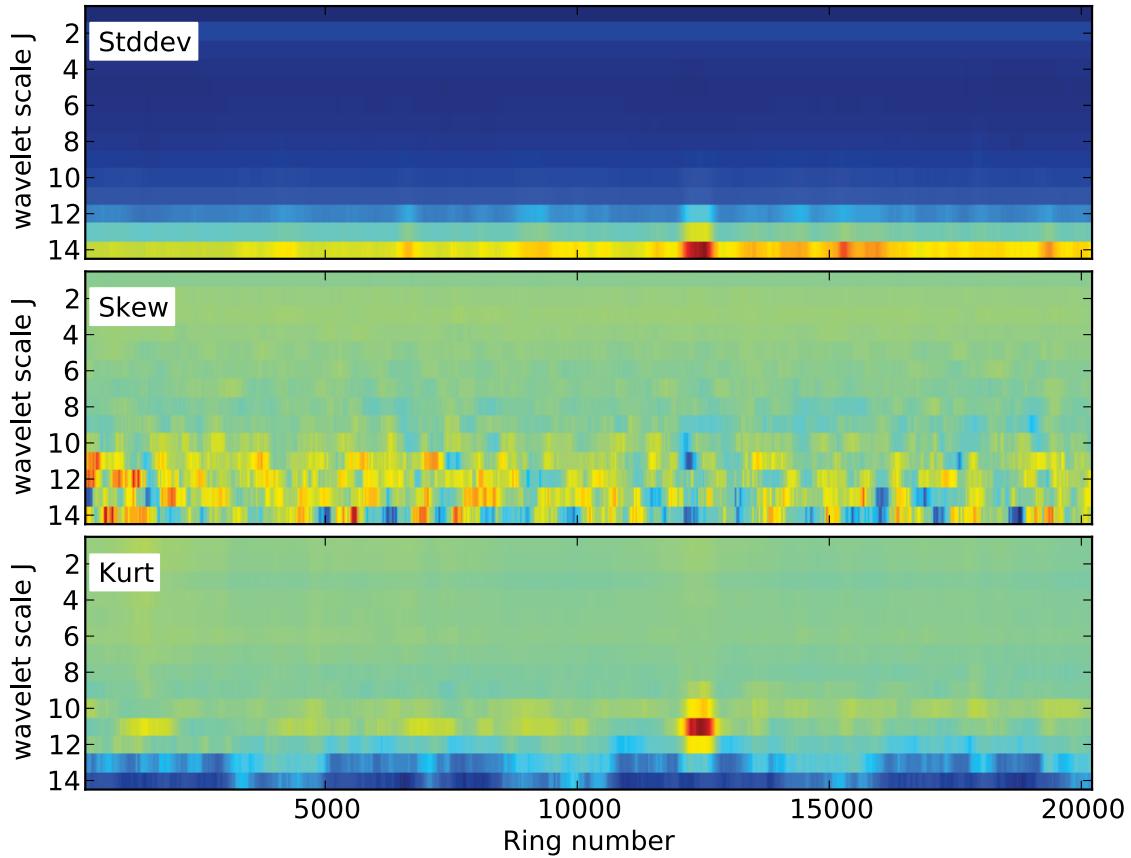


Figure 3.12 – Décomposition en ondelettes des TOIs de bruit du bolomètre 10_143_5, pour chaque ring de la mission nominale. Les hautes fréquences sont en haut, et les basses fréquences en bas.

J'ai mené une analyse visuelle des TOIs sélectionnées avec des seuils très bas à la fois sur les critères stddev et whitenoise de la section 3.3.3, et sur les seuils des coefficients d'ondelette pour les trois premiers moments, c'est à dire les 14×3 autres ROI.

Ces analyses complémentaires m'ont permis d'affiner ces seuils pour ne garder plus qu'un critère sur stddev pour la sélection des rings à projeter sur les cartes, comme nous le verrons dans le chapitre suivant. En effet, le calcul de stddev, qui englobe toutes les échelles temporelles, est plus rapide que celui des ondelettes. Finalement, les non-stationnarités dans les ROI de coefficients d'ondelettes (pour l'écart-type ou les moments d'ordre supérieurs) se retrouvent également dans les ROI de stddev.

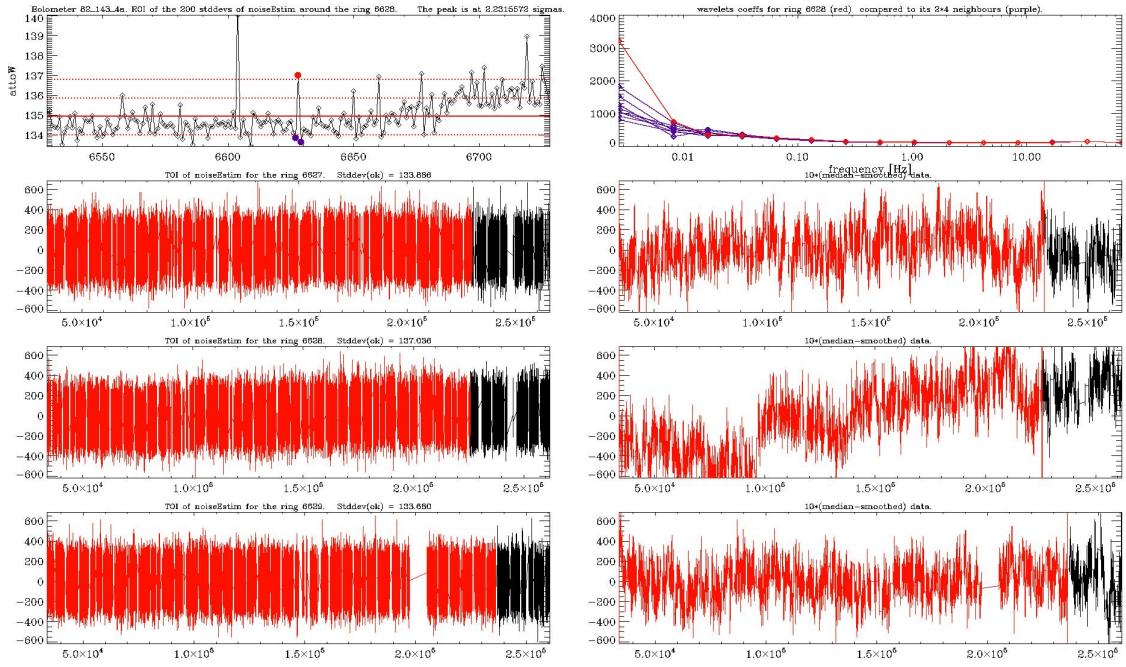


Figure 3.13 – Haut, gauche : ROI de bruit pour 200 rings autour du ring 6628, plus bruyant que ses voisins. Haut, droite : Pour ce ring et les 8 plus proches autres rings, coefficients d'ondelette en fonction de la fréquence. La hausse du bruit associé aux fréquences les plus basses indique un problème dans la ligne de base, ce qui est confirmé par les TOI de l'estimation du bruit. Bas, gauche : TOI de l'estimateur de bruit pour le ring 6627,6628 et 6629. Bas, droite : lissage (par une médiane glissante) de la TOI correspondante. Le problème dans la ligne de base (ici, un saut) apparaît clairement. Notons un inconvénient de notre implémentation : Les ondelettes discrètes se calculant sur un nombre d'échantillons qui doit être une puissance de deux, seuls les points rouges sont utilisés pour le calcul des coefficients. Ainsi, un accident dans la ligne de base vers la fin de la TOI risque de ne pas être vu par les ondelettes.

3.3.6 Résumé : zoologie du bruit au niveau des rings dans *Planck HFI*

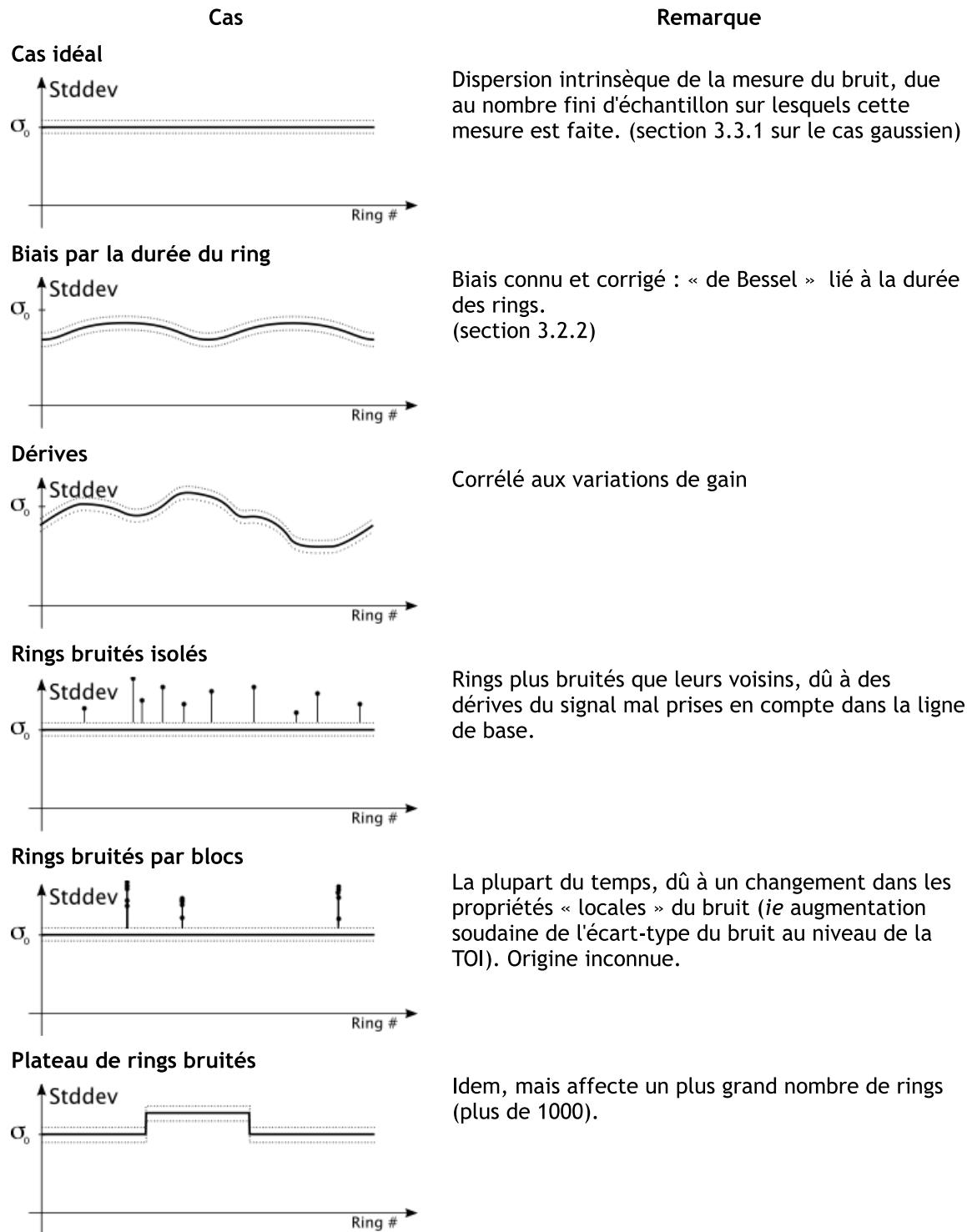


Figure 3.14 – Résumé de la zoologie du bruit.

La figure 3.14 représente les six familles différentes de comportement que j'ai identifié dans notre estimateur du bruit. Les deux premiers sont attendus même dans le cas d'un bruit gaussien stationnaire : il s'agit de la dispersion intrinsèque due au nombre fini d'échantillons sur

lequel est faite la mesure (3.3.1), et au biais “de Bessel” de l'estimateur de l'écart-type lié à la redondance finie (l'équation 3.8). J'ai montré à la section 3.3.2 qu'une fois pris en compte ces effets, il reste des dérives de l'estimateur du bruit sur de longues périodes de temps. Ces dérives sont parfois corrélées avec les dérives du gain appliquée aux données avant projection sur les cartes. Les problèmes résiduels sont ensuite de deux origines : des problèmes à basse fréquence (c'est à dire des dérives ou des sauts de la ligne de base au sein du ring) ou des problèmes touchant plus globalement les propriétés du bruit (variation de l'écart-type). Les problèmes de la ligne de base ne touchent que des rings isolés, tandis que les modifications des propriétés touchent des rings consécutifs. Ils peuvent donc, dans des cas extrêmes, apparaître comme des plateaux de rings plus bruités que leurs voisins.

Cette caractérisation du bruit est importante à plus d'un titre : d'abord, elle permet de quantifier les hypothèses d'un bruit gaussien et stationnaire, ce qui est crucial pour l'interprétation des cartes (voir notamment 6.4.4.1). C'est également la caractérisation du bruit qui permet rétrospectivement de détecter les problèmes qui affectent les données en temps, comme les sauts, que nous avons vus au chapitre précédent. Pour construire les cartes, nous pouvons rejeter les échantillons un par un (comme dans le cas des glitches) mais on va également utiliser un critère au niveau du ring pour ne projeter que les données fiables. Pour la production normale, seuls les écarts trop importants à la stationnarité sont rejettés (voir section 4.2) les non-gaussianités étant jugées acceptables et les variations étant prises en compte au niveau du *map-making*, comme on le verra au chapitre suivant.

4

Cartes de *Planck-HFI*

Sommaire

4.1	La construction des cartes	68
4.2	Choix des rings à projeter	69
4.2.1	Critères utilisés	69
4.2.2	Résultats de la sélection	72
4.2.3	Evolution entre la version 4.1 et 4.6 du TOI processing	72
4.2.4	Zoologie des Problèmes	74
4.3	superclean : une alternative aux simulations	75
4.3.1	Critères utilisés	76
4.3.2	Statistique correspondante	77
4.3.3	Impact de la sélection superclean sur les cartes	78
4.3.4	Impact de la sélection superclean sur le spectre	79
4.4	Exemples d'effets systématiques sur les cartes	82
4.4.1	Effet de moiré	82
4.4.2	"Points de couture"	84
4.5	Conclusion	86

L'étape suivante est la fabrication des cartes par bolomètre et par fréquence, ainsi que toutes les cartes complémentaires qui servent à caractériser l'instrument et la qualité de l'analyse. La production DX9, qui correspond aux résultats publiés en 2013, comprend 6715 cartes, sans compter les cartes corrigées des émissions du CO ou de la lumière zodiacale. Il y a toutes les combinaisons entre divers critères :

- par bolomètre, par fréquence ou sous-ensemble de bolomètres d'une même fréquence,
- intensité I , polarisation Q et U , nombre de coups, matrice de covariance et bruit d'après les half-rings,
- mission nominale, mission complète, par relevé (1 à 4),
- données totales, première ou deuxième moitié des rings.

Ainsi, même si en principe l'information est largement concentrée dans les cartes par rapport aux données en temps (50 millions de pixels par carte contre plus de 13,75 milliards de mesures par TOI), la production des cartes est également "industrielle" et doit répondre aux mêmes critères de qualité, fiabilité, rapidité que l'analyse des TOIs.

Ce chapitre présente la méthode de construction des cartes ainsi que mes contributions à cette étape : la sélection des données à projeter, et un test de cohérence interne basé sur une seconde sélection, beaucoup plus sévère, des données. Enfin, je présente deux types d'erreurs systématiques visibles directement sur les cartes de *Planck-HFI*.

4.1 La construction des cartes

Cette étape est décrite en détail dans [Planck Collaboration, 2013c]. Nous utilisons la pixellisation HEALPix [Górski *et al.*, 2005], dans laquelle la sphère est divisée en douze grandes régions d'aires égales, elles-mêmes se divisant en N_{side}^2 pixels d'aires égales. La résolution des cartes *Planck* est environ 1.7 minutes d'arc, ce qui correspond à $N_{side} = 2048$.

Pour un bolomètre donné, chaque échantillon i peut s'écrire sous la forme

$$d_i = G \left(I_p + \frac{1 - \eta}{1 + \eta} (Q_p \cos 2\psi_i + U_p \sin 2\psi_i) \right) + N_i, \quad (4.1)$$

où p désigne le pixel du ciel observé avec pour paramètres de Stokes (I_p, Q_p, U_p) , n_i la réalisation du bruit, et ψ_i l'orientation du détecteur dans le ciel. Les constantes G et η représentent respectivement le gain du bolomètre, et le paramètre de polarisation croisée (égal à 1 pour un SWB idéal, et à 0 pour un PSB idéal). Des variations du gain dues à une non-linéarité du convertisseur analogique/numérique sont prises en compte indirectement, au moment du déstrlage (voir paragraphe suivant.)

De manière matricielle, on peut réécrire l'équation 4.1 comme

$$\mathbf{d}_i = G \times \mathbf{A}_{ip} \cdot \mathbf{T}_p + \mathbf{N}_i, \quad (4.2)$$

où \mathbf{T}_p représente la température en un point du ciel, et \mathbf{A}_{ip} la matrice de pointage qui fait le lien entre les échantillons, et leurs coordonnées sur le ciel et l'orientation du détecteur.

Ce formalisme est celui du chapitre 3. Après le TOI processing, on a vu qu'il restait un bruit basse fréquence. Pour ne pas avoir des stries correspondant à la stratégie de pointage dans les cartes, un algorithme de "déstrlage" (*destriping*, voir la référence [Ashdown *et al.*, 2007]) a été utilisé. Dans cette approche, on considère que le bruit dans chaque ring est divisé en une composante de bruit blanc \mathbf{n}_i et une composante de bruit basse fréquence, qui est modélisé par une constante dans ce ring et qui n'est pas corrélée au bruit blanc. L'équation matricielle se réécrit dans ce cas

$$\mathbf{d}_i = G \times \mathbf{A}_{ip} \cdot \mathbf{T}_p + \mathbf{\Gamma}_{ir} \cdot \mathbf{o}_r + \mathbf{n}_i, \quad (4.3)$$

où $\mathbf{\Gamma}_{ir}$ est la matrice déroulant chaque ring en échantillons, \mathbf{o}_r est le niveau zéro dû au bruit en $1/f$ (il y en a donc un par ring) et \mathbf{n}_i est le bruit blanc. Les \mathbf{o}_r sont déterminés en maximisant la vraisemblance. On impose ensuite leur moyenne à zéro, cette contrainte permet de rendre le système soluble.

Afin de gagner du temps de calcul, les données utilisées sont d'abord projetées sur des HPRs pour HealPixRing. On divise ainsi environ par 40 la quantité de données à traiter (soit le nombre de cercles par ring), mais on garde une plus grande précision de pointage que si on utilisait les rings qui sont construits uniquement d'après la phase et sont donc des cartes à une dimension. Les HPRs sont des cartes à deux dimensions construites avec la librairie de pointage et tous les raffinements qu'elle contient tels que la correction d'aberration. Les HPRs sont construits directement avec $N_{side} = 2048$, il n'y a donc ensuite aucune reprojection des données.

Ainsi, une valeur aberrante pour un pixel va affecter *tous* les rings qui passent par ce pixel, d'où l'intérêt de la sélection soigneuse des données à projeter que nous verrons à la section suivante.

Cette équation est en réalité plus complexe, puisqu'elle fait aussi intervenir des composantes qui varient avec le temps (pour un pointage donné) : la lumière zodiacale, l'anisotropie dipolaire due au mouvement du satellite dans le référentiel du Soleil, et les lobes secondaires lointains.

Pour les basses fréquences (< 500 GHz), c'est sur le dipôle (dû au mouvement propre de l'observateur dans le référentiel d'émission) que *Planck* s'étalonne. La référence de la température moyenne est la mesure de T_{CMB} issue de l'instrument FIRAS de COBE (voir sous-section 1.1.1), et c'est le dipôle de WMAP qui est utilisé.

Pour les fréquences galactiques (≥ 500 GHz), l'étalonnage se fait sur les planètes Uranus et Neptune, puisque l'étalonnage de FIRAS s'est avéré sujet à un biais systématique [Liang *et al.*, 2011].

Après l'étalonnage, l'algorithme *polkapix* ([Tristram *et al.*, 2011]) déstrie et projette sur les cartes, par simple co-addition du signal calibré après soustraction du niveau zéro et des composantes dépendant du temps. Des cartes sont faites pour la mission totale, nominale, et pour chacune des couvertures, en utilisant les niveaux zéros calculés pour la mission totale.

Toutes ces opérations sur chaque bolomètre sont faites en utilisant trois jeux de données :

- Toutes les données disponibles
- La première moitié des données au sein d'un ring (cartes FIRST)
- La seconde moitié des données au sein d'un ring (cartes LAST)

Les cartes FIRST et LAST ont donc des réalisations de bruit différentes, et *a priori* décorrélées. Il s'agit d'un outil très puissant pour rechercher les effets systématiques.

4.2 Choix des rings à projeter

Certains rings sont rejettés à cause de leur comportement anormal détecté, d'autres parce qu'ils ne sont pas compatibles avec la suite du traitement. On crée trois types de ROI pour ce processus :

- les *anomalous_rings*, qui caractérisent pour chaque bolomètre les rings à rejeter car ils comportent une anomalie ;
- le *discarded_for_all*, qui comporte les rings à rejeter communs à tous les bolomètres ;
- et les *discarded_rings* finalement utilisés pour les projections sur les cartes, qui sont des OU logiques par bolomètre du *anomalous_rings* et du *discarded_for_all*.

Cette étape a lieu après correction des sauts par *jump_corrector*, sur des TOIs de bruit faites à partir de données qui ont été déconvolées.

4.2.1 Critères utilisés

4.2.1.1 Création des ROIs de *anomalous_rings*

Pour chaque bolomètre, on calcule une ROI pour chacune des statistiques suivantes :

la valeur absolue de la moyenne moins la médiane de la TOI de bruit $\rightarrow \text{meanmed}$,

l'écart-type de la TOI de bruit $\rightarrow \text{stddev}$ (pour *standard deviation*),

le test de Kolmogorov-Smirnov de la TOI de bruit $\rightarrow \text{kolmdev}$, c'est-à-dire le maximum de la différence entre deux fonction de répartition, chacune étant normalisée pour aller de 0 à 1 (la valeur 0.5 est donc par exemple atteinte pour la médiane de la fonction de répartition). Ce critère est un estimateur de la "ressemblance" de deux fonctions, et l'on choisit ici comme fonction de référence la gaussienne (*cf* figure 4.1).

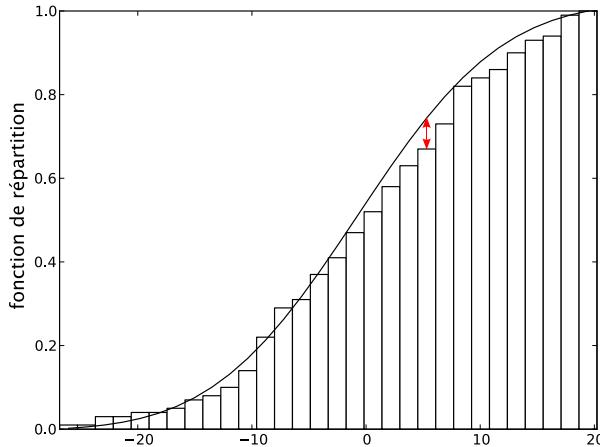


Figure 4.1 – Exemple de comparaison la fonction de répartition d'une gaussienne avec la fonction de répartition d'une distribution donnée. Le maximum de la différence est atteint au niveau de la flèche. Cette valeur est le résultat du test de Kolmogorov-Smirnov.

Les moments d'ordre 3 et 4 (skewness et kurtosis) n'ont pas été retenus parmi les critères, car j'ai vérifié qu'ils donnaient des résultats redondants avec les critères déjà mis en œuvre. Les corrélations entre les critères (par exemple sur la figure 4.2) ont permis de sélectionner ces critères "minimaux".

Ces statistiques sont calculées pour chaque ring sur le bruit estimé auparavant. Le module `ngtools` a été créé pour cela, et utilise les routines de la librairie NAG¹. On calcule pour chacune de ces ROIs (`meanmed`, `stddev` et `kolmdev`) l'écart-type de leur contenu tronqué à $5 \times \sigma$, $\tilde{\sigma}_{ROI} = \sigma(\text{truncated}(ROI))$.

Le seuil est fixé à $5 \times \tilde{\sigma}_{ROI}$. Cette troncature (c'est-à-dire utiliser $5 \times \tilde{\sigma}_{ROI}$ au lieu de $5 \times \sigma_{ROI}$) est nécessaire afin d'éviter les accidents sur certains rings extrêmement déviants, ce qui diminuerait notre capacité à rejeter des rings moyennement ou faiblement déviants.

Une analyse de cet écart à la gaussianité a été présentée au chapitre 3.

4.2.1.2 Crédit du ROI de `discarded_for_all`

Des critères communs à tous les bolomètres ont été établis.

- La durée du ring est supérieure à 90 minutes. En effet, le destriage fait l'hypothèse que le bruit dans un ring est homogène, ce qui est de moins en moins vrai pour un ring plus long à cause du bruit à basse fréquence (dérive).
- Un ring anormal pour au moins la moitié des bolomètres est rejeté pour tous : même si certains bolomètres, ces rings pourraient passer les critères statistiques, j'ai vérifié qu'ils sont en fait proche du seuil.
- Un ring isolé compris entre deux rings `discarded_for_all` est également rejeté.

J'ai identifié ces rings à des événements connus de la mission, répertoriés dans le tableau suivant. Au fur et à mesure des différentes versions de l'analyse, cette liste, tout comme la liste des discarded rings, a évolué.

4.2.1.3 Crédit des ROIs de `discarded_rings`

Finalement, pour chaque bolomètre, on crée un ROI de `discarded_rings` par un OU du ROI de `discarded_for_all`, du `discarded_rings` correspondant et de la liste des bolomètres

1. Numerical Algorithms Group, <http://www.nag.co.uk/>

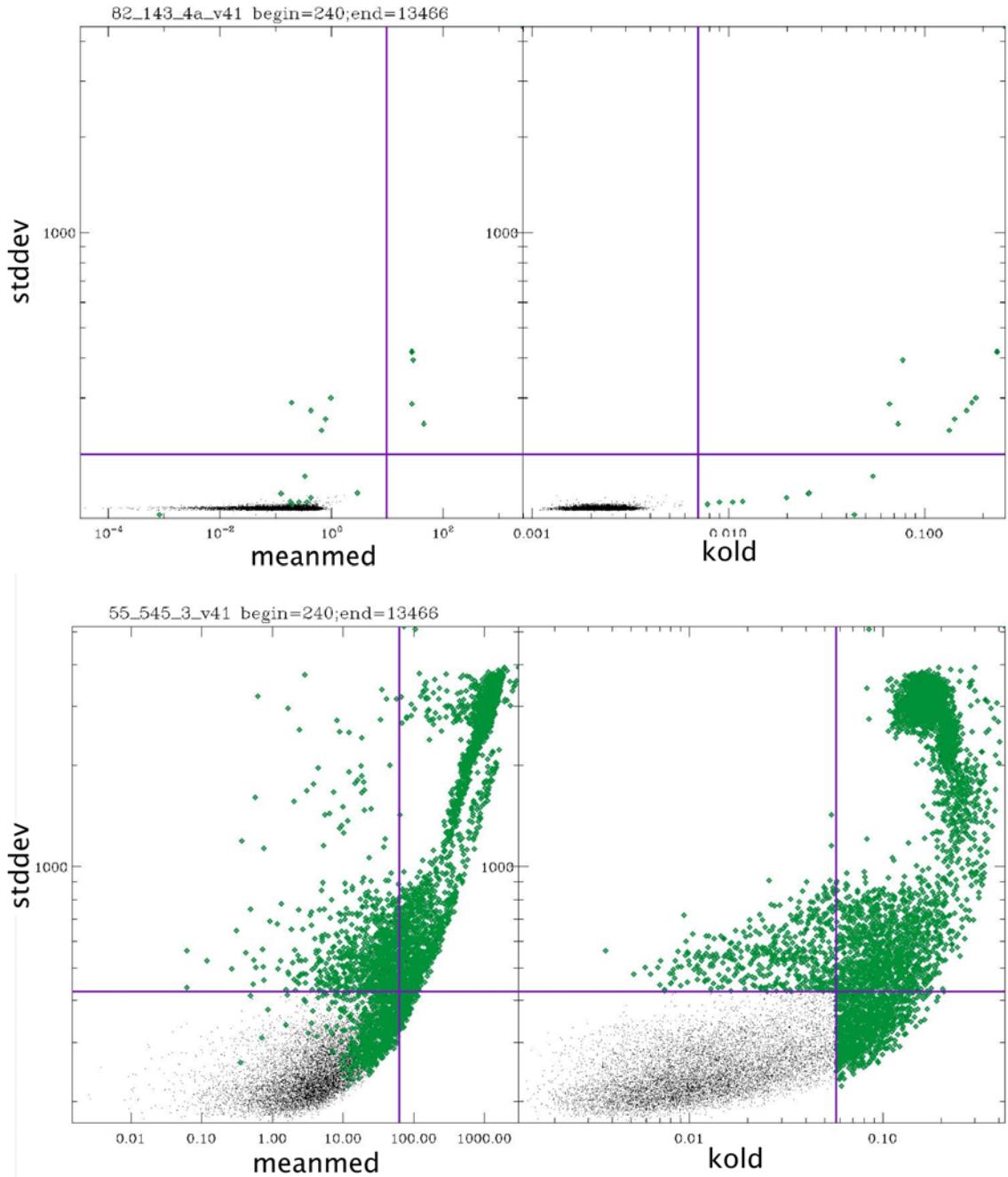


Figure 4.2 – Coupures effectuées sur `stddev`, `meanmed` et `kold`. Les lignes violettes correspondent aux seuils, les gros points aux rings rejetés par un des critères au moins. Haut : Cas d'un bolomètre normal. Bas : Cas d'un bolomètre contaminé par du RTS.

affectés par du RTS : un ring est écarté s'il est contaminé par du RTS avec une amplitude d'au moins une fois l'écart type du bruit. Ces zones sont repérées et rejetées “à la main” (voir la section 2.3). Cela concerne quelques centaines de rings pour quatre bolomètres, et la mission totale pour deux autres bolomètres qui présentent du RTS presque tout le temps.

Cause	Numéro du ring
Maneuvres du satellite	304 1312 3590 3611 3642 3922 4949 6379 8456 11328
Changement du refroidisseur par sorption	11149 11150 11151 11152
Ring trop long	440 474 509 544 897 898 3589 13333 14627 14653
Changement du senseur stellaire	14628 14654 14842 16407 18210
Glitch exceptionnel	7665
Éruption solaire	11235 20451 20452 20453 20454 20455 20456

Table 4.1 – Tableau des rings discarded_for_all pour la mission totale.

bolomètre	début, nombre de rings
35_857_2	15204, 201
34_545_2	21985, 90
74_857_4	3720, 291
74_857_4	12420, 801
71_217_8a	12600, 351
44_217_6b	1990, 181
70_143_8	<i>Bolomètre entièrement rejeté</i>
55_545_3	<i>Bolomètre entièrement rejeté</i>

Table 4.2 – Plages contaminées par du RTS d'amplitude au moins $1 \times \sigma$ (bruit), et rejetée dans la mission complète.

4.2.2 Résultats de la sélection

Les figures 4.3 et 4.4 présentent l'impact de ce processus pour tous les bolomètres. Il y a une trentaine de rings écartés pour la majorité des bolomètres, ce qui est très proche du minimum correspondant aux 28 discarded_for_all. Il y a légèrement plus de rings écartés pour les fréquences galactiques 545 et 857 GHz, ce qui signifie en d'autres termes que la *skewness* des ROIs de bruit pour ces fréquences est plus grande, dû au bruit de source qui s'ajoute au bruit moyen.

Sur ces figures, trois des quatre bolomètres qui ont un comportement qui sort de la moyenne (217-6b, 217-8a, 857-4) sont ceux pour lesquels du RTS a été détecté. Le 143-4b a un nombre élevé de discarded_rings sans être contaminé par du RTS : ce sont les critères statistiques vu en 4.2.1.1 qui fait que plus de rings sont anomalous_rings, et donc discarded_rings.

À cause du critère sur la durée des rings, la fraction de temps écarté ($\approx 0.7\%$) est légèrement supérieure à la fraction du nombre de rings écartés ($\approx 0.2\%$). Le nombre d'échantillons rejetés au niveau du ring est très inférieur aux autres sources de non-projection sur les cartes : le masquage pour cause de glitch et de pointage instable concernent respectivement de 12 à 20% et 6 % de la mission. Le processus de rejet de ring a donc un très faible impact sur la statistique des cartes finales, mais nous permet de rejeter des données non-physiques, qui affecteraient significativement la construction des cartes à l'étape du destriping.

4.2.3 Evolution entre la version 4.1 et 4.6 du TOI processing

Les figures 4.5 permettent de voir l'amélioration entre deux versions successives du TOI processing : on remarque déjà (traits horizontaux rouges et noirs) que le nombre de rings

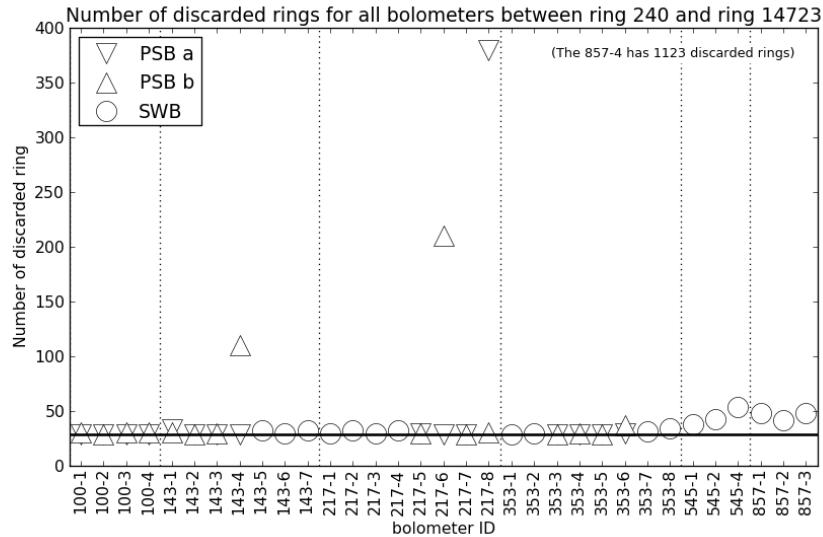


Figure 4.3 – Nombre de rings rejetés pour la mission nominale. Parmi les quatre bolomètres qui se détachent, trois sont affectés par du RTS (le 217-6b, le 217-8a et le 857-4, trop affecté pour être vu sur cette figure).

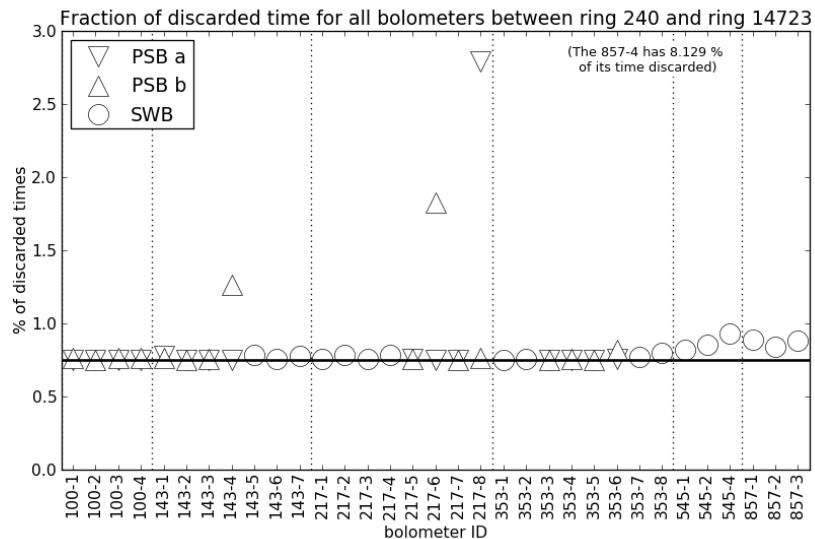


Figure 4.4 – Temps perdu pour cause de rejet de rings, sur la même période.

discarded_for_all baisse de 6. Individuellement, chaque bolomètre voit lui aussi le nombre de rings discarded_ring baisser, ce qui signifie que des rings qui ne remplissaient pas les conditions en version 4.1 sont devenus bons après raffinement du TOI processing.

Il y a quelques exceptions, par exemple, le bolomètre 40_100_3b présente plus de rings rejetés en version 4.6 qu'en version 4.1. Cela est dû au fait que baisser les seuils permet aussi de voir des types de problèmes qui n'étaient pas vus auparavant.

Il s'agit donc d'un processus itératif, qui permet à chaque étape de voir apparaître des problèmes de plus en plus fins, après correction des problèmes les plus importants.

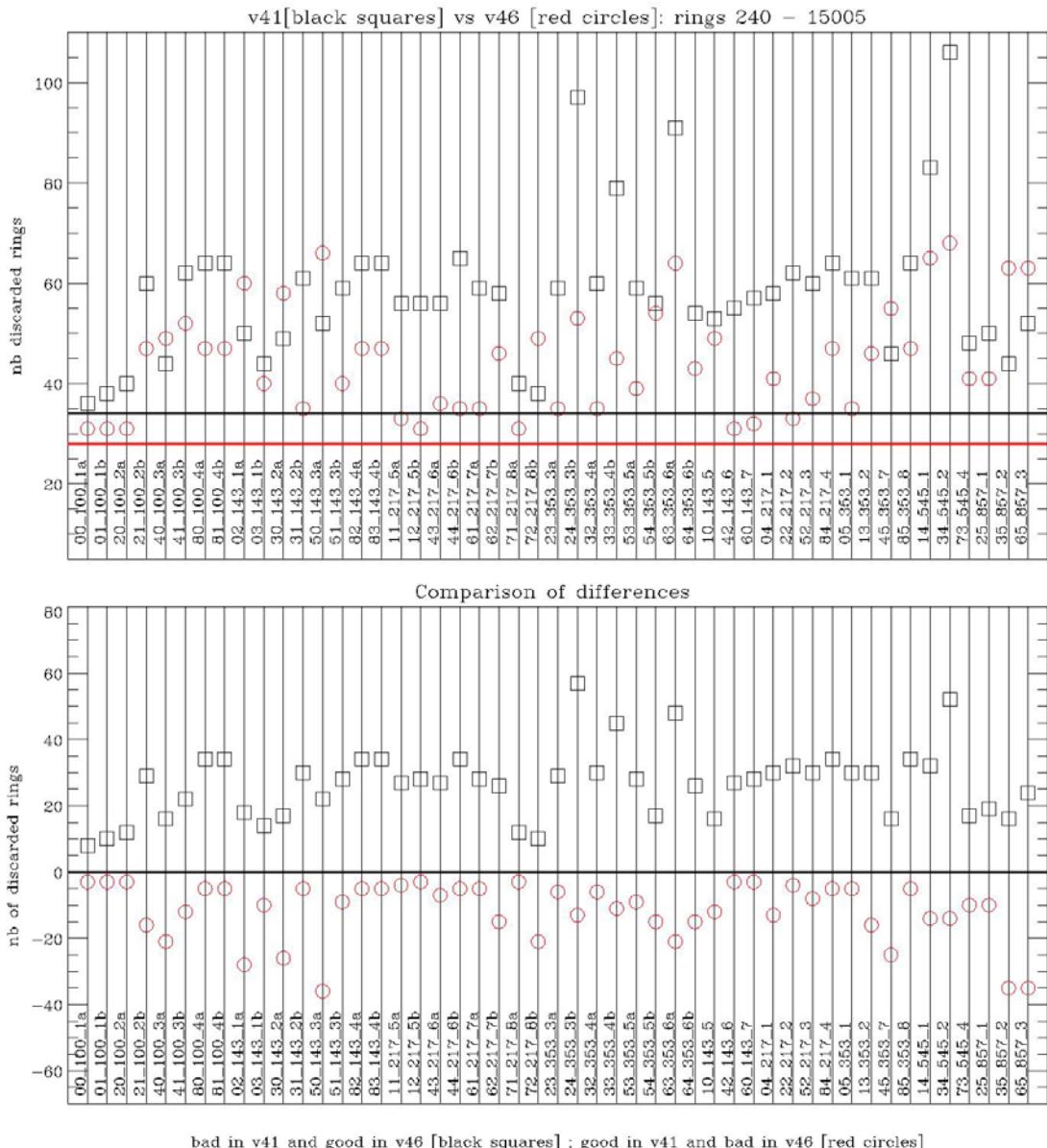


Figure 4.5 – Illustration des différences entre deux versions successives, toutes deux antérieures à celle utilisée pour la release de 2013.

4.2.4 Zoologie des Problèmes

Une inspection visuelle des TOIs correspondants aux discarded_rings permet de les classifier, et au cours des différentes versions, les problèmes suivants ont été identifiés :

Sauts dans la ligne de base : une transition brutale du niveau de l'estimation du bruit entre un état haut et un état bas. Ce problème est corrigé comme on l'a vu dans la section 2.3.

Résidu de glitch : glitch mal corrigé, ou pas suffisamment masqué, comme sur la figure 4.6, en bas. Ce problème n'apparaît plus dans la version 2013 des données.

Planète/source ponctuelle résidu de source mal masquée, visible sur la figure 4.6, en haut. Ce problème n'apparaît plus dans la version 2013 des données.

Dérive de la ligne de base : cas où la ligne de base de l'estimation du bruit n'est pas constante.

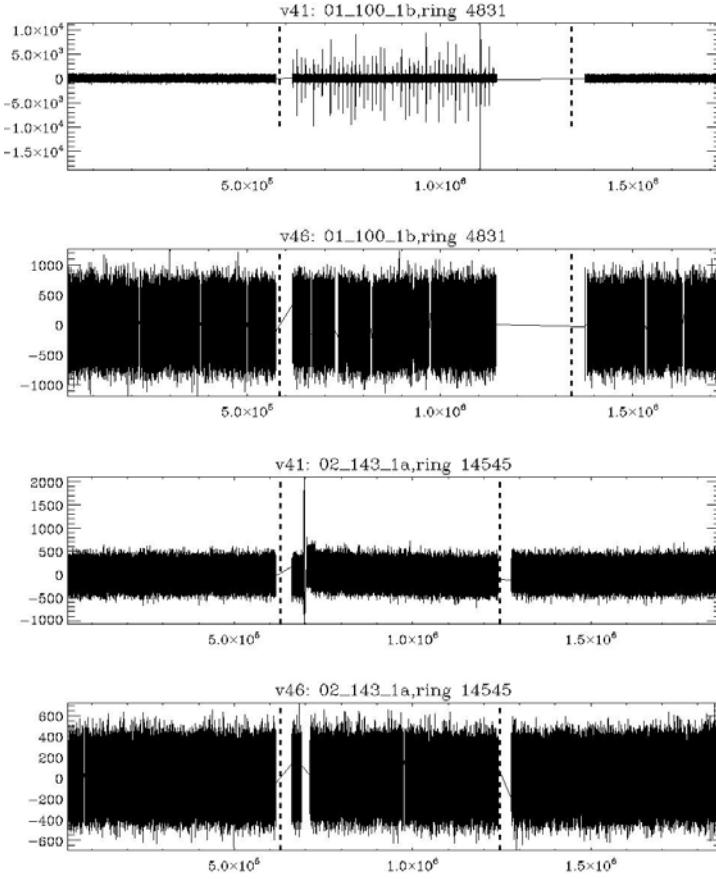


Figure 4.6 – Exemples d’amélioration entre deux versions successives, et leurs incidence sur les TOIs. Haut : Source mal masquée en version 4.1, qui se caractérise par la redondance du pic, et corrigée en v4.6. Bas : Glitch mal masqué. La soustraction d’un modèle non parfait fait apparaître un écart en négatif et en positif. Dans la version 4.6, la correction est meilleure et le masquage plus fort.

Il s’agit de bruit basse-fréquence de haute amplitude, non corrigé car trop variable dans sa forme.

Accident dans la ligne de base : transition intermédiaire, plus lente qu’un saut mais plus rapide qu’une dérive, non corrigée également.

Bruit en créneau RTS : vu à la section 2.4. La complexité (nombre de niveaux, fréquence pouvant varier, ...) et la rareté du problème fait qu’il n’est pas corrigé.

Changement de niveau dans le bruit, dont il a été question au chapitre 3.

En résumé, les problèmes dans les données ordonnées en temps et identifiés au niveau du ring sont soit corrigés (cas des sauts), soit masqués (cas des résidus de glitch et des planètes), soit sont jugés trop faibles pour nuire à la qualité des résultats, après avoir écarté les rares cas les plus “graves”.

4.3 superclean : une alternative aux simulations

Cette section décrit un test que j’ai mis au point basé sur des vraies données pour vérifier leur cohérence interne. Cette méthode et ses résultats ont été appliquées à la DX9, et intégrés à

l'article [Planck-HFI Collaboration, 2013a], avec des détails dans [Planck Collaboration, 2013l]. Il s'agit de comparer les données normales à une sélection de données pour lesquelles on a appliqué des critères bien plus sévères lors de la mise à l'écart de certains rings. Ainsi, au lieu de rejeter $\approx 1\%$ des rings pour la mission totale (comme on l'a vu en 4.2.2), on va rejeter environ 35 % des rings. Ce test est complémentaire à d'autres tests de cohérence, par exemple, l'accord entre bolomètres d'une même fréquence, entre FIRST et LAST, entre fréquences ou entre relevés. Il est également complémentaire aux simulations, et plus facile à implémenter que celles-ci. On décrit ici le processus depuis les critères jusqu'aux pseudos-spectres, en passant par les cartes. Seule la sélection des `discarded_rings` vue à la section 4.2 est changée par rapport au processus décrit en 2.1, et les HPRs n'ont donc pas à être recalculés lors de la fabrication des cartes. Cela garantit la rapidité de la méthode.

4.3.1 Critères utilisés

Les rings superclean (rejetés avec des critères plus sévères) sont ceux pour lesquels une non-stationnarité, même minime, est vue ou suspectée. Le principe de précaution a ainsi été poussé dans toutes les directions. La mission totale est utilisée pour garder une statistique correcte. Nous listons ici les critères utilisés.

- **Rings normalement rejettés.** Bien entendu, les rings déjà rejettés dans la DX9 le sont également dans la sélection plus sévère.
- **Raies 4K.** Les rings résonnantes sont ceux pour lesquels une raie du système de refroidissement à 4K coïncide avec une harmonique de la fréquence de rotation du satellite. La correction de cet effet vient d'une interpolation qui pourrait introduire des problèmes. La raie à 10 Hz est la plus gênante, les rings correspondant sont donc enlevés. *Ce critère est commun à tous les bolomètres.*
- **Temps d'intégration trop bas** Un temps d'intégration trop bas risque de rendre moins performante la procédure de deglitchage, les rings plus courts que 35 minutes sont écartés. *Ce critère est commun à tous les bolomètres.*
- **Cinquième relevé.** Le cinquième relevé est entièrement rejeté à cause des éruptions solaires, du temps d'intégration souvent inhabituel, et des opérations EOL². *Ce critère est commun à tous les bolomètres.*
- **Planètes.** Les rings pendant lesquels des planètes sont vues peuvent perturber la solution du *map-making* si le masquage de la planète est légèrement insuffisant. *Ce critère est commun à tous les bolomètres sur une même ligne du plan focal.*
- **Correction de sauts.** Un ring dans lequel un saut a été corrigé est rejeté.
- **Augmentation du niveau de bruit.** On rejette tout ring dont le bruit s'écarte du comportement global du bolomètre. D'après 3.3.3, c'est soit un petit saut, soit une dérive dans la ligne de base. Le seuil est fixé à $\pm 3\%$ la médiane de la ROI de bruit.
- **Bruit à deux niveaux.** Les bolomètres suivants ont ce comportement (l'intervalle indiqué entre crochets est la période où le bruit est le plus élevé, en ring) :
 - 13_353_2 : [4994,fin]
 - 23_353_3a : [5811,9057] and [18890,fin]
 - 50_143_3a : [9410,fin]
 - 54_353_5b : [2572,fin]
 Les rings correspondant sont rejettés pour cette sélection en temps.
- **RTS de petite et moyenne intensité.** Tous les rings affectés par du RTS détecté sont écartés, soit du RTS à un niveau supérieur à 0.1σ de 100 à 353 GHz, et 0.3σ pour les hautes fréquences.

2. pour *End Of Life operations*.

- **PSB.** Un OU est fait pour chaque paire de bolomètres PSB, de sorte qu'un ring écarté pour l'un le soit aussi pour l'autre.

4.3.2 Statistique correspondante

Chacun de ces critères va avoir un impact différent à la fois sur les statistiques globales, et sur les statistiques par bolomètre.

Un OU de tous ces critères est affiché sur la figure 4.7. Un pixel blanc en (b, r) indique que le bolomètre b utilise le ring r ; un pixel noir indique qu'il n'est pas utilisé pour la sélection sévère; un pixel rouge indique qu'il n'était déjà pas utilisé dans la sélection normale.

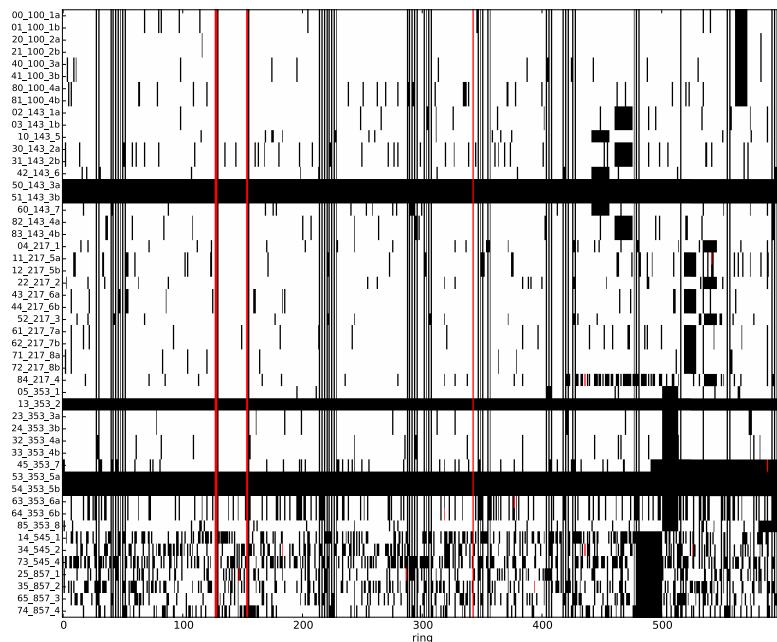


Figure 4.7 – Exemple de rings écartés dans la version normale des données (en rouge) et dans la version `superclean` (en noir). L'intervalle montré est de 601 rings consécutifs (en abscisse) et concerne tous les bolomètres, sauf les bolomètres tout le temps affectés par du RTS (en ordonnée). Le choix des 601 rings consécutifs est fait de tel sorte que tous les problèmes soient présents (voir les figures de l'annexe A.2 correspondants aux critères individuels).

De nombreuses caractéristiques peuvent être observées sur cette figure, comme la différence entre les bolomètres "galactiques" et les bolomètres "CMB", la présence de rings rejétés pour tous les bolomètres, ou de rings rejétés par famille de bolomètres, suivant leur position sur le plan focal.

Comme on voit sur la figure 4.8, l'impact de la sélection `superclean` dépend à la fois du bolomètre et du critère considéré. De manière plus globale, environ 41 % des rings sont rejettés pour la mission totale : 35 % dans le cas des canaux CMB, et 45 % pour les canaux galactiques.

J'ai également fait deux tests de vérification, détaillés sur la figure 4.9 :

- un avec une sélection aléatoire de rings correspondant au même ratio de rings rejetés,
- et un autre avec la sélection **superclean** décalée d'un nombre arbitraire de rings, pour tester l'influence des biais introduits par les structures de la carte de nombre de coups.

Ces deux autres sélections vont être testée sur les cartes et les spectres.

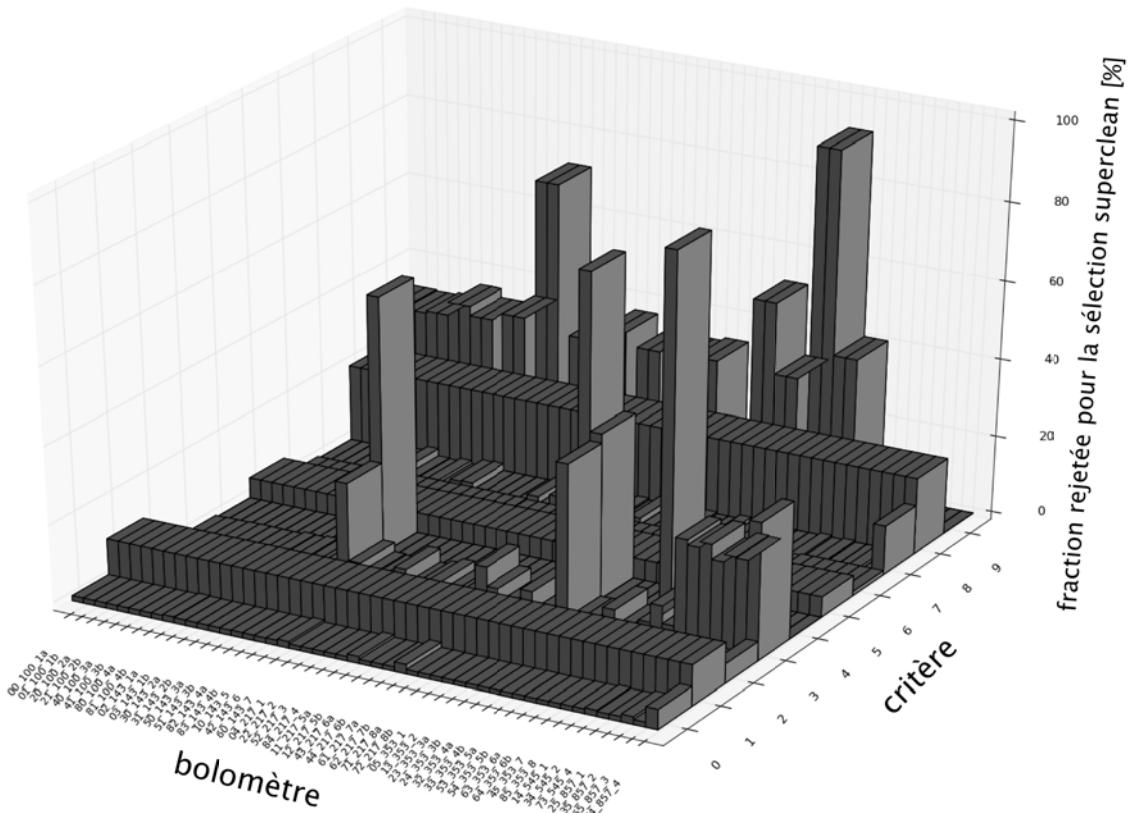


Figure 4.8 – Pour chacun des bolomètres de HFI (axe des ordonnées) et chacun des critères (axe des abscisses), on représente le nombre de rings rejetés dans la version superclean. Les numéros des critères est : (0) rings normalement rejetés ; (1) raies 4 K ; (2) sauts ; (3) hausse du bruit ; (4) bruit à deux niveaux ; (5) temps d'intégration ; (6) planètes (7) faible RTS (8) cinquième relevé (9) PSB. .

4.3.3 Impact de la sélection superclean sur les cartes

J'ai utilisé le pipeline officiel pour produire des cartes à toutes les fréquences. À cause de la structure temporelle de la sélection, des stries vont apparaître sur la carte de nombre de coups, en plus de la réduction globale du niveau (baisse de 35 % en moyenne) du nombre de coups de la carte superclean. Les cartes du test de vérification va faire apparaître uniquement la réduction globale.

Comme on peut le voir sur la figure 4.10, les stries dans les cartes du nombre de coups sont tout à fait similaires entre la sélection normale et la sélection aléatoire, mais sont beaucoup plus marquées dans le cas de la sélection superclean et décalée. La figure 4.11 montre que cet effet sur la sélection décalée dépend du décalage.

Pour voir l'impact de ces sélections sur la carte finale (en intensité sur la figure, mais les cartes en polarisation ont également été vérifiées) on compare les cartes nouvellement créées avec la carte obtenue pour la sélection normale. Ces cartes de différence ont été "blanchies" en utilisant un nombre de coups effectif $n_{\text{hiteff}} = g \times n_{\text{hitNormal}}$, où g est le rapport du nombre de coups sur la carte superclean sur le nombre de coups sur la carte normal. On constate à première vue que les stries correspondantes n'apparaissent pas sur ces cartes de différence, ce qui est une condition nécessaire pour que les sélections avec moins de coups ne soient pas affectées d'effets systématiques.

Ce premier test visuel n'est pas suffisant pour caractériser complètement l'absence de sys-

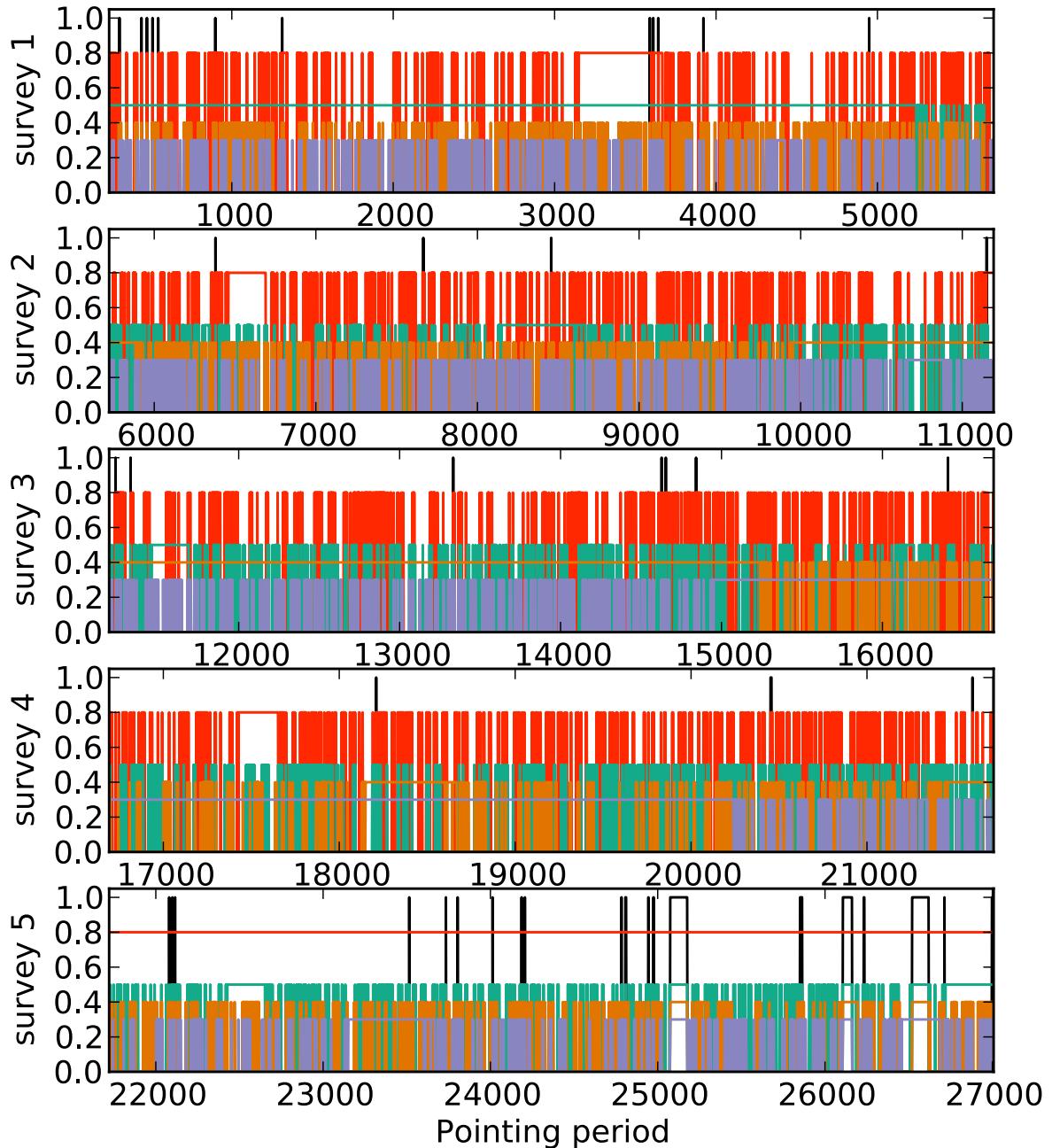


Figure 4.9 – Exemples de sélections de rings, dans le cas normal (noir, 1 si rejeté), superclean (rouge, 0.8 si rejeté), et de trois sélections décalées (pastel, 0.3, 0.4 et 0.5 si rejeté). Chaque panel représente un relevé. Le code de couleurs pour les sélections décalées est le même que pour la figure 4.13

tématiques associées aux rings exclus dans la sélection normale, il faut ensuite passer à une étude sur le spectre de ces cartes de différence.

4.3.4 Impact de la sélection superclean sur le spectre

Nous comparons maintenant les pseudos-spectres obtenus avec les cartes normales et les cartes superclean. Pour éviter une contamination due à la Galaxie, j'ai utilisé des masques dé-

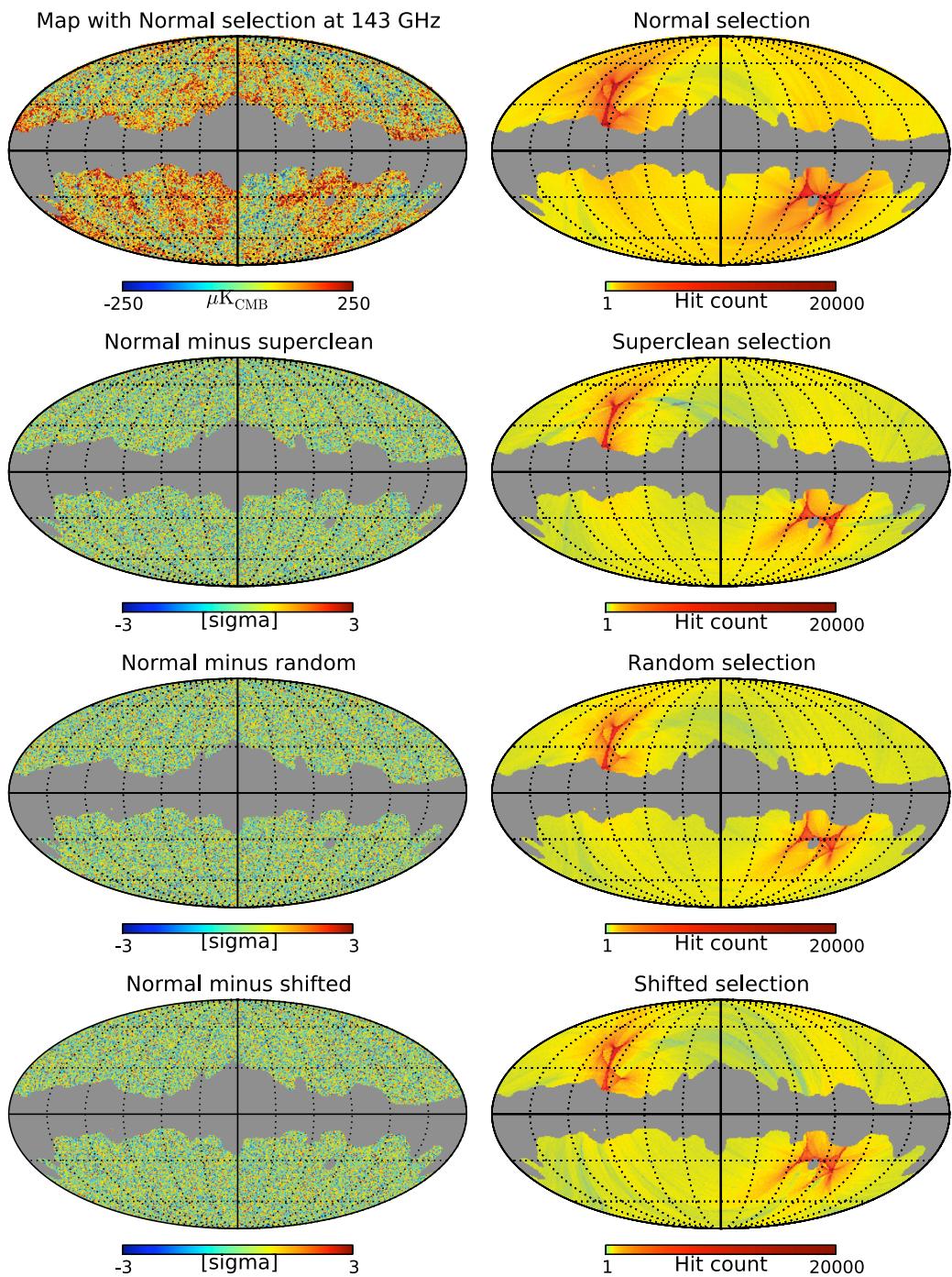


Figure 4.10 – Haut : Sélection normale : intensité (gauche) et nombre de coups (droite) Puis de haut en bas : sélection superclean : différence avec la carte normale (gauche) et nombre de coups (droite); sélection aléatoire : différence avec la carte normale (gauche) et nombre de coups (droite); sélection décalée : différence avec la carte normale (gauche) et nombre de coups (droite).

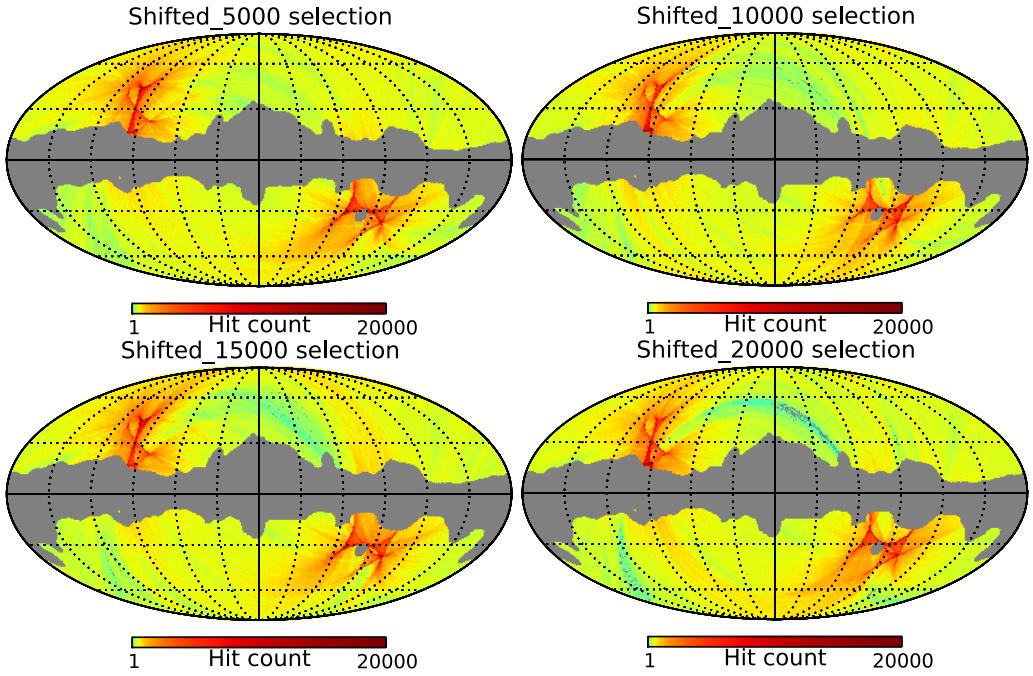


Figure 4.11 – Quatre cartes du nombre de coups pour différentes réalisations de la sélection décalée. Les stries dans la stratégie de pointage sont plus ou moins visibles, ce qui est corrélé avec l’importance de la dispersion dans le spectre à bas ℓ .

pendant des fréquences : $f_{sky} = [70, 70, 40, 40, 20, 20] \%$, pour [100, 143, 217, 353, 545, 857] GHz. J’ai ajouté à ces masques des points sources, mais aussi les pixels qui ne sont vus que par une des selections, de sorte que l’on ne compare que des cartes avec un même masque. J’ai ensuite soustrait une constante aux cartes pour éviter une “fuite” du monopole vers les bas multipôles due au masquage, afin que la moyenne de chacune de ces cartes masquées soit nulle.

Remarquons que comme le même ciel est observé par plusieurs sélections de données différentes, la variance attendue entre deux sélections n’est pas due à la variance cosmique, mais bien à de la variance d’échantillonnage. C’est effectivement ce que l’on voit sur la figure 4.12.

Sous certaines conditions explicitées à l’appendice A.1, on s’attend à ce que la variance d’échantillonnage de la différence des spectres soit

$$\sigma_{expected}^2 (C_\ell^S - C_\ell^T) = N_\ell \frac{2C_\ell^{T,1-g} + N_\ell \frac{1-g^2}{g^2}}{f_{sky}(2\ell + 1)}, \quad (4.4)$$

où C_ℓ^S est le pseudo-spectre pour la sélection superclean, C_ℓ^T pour la sélection totale, et N_ℓ pour le bruit de la carte totale. La fraction des données de la carte normale utilisées pour faire la carte superclean est $g = 0.65$ (ou 0.55 pour les canaux galactiques). La démonstration de cette formule est donnée à l’appendice A.1.

La figure 4.13 montre la différence $(C_\ell^S - C_\ell^T)$ normalisées par la valeur attendue de l’écart type $\sigma_{expected} (C_\ell^S - C_\ell^T)$. Les données sont binnées à $\Delta\ell = 31$, de telle sorte que la dispersion dans un bin est de ± 1 dans le cas gaussien, et autour de zéro s’il n’y a pas de biais. Comme on pouvait déjà le voir sur la figure 4.12, il y a un tilt dans la moyenne, ainsi qu’une sous-estimation de la dispersion (remontée de l’écart-type par rapport à l’écart-type attendu) à bas ℓ . Cette remontée n’est pas visible dans le pseudo-spectre de la différence $(C_\ell^R - C_\ell^T)$, mais il est également visible sur $(C_\ell^D - C_\ell^T)$, où les $C_\ell^{D,R}$ sont les spectres des sélections décalées et aléatoires, respectivement.

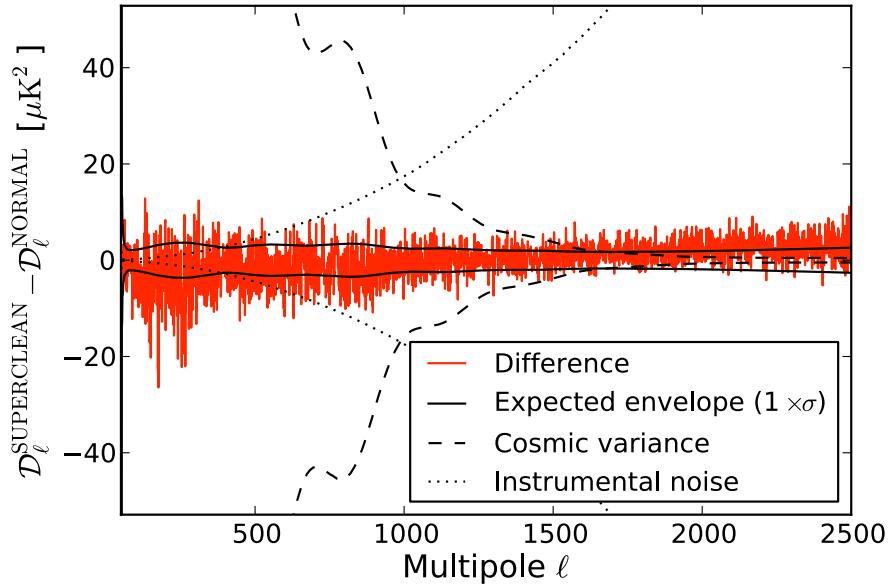


Figure 4.12 – Différence des pseudo-spectres pour la sélection normale et superclean (en rouge). Selon le multipôle, elle est négligeable soit par rapport à la variance cosmique, soit par rapport au bruit instrumental (calculé par FIRST \times LAST). Aucun binning n'est appliqué ici.

On peut donc en déduire que l'on a atteint les limites de cette étude de comparaison des spectres : les hypothèses menant à la formule 4.4 ne sont plus valides à cause des effets géométriques de la sélection. Modéliser la différence de la sélection par un coefficient $g = 65\%$ global pour toute la carte n'est pas suffisant. On a toutefois vérifié qu'il ne s'agit pas simplement d'un biais qui pourrait être corrigé en gardant un unique coefficient $g_{\text{effectif}} \neq g$, c'est-à-dire différent de la vraie fraction de données utilisées. Une telle méthode ne donne pas non plus de résultats satisfaisants.

Toutefois, si cet effet est caractéristique d'une variance d'échantillonnage trop élevée ou d'approximations trop simplistes, il parfaitement reproduit par les tests de consistance, et surtout, il est complètement négligeable face à la variance cosmique pour ces échelles angulaires, et cet excès de bruit, supposé ou réel, n'a donc aucun impact sur les résultats de cosmologie.

4.4 Exemples d'effets systématiques sur les cartes

La section suivante présente deux effets systématiques que l'on peut voir au niveau des cartes, auxquels mon travail sur le TOI processing m'a conduit. J'ai développé des outils pour détecter les régions du ciel affectées par ces erreurs, et après une étude systématique de leurs impacts, on a pu estimer que l'effet était négligeable dans un cas, et corriger le problème en amont dans le second cas.

4.4.1 Effet de moiré

L'effet de moiré (ou "d'empreintes digitales") est la visualisation sur des cartes de bruit (relevé 1 - relevé 2) de stries parallèles, séparées de l'ordre du degré. Cet écartement n'est pas constant sur la carte, ni strictement parallèle sur de grandes échelles, comme on le voit sur l'exemple de la figure 4.14. On quantifie cet effet par le profil de ces cartes. Il est d'autant plus

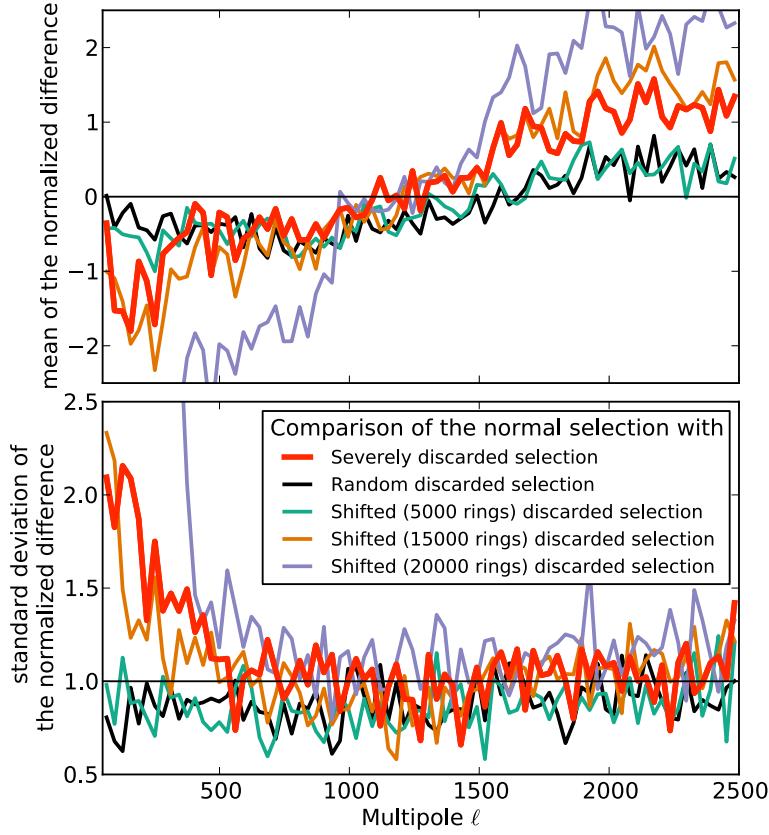


Figure 4.13 – Différence entre la sélection superclean et la sélection normale, dans l’unité d’une déviation standard attendue par l’équation 4.4. Si nos hypothèses sont correctes, le bruit résiduel doit avoir une distribution gaussienne en ℓ centré en zéro et d’écart-type 1. Le panel du haut (respectivement du bas) représente la moyenne (respectivement l’écart-type) de la différence par bins de 31 points. Les points noirs représentent le test avec les rings rejettés aléatoirement, tandis que les points pastels représentent trois sélections décalées.

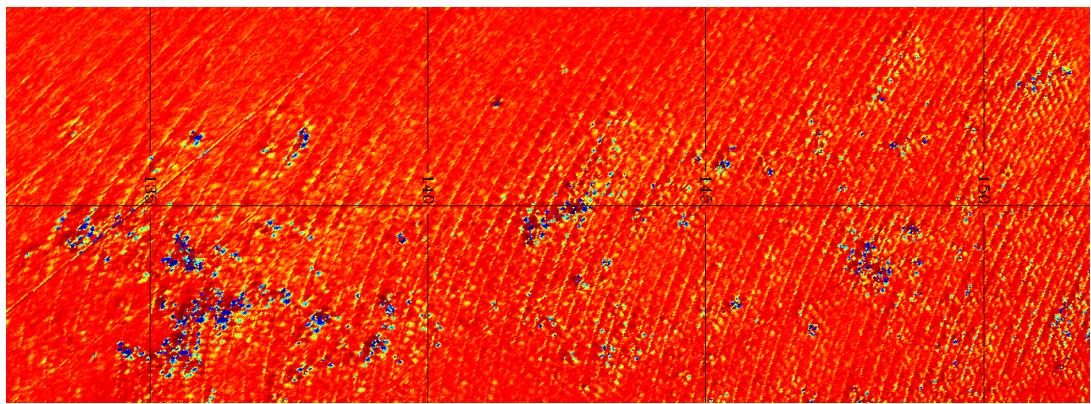


Figure 4.14 – Exemple typique de moiré, sur une carte de bruit (relevé 1 - relevé 2) à 857 GHz, pour $40^\circ \times 15^\circ$ le long du plan galactique. L’échelle n’est pas linéaire pour mieux faire apparaître le moiré.

fort que le gradient est fort dans les cartes, et peut atteindre jusqu'à 1 % du signal total pour un bolomètre galactique, comme on peut le constater figure 4.15.

Cet effet est visible à la fois sur les cartes réelles et les cartes simulées, comme on le voit sur la figure 4.16.

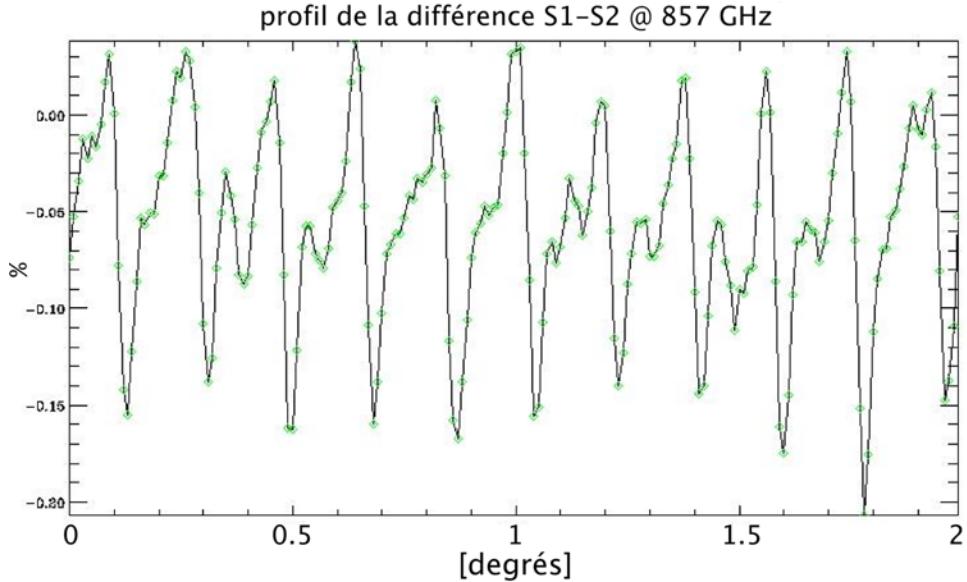


Figure 4.15 – *Le profil de la différence relative d'une carte de bruit fait apparaître des dents de scie dont on peut mesurer l'amplitude.*

On peut tenter de retrouver automatiquement cet effet en découplant la carte du ciel par *patch*, et en effectuant une transformée de Fourier à deux dimensions du bruit dans la carte. Comme le montre la figure 4.17, on va retrouver des pics très fins dans le plan de Fourier, dont la position (r, θ) indique la période du moiré ($r \propto T$) et l'angle par rapport à une base donnée, tandis que l'intensité du moiré est donné par la hauteur du pic. Un essai sur une zone sans moiré montre qu'aucun pic ne ressort de la transformée de Fourier.

L'explication est liée à la pixelisation d'un signal dont le gradient n'est pas négligeable par rapport à la taille du pixel, comme on le voit sur la figure 4.18. Il s'agit donc d'un résultat du compromis entre une diminution de la taille des pixels et un nombre de coups par pixel élevé. Il est pris en compte pour l'effet du gradient dans le CMB (appendice F de [Planck-HFI Collaboration, 2013b]), pour lequel cet effet est analytique et peut apparaître comme un effet de lentille. Cet effet est intégré dans la fonction $F(\ell)$ produite par la simulation qui traduit l'effet de pointage et de la couverture du ciel sur le spectre de puissance. Il ne pose donc pas de problème pour l'exploitation des cartes.

4.4.2 “Points de couture”

Le terme de *stitching*, que l'on pourrait traduire par “point de couture”, décrit un type d'erreur systématique sur les cartes qui se visualise comme l'alternance d'un signal positif et négatif le long d'un ring, comme on peut en voir un exemple sur la figure 4.19 à gauche sur une parcelle dans le ciel, ou encore sur la figure 4.20 où on visualise que cet effet touche le ring sur son intégralité (grand “cercle” sur le ciel.)

Ces pics dans les cartes apparaissent comme des chapelets de sources ponctuelles pour les algorithmes qui créent les catalogues. De plus, ils ont un impact non négligeables sur les spectres en puissances C_ℓ s, du fait de leur périodicité le long du ring, et vont apparaître comme des pics.

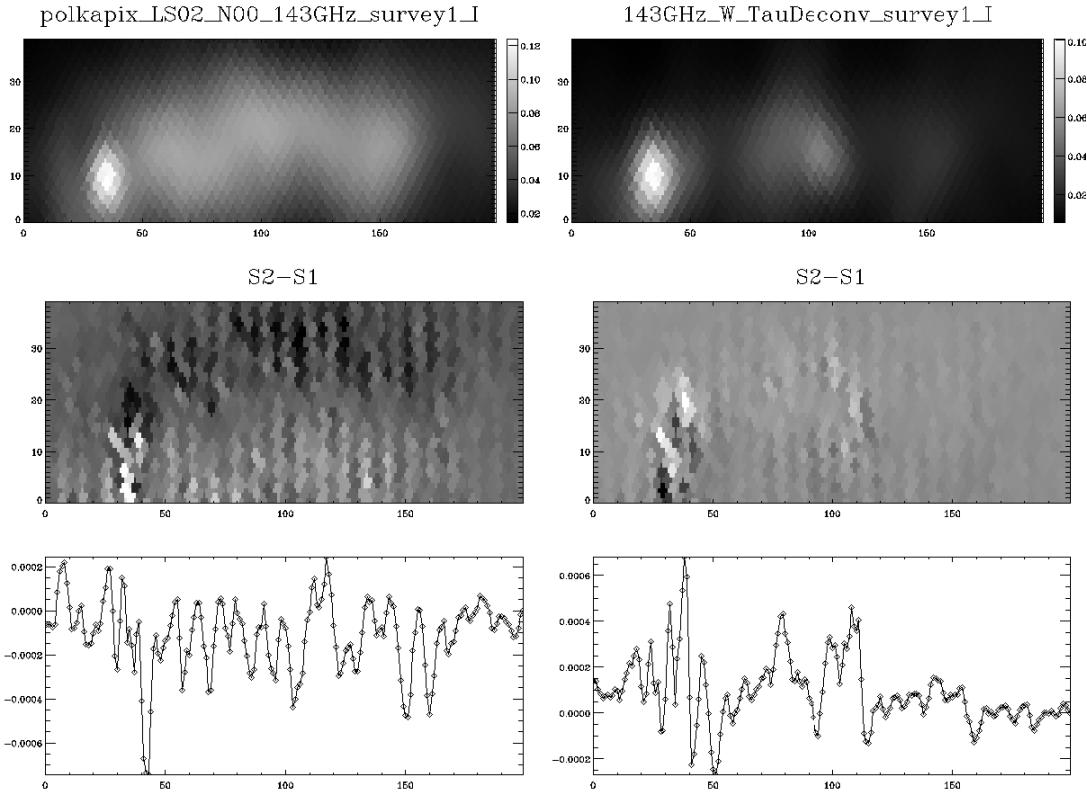


Figure 4.16 – Comparaison de l’effet pour une simulation (gauche) et pour le canal à 143 GHz (droite). Il s’agit du voisinage du centre galactique, qui présente les plus gros gradients. De haut en bas : Intensité pour le premier relevé ; bruit obtenu par soustraction des deux premiers relevés ; profil obtenu par intégration sur l’axe vertical.

Comme on l’a vu dans la section 2.1.4, ce type de problème est créé par une mauvaise soustraction des coefficients de Fourier du bruit supplémentaire dû au refroidisseur à 4 K, à cause de la proximité de la fréquence d’échantillonnage et de la fréquence de spin, et il y a donc une “contamination” par le signal aux fréquences considérées.

On a retrouvé les rings qui échappaient à cette analyse par une visualisation de la différence de deux relevés pour toute la sphère du ciel, en découplant en parcelles également écartées sur le ciel. On a utilisé des projections gnomoniques sur les $12N_{\text{side}}^2$ centres de la partition Healpix de la sphère avec $N_{\text{side}} = 8$, comme illustré sur la figure 4.19 droite.

Une solution plus économique en temps (seulement $4N_{\text{side}}$ parcelles à considérer) consiste à ne visualiser que les parcelles le long du plan de l’écliptique, puisque chaque ring passe quasiment orthogonalement à ce plan.

La connaissance de la stratégie de pointage nous permet de remonter, pour un point donné, aux rings correspondant pour un relevé donné. Pour corriger de ce problème, nous utilisons les coefficients des rings voisins en lieu et place de ceux du ring résonnant.

J’ai recherché systématiquement les rings affectés par de tels artefacts, dans les versions successives du processing. Cette identification en amont a permis de supprimer le problème pour une large part dans le processing utilisé pour produire les données DX9.

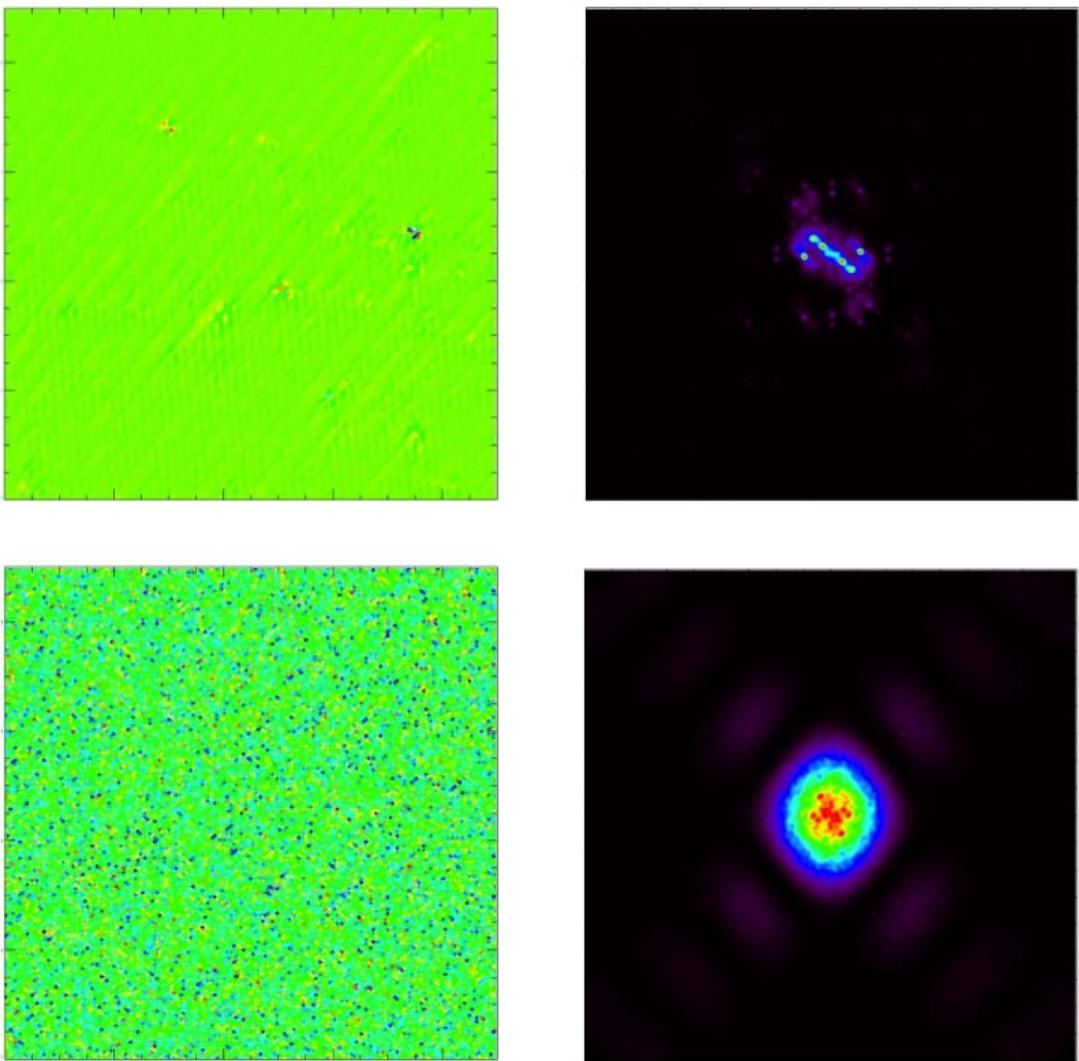


Figure 4.17 – Tous les *patches* font $10^\circ \times 10^\circ$. Illustration de la méthode de détection du moiré sur un *patch* en présentant (haut) et n'en présentant pas (bas). Gauche : *Patch* du bruit sur lequel on va effectuer l'opération. Droite : Transformée de Fourier normalisée à 1 au maximum. La pixelisation fait apparaître un motif périodique (difficilement visible). Des pics apparaissent seulement dans le cas du moiré, mais seulement du bruit dans le cas de la carte bruitée.

4.5 Conclusion

Dernière étape avant la production des spectres qui serviront pour extraire les paramètres cosmologiques, les cartes ont aussi un intérêt primordial pour l'astrophysique galactique et certains modèles de cosmologie pour lesquels toute l'information n'est pas contenue dans le spectre. Une de mes contributions à la collaboration Planck a été la sélection des rings à projeter sur les cartes. Cela m'a également conduit à développer un test de cohérence interne consistant à rejeter une fraction beaucoup plus importante (35 % au lieu d'environ 1 %) des rings. Cette étude a montré une grande robustesse des données de *Planck-HFI*. Je me suis également intéressé à deux effets systématiques qui interviennent au niveau des cartes, à savoir un effet de moiré du à la pixelisation des données, ainsi qu'à un effet affectant certains rings et produisant des motifs périodiques sur des grands cercles dans le ciel. Ces deux effets ont été soit corrigés,

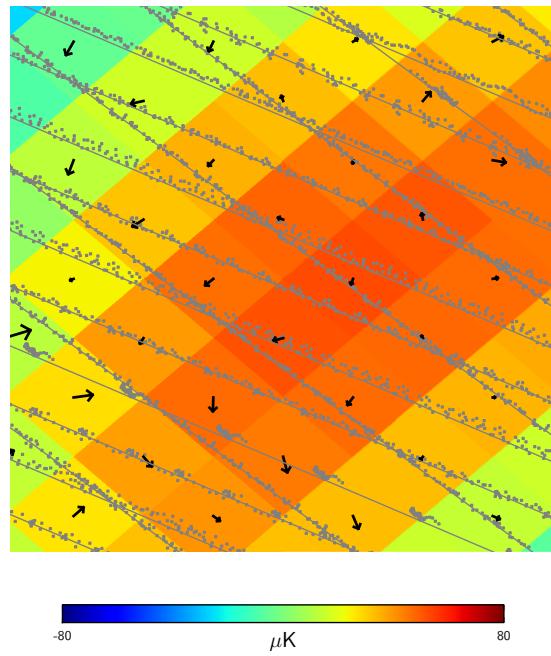


Figure 4.18 – Illustration de la pixélisation du CMB (simulation convoluée par une gaussienne de 7 minutes d'arc de largeur à mi-hauteur et pixélisée à $n_{\text{side}} = 2048$) et de l'échantillonnage des TOI le long des rings (en gris). Les flèches représentent la défexion induite par la non-uniformité de la couverture et le gradient du signal. Figure de [Planck-HFI Collaboration, 2013b]

soit considéré comme négligeable pour la suite du traitement. C'est un problème majeur pour la qualité des résultats cosmologiques de 2013 de vérifier que de tels effets instrumentaux ne conduisent pas à une modification du spectre, ou à un ajout de non gaussianité.

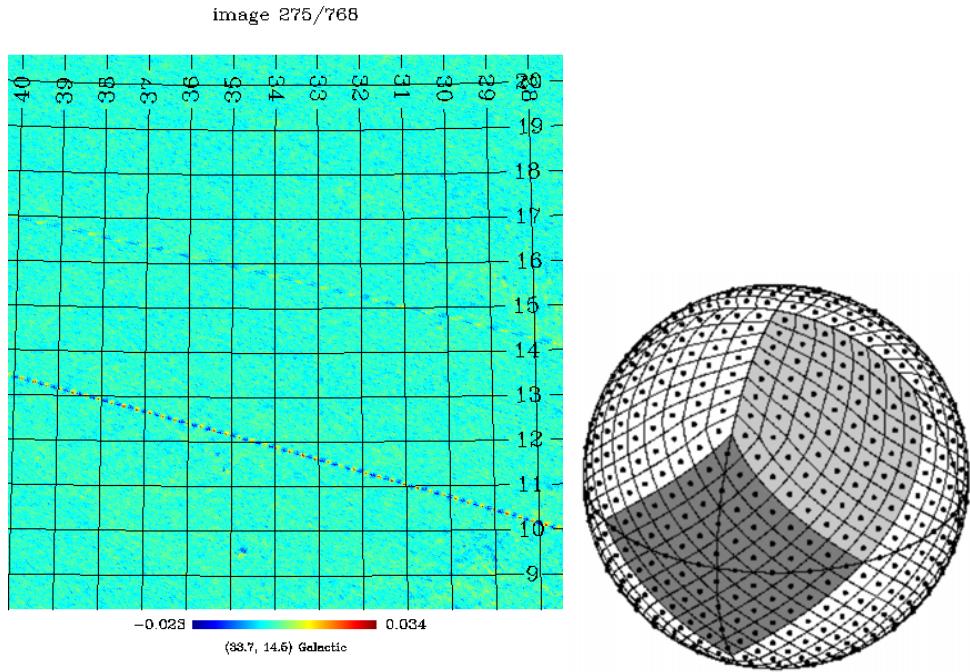


Figure 4.19 – Gauche : Deux rings affectés de stitching sur une même parcelle. La fréquence de l’effet, comme son intensité, sont différentes pour ces deux rings. Droite : chaque parcelle observée est le centre de la pixellisation Healpix avec $N_{\text{side}} = 8$. (Figure de [Gorski et al., 1999])

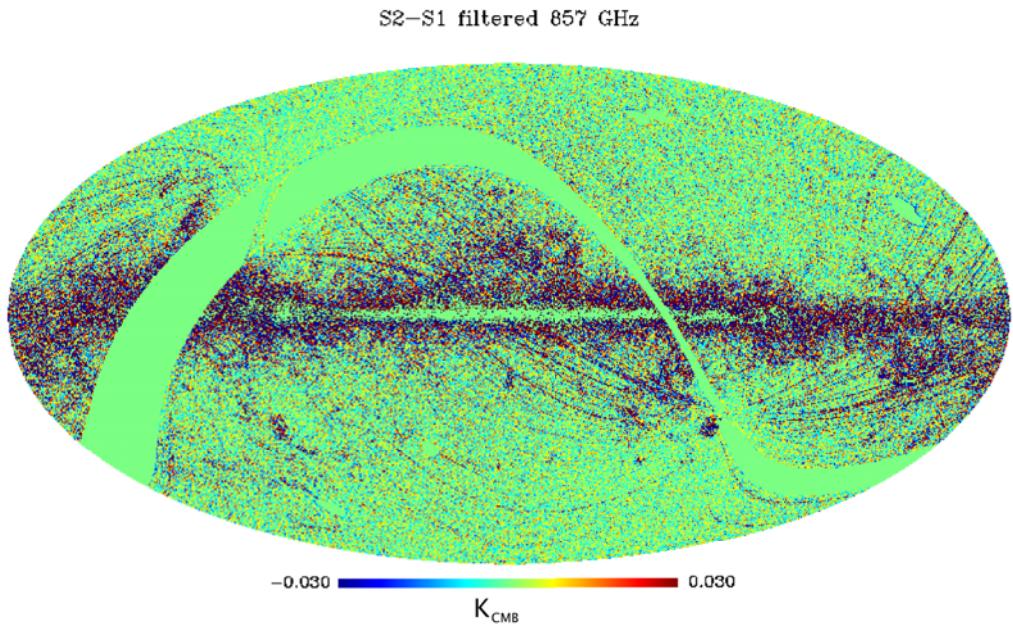


Figure 4.20 – Visualisation du stitching sur une carte de différence de relevé (S_1-S_2 , pour la fréquence 857 GHz). On a utilisé un filtre “passe-bande” dans le domaine spatial, qui efface les échelles plus grandes que $60'$ et plus petites que $10'$. Le stitching est visible comme les rings rouge et bleu au-dessus du bruit, en vert.

Deuxième partie

Interprétation des observations de *Planck*

5

Les produits de *Planck*

Sommaire

5.1	Cartes par fréquence et par composante	92
5.2	Effet de lentille gravitationnelle	94
5.3	Les raies de CO	94
5.4	Le code de vraisemblance et le spectre C_ℓ^{TT}	95

Mon travail présenté à la partie I a contribué à l'élaboration des cartes et des outils annexes (bruit, vraisemblances, cohérence des données). Je présente ici ces cartes, et l'interprétation qui en a été faite par la collaboration *Planck* dans les articles qui ont accompagné la distribution des données de la mission nominale (deux couvertures complètes du ciel) en mars 2013.

C'est l'avant-dernière série de produits et d'articles de la collaboration *Planck*, après les Pre-launch status [Tauber *et al.*, 2010] et les *Planck early results*, et avant les résultats de 2014 de la mission complète (prêt de 5 couvertures complètes pour HFI, 8 pour LFI) incluant notamment la polarisation.

Planck early results

Le 12 janvier 2011, un catalogue de sources, l'ERCSC (*Early Release Compact Source Catalogue*) est rendu public à destination de la communauté astronomique, et plus particulièrement de l'observatoire Herschel pour qu'il puisse effectuer des observations sur ces objets avant la fin de sa durée de vie. Ce catalogue contient des sources compactes et non résolues obtenues à partir du premier relevé complet (du 12 août 2009 au 6 juin 2010) de *Planck* : neuf listes de sources obtenues indépendamment sur chaque carte en fréquence ; une liste d'amas de galaxies repérés par effet Sunyaev-Zel'dovich ; et une liste de "Cold Cores" du milieu interstellaire de la Voie Lactée, sélectionnés sur des critères d'estimation de température de la poussière.

Une série d'articles, présentés dans [Planck Collaboration, 2011a] a accompagné ce catalogue, qui décrit les méthodes d'extraction des sources et les premiers résultats scientifiques obtenus, mais aussi l'instrument dans les conditions du vol. Tous ces résultats utilisaient des données dont le CMB avait été retiré.

Planck 2013 results

Les résultats de 2013 sont faits à partir des données de la mission nominale (qui s'étend du 12 août 2009 au 27 novembre 2010) et ne comprennent que la température, la polarisation étant prévue pour 2014. Plus précisément, les produits fournis sont :

- les cartes du ciel aux neuf fréquences couvertes,
- des cartes de bruit, masques, d'autres données servant à quantifier les caractéristiques des produits scientifiques,
- des cartes de CMB seul. L'une d'entre elle sert de base aux résultats sur la non gaussiannité, les autres servent à démontrer la robustesse des résultats,
- une carte du CMB à basse résolution, utilisée dans les codes de vraisemblance, et les cartes d'avant-plans produites par le processus de séparation de composantes,
- des cartes d'avant-plans à haute résolution,
- un code de vraisemblance pour tester les modèles cosmologiques,
- un catalogue de sources compactes, le PCCS,
- un catalogue de sources SZ.

Une série d'articles accompagne là aussi ces objets, divisés en articles décrivant les produits, l'analyse, et les résultats scientifiques. Nous allons développer dans ce chapitre certains de ces résultats.

5.1 Cartes par fréquence et par composante

Les instruments de *Planck* mesurent une puissance optique sur une certaine bande en fréquence (voir tableau 1.2). Mis à part les deux canaux les plus hauts (545 et 857 GHz), la source d'étalonnage est le dipôle du CMB (voir 4.1), ce qui signifie que si la source observée a le même spectre électromagnétique que le CMB, on peut retrouver sa brillance par le rapport de sa réponse par la réponse de la source d'étalonnage.

Les cartes sont donc données pour ces fréquences en unité de température différentielle par rapport à la température du CMB, le K_{CMB} , c'est-à-dire $\Delta T_{CMB} = \Delta I_\nu / \left(\frac{dB_\nu}{dT} \right)_{T_0}$ où B_ν est la fonction de Planck, $T_0 = 2.7255$ K est la température du CMB mesurée par [Fixsen, 2009], et ν est une fréquence de référence au sein de la bande de chaque canal. Cette unité n'a donc le véritable sens d'une température thermodynamique uniquement dans le cas où le spectre d'émission est le même que celui du CMB.

Pour les canaux centrés autour de 545 et 857 GHz, où le CMB est très peu intense, c'est l'intensité, en $\text{MJy} \cdot \text{sr}^{-1}$ qui est donnée avec le spectre de référence $I_\nu = I_0 \times (\nu_0 / \nu)$.

Ainsi, les intensités utilisées pour les cartes dépendent toutes *d'a priori* sur le spectre électromagnétique des sources. En pratique, le spectre électromagnétique décrit est différent pour chaque composante, et le CMB est le seul à avoir celui d'un corps noir. Les autres spectres sont :

des lois de puissance pour l'émission synchrotron, due aux électrons spiralant dans le champ magnétique galactique, dont le spectre en température d'antenne est $T \propto \nu^\alpha$, avec $\alpha \approx -3$; ou pour l'émission *Brehmstralung* (ou *free-free*), due au freinage des électrons d'un milieu chaud par des ions positifs. L'indice spectral de la loi de puissance est ici $\alpha \approx -2.15$.

des raies d'émissions pour les molécules de monoxyde de carbone, dont des raies d'émissions à 115, 230 et 345 GHz sont présentes dans les bandes à 100, 217 et 353 GHz,

une distorsion du corps noir par l'effet Sunyaev-Zel'dovich, au premier ordre un décalage du spectre de corps noir, inchangé à la fréquence 217 GHz,

une loi de corps noir modifiée pour l'émission thermique de la poussière, caractérisée par une température de corps noir $T \approx 17$ K, mais aussi d'un indice spectral $\beta \approx 1.6 - 1.8$ tel que $I_\nu = \nu^\beta B_\nu(T)$. Le CIB (*cosmic infrared background*) possède également un spectre proche,

l'émission micro-onde anormale qui pique vers 30 GHz, et a été vue pour la première fois par WMAP [Page *et al.*, 2007]. Elle est probablement due à la désexcitation de la rotation des grains de poussières. Son spectre est en accord avec une loi de puissance d'indice spectral -2.56 ± 0.05 , ce qui exclut l'émission *Brehmstralung* mais favorise un spectre plus dur de type synchrotron.

Ces caractéristiques spectrales, ainsi que la distribution spatiale des composantes sur la sphère, sont utilisées par différents algorithmes pour séparer les composantes.

Le principe de la séparation de composantes consiste à considérer que chaque carte est la combinaison linéaire de toutes les composantes astrophysiques, plus du bruit instrumental. Matriciellement, il s'agit donc de résoudre le système $\mathbf{T} = \mathcal{A}\mathbf{S} + \mathbf{N}$, où \mathbf{T} est le vecteur des cartes observées, \mathbf{S} est le vecteur des cartes de composantes astrophysiques, \mathcal{A} la matrice de mélange de ces composantes, et \mathbf{N} le bruit instrumental. Il faut aussi inclure dans \mathbf{S} les effets instrumentaux comme les lobes des différents détecteurs qui convoluent les sources astrophysiques.

Les différentes approches possibles font différentes suppositions sur la structure du bruit ou de la matrice de mélange, et dont les performances peuvent être évaluées par les composantes retrouvées, la couverture en échelle angulaire, le bruit laissé dans les cartes, etc.

Pour l'extraction du CMB, quatre méthodes ont été retenues par la collaboration *Planck* :

Commander-Ruler ajuste les différentes composantes au niveau des pixels à partir d'un ensemble de modèles paramétriques. Les données sont un ensemble de cartes \mathbf{d}_ν , combinaison linéaire de N_c composantes astrophysiques, plus du bruit instrumental :

$$\mathbf{d}_\nu = \sum_{i=1}^{N_c} \mathbf{F}_\nu^i(\theta) \cdot \mathbf{A}^i + \mathbf{n}_\nu.$$

Le vecteur \mathbf{A}^i désigne les cartes d'avant-plans pour chaque composante i , et la matrice diagonale $\mathbf{F}_\nu^i(\theta)$ décrit l'émission spectrale du composant i en fonction d'un petit nombre de paramètres θ . C'est ensuite avec des techniques bayesienes que l'on retrouve la distribution postérieure des paramètres du modèle, $P(\mathbf{A}^i, \theta | \mathbf{d})$.

NILC pour *Needlet Internal Linear Combination*, minimise les contraintes de la variance dans l'espace des ondelettes sur la sphère.

SEVEM pour *Spectral Estimation Via Expectation Maximisation* qui ajuste les cartes-patrons obtenues à partir des fréquences les plus hautes et les plus basses.

SMICA pour *Spectral Matching Independent Component Analysis*, utilise une analyse en composantes principales dans l'espace des harmoniques sphériques. La carte du CMB est reconstruite comme une combinaison linéaire dans cet espace de N_{chan} cartes en fréquence d'entrée. Le poids de chaque carte dépend du multipôle ℓ .

Aucune de ces méthodes ne fait appel à des données extérieures. Toutes les cartes du CMB ainsi obtenues ont des résultats cohérents entre eux, démontrant ainsi la fiabilité de l'analyse. C'est la carte SMICA (figure 5.2, haut) qui a été choisie pour la recherche de non-gaussiante dans le CMB. Elle couvre 97 % du ciel, le reste étant remplacé par une réalisation gaussienne contrainte (méthode d'*inpainting*). Sa résolution angulaire est de 5 minutes d'arc. Le bruit RMS obtenu par la demi-différence "half-rings" (*cf* 4.1), a pour moyenne $17 \mu K$, et n'est pas homogène comme on peut voir sur la figure 5.2.

5.2 Effet de lentille gravitationnelle

Les photons du CMB sont sensibles à l'interaction gravitationnelle des grandes structures le long de la ligne de visée. C'est l'effet de lentille gravitationnelle, qui dévie la trajectoire des photons. L'effet est maximum à 300 mégaparsec comobiles, ce qui correspond à un décalage vers le rouge $z \approx 2$ (c'est un compromis entre la position optimale de la lentille et la formation des structures). En plus de brouiller les fluctuations primordiales sur les cartes, cela va également être une source de non gaussianité.

On peut écrire l'effet de lentille comme une modification de la température T vue dans la direction \hat{n} par rapport à la température $\tilde{T}(\hat{n})$ que l'on verrait en l'absence d'effet de lentille par

$$T(\hat{n}) = \tilde{T}(\hat{n} + \nabla\phi(\hat{n})), \quad (5.1)$$

où le potentiel de lentille $\phi(\hat{n})$ est défini par

$$\phi(\hat{n}) = -2 \int_0^{\chi_*} d\chi \frac{f_K(\chi_* - \chi)}{f_K(\chi_*) f_K(\chi)} \Psi(\chi \hat{n}; \eta_0 - \chi). \quad (5.2)$$

La distance comobile est notée χ (χ_* dans le cas de la distance à la surface de dernière diffusion du CMB), et $\Psi(\chi \hat{n}; \eta)$ est le potentiel gravitationnel à la distance comobile χ le long de la direction \hat{n} et au temps comobile η . La distance angulaire, égale à la distance comobile dans le cas d'un Univers plat, est notée $f_K(\chi)$.

L'article [Planck Collaboration, 2013g] donne une carte de ce potentiel de lentille ϕ reconstruit ainsi qu'un spectre de puissance $C_\ell^{\phi\phi}$ (voir figure 5.3). Il s'agit d'un traceur de la masse, et donc essentiellement de la matière noire, significativement corrélé avec les catalogues de galaxies et d'amas de galaxies [Condon *et al.*, 1998] (à 20σ), [Ross *et al.*, 2011] (à 10σ), et [Koester *et al.*, 2007, Wright *et al.*, 2010] (à 7σ). Cette estimation est exploitée par les codes de vraisemblance, comme nous le verrons à la section 6.4.

Un second article [Planck Collaboration, 2013h] s'intéresse à la corrélation entre le CIB et l'effet de lentille. Dans les bandes de fréquences "galactiques" (353, 545 et 857 GHz), le signal extra-galactique dominant n'est pas le CMB, mais le fond diffus infrarouge (*cosmic infrared background*), qui est la contribution "décalée vers le rouge" du rayonnement venant de la poussière. La distribution du redshift d'émission du fond diffus infrarouge recouvre celle des objets à l'origine de la déviation du CMB par effet de lentille. On s'attend donc à avoir une corrélation entre ces deux observables, corrélation effectivement détectée avec *Planck* comme on peut le voir en bas de la figure 5.3. Cette détection est significative à 42σ à 545 GHz. Ce sont les galaxies que l'on "voit" (sans les résoudre) *via* le CIB avec *Planck* qui ont défléchi la lumière du CMB : on voit la déflexion de la lumière par des galaxies que l'on détecte par ailleurs.

5.3 Les raies de CO

Des raies de desexcitation de niveaux rotationnels de la molécule de monoxyde de carbone (CO) sont présentes à toutes les bandes de fréquences de HFI, sauf 143 GHz. Les trois principales raies, $J = 1 \rightarrow 0$, $J = 2 \rightarrow 1$ et $J = 3 \rightarrow 2$ affectent les fréquences 115, 230 et 345 GHz. Ces émissions sont présentes dans les zones denses du milieu interstellaire de notre Galaxie, principalement à des latitudes galactiques faibles ou moyennes. On peut donc masquer la Galaxie pour extraire les paramètres cosmologiques sans se préoccuper de cet effet, mais d'autres applications (par exemple la recherche de non gaussianité) requièrent d'avoir la plus grande partie du ciel non masquée. Il y a trois méthodes pour extraire le CO :

- au sein d'une fréquence, utiliser le fait que la réponse soit différente d'un bolomètre à l'autre, leurs transmissions ayant été très précisément mesurées au sol,
- avoir une approche multi-fréquentielle avec une méthode linéaire d'inversion du système,
- utiliser une connaissance *a priori* des rapports d'émission des différentes raies, et résoudre le problème pixel par pixel.

La première méthode a un rapport signal sur bruit plus faible, mais est moins biaisée par la contamination des autres composantes.

5.4 Le code de vraisemblance et le spectre C_ℓ^{TT}

Les résultats cosmologiques s'appuyant sur les données du CMB reposent sur la notion de vraisemblance, centrale en analyse bayesienne. Le problème, résumé par [Christensen *et al.*, 2001] est de déterminer la probabilité des paramètres θ étant donné les observations \mathbf{z} , $p(\theta|\mathbf{z})$, appelé distribution des paramètres *a posteriori*. Le théorème de Bayes [Bayes et Price, 1763] dit que

$$p(\theta|\mathbf{z}) = \frac{p(\theta)p(\mathbf{z}|\theta)}{m(\mathbf{z})},$$

où $m(\mathbf{z}) = \int p(\mathbf{z}|\theta)f(\theta)d\theta$ est la marginalisation de la PDF de \mathbf{z} , qui peut être vu comme un facteur de normalisation, constant puisqu'il ne dépend pas de θ . La distribution *a priori* des paramètres $p(\theta)$ contient notre connaissance du paramètre avant la mesure de \mathbf{z} . La vraisemblance est la quantité $\mathcal{L} \stackrel{\text{def}}{=} p(\mathbf{z}|\theta)$.

Dans le cas de l'analyse des spectres de puissance, l'approche suivie pour construire cette fonction de vraisemblance est hybride. En effet, si on peut supposer pour les petites échelles angulaires (pour lesquels il y a un grand nombre d' $a_{\ell ms}$) que la distribution des C_ℓ est une gaussienne multi-variée, cette affirmation n'est pas valable pour les grandes échelles angulaires, où s'ajoute en plus de cela une contamination par la galaxie.

Le calcul de la vraisemblance se fait donc en combinant une approche exacte pour les multipôles inférieurs à 50, et par une analyse par pseudo-spectres pour $\ell \in [50, 2500]$.

Pour $\ell < 50$ on utilise les cartes en température entre 30 et 353 GHz pour séparer les avant-plans galactiques. On utilise la méthode de l'échantillonage de Gibbs pour obtenir $p(C_\ell|d)$. Seuls les 87 % du ciel les moins contaminés sont utilisés. On utilise également la polarisation de WMAP9 pour les larges échelles angulaires, $\ell < 23$.

Pour $50 < \ell < 2500$ on utilise les spectres des fréquences 100, 143 et 217 GHz et leurs spectres croisés. Pour limiter les contaminants galactiques (puisque l'on a moins de bandes de fréquence) on utilise une zone du ciel plus restreinte, respectivement 58, 37 et 37 %. Les sources extra-galactiques les plus brillantes sont masquées si elles sont résolues, et sont prises en compte comme un spectre venant s'ajouter à celui du CMB si elles ne le sont pas. D'autres contaminants, comme le CIB ou l'effet SZ, sont décrits par des spectres en loi de puissance dont les indices et normalisations sont inclus dans la procédure d'estimation de paramètres.

Les PDFs des paramètres cosmologiques sont obtenus après marginalisation sur les paramètres des contaminants et effets systématiques, dits paramètres de nuisance.

La figure 5.5 présente le spectre angulaire ainsi construit, sept pics acoustiques y sont clairement visibles.

Dans ce chapitre, je me suis volontairement restreint aux produits livrés à la communauté, qui sont essentiellement indépendants de tout modèle cosmologique. Le chapitre suivant est, lui, consacré à l'interprétation de la carte et du spectre de puissance de la température du CMB.

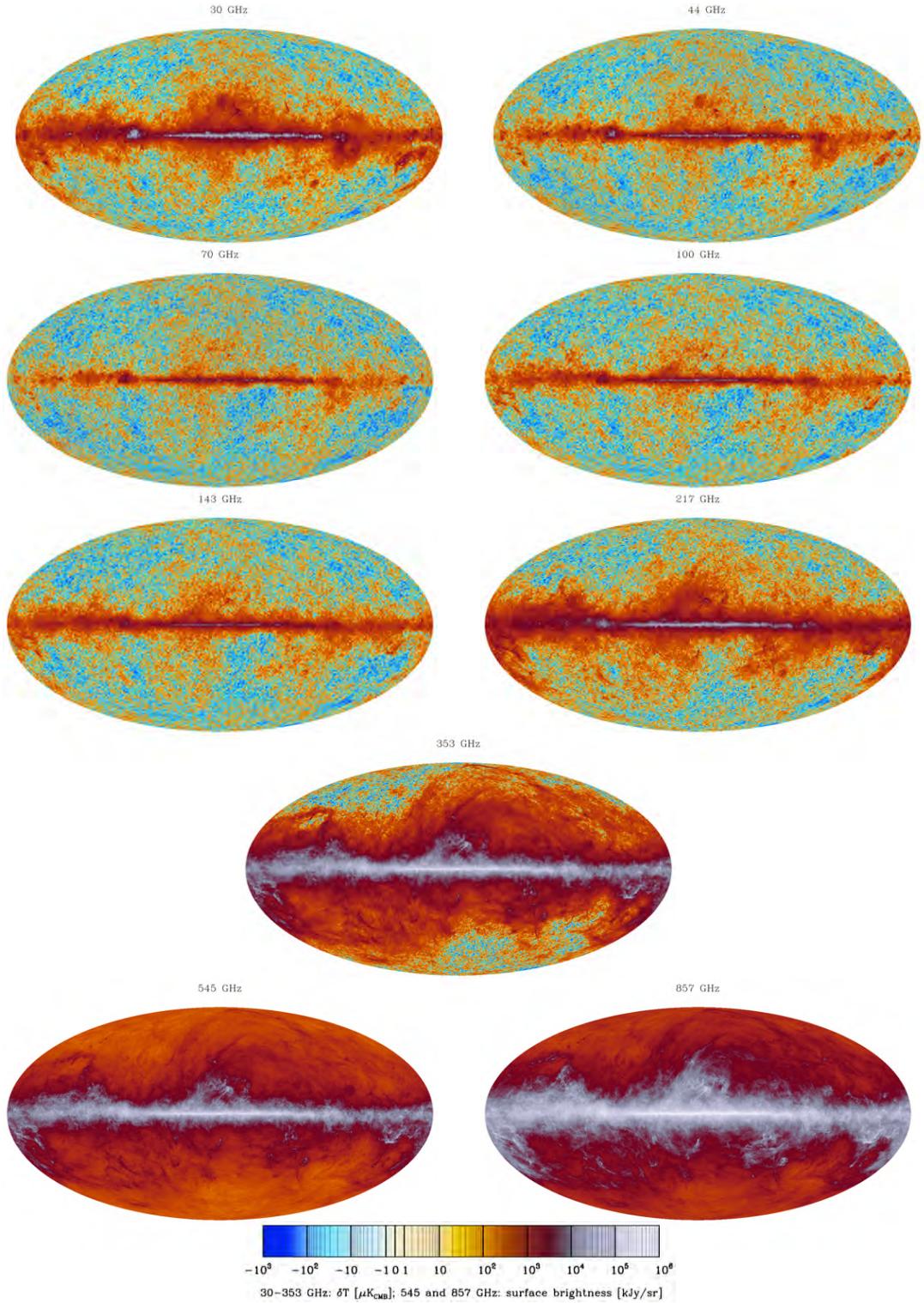


Figure 5.1 – Les neuf cartes par fréquence de Planck, en projection Mollweide et coordonnées galactiques. L'échelle de couleur, commune pour les cartes (30-353 GHz) et (545,857 GHz), n'est pas linéaire de sorte à montrer toute la dynamique : à la fois les petites fluctuations du CMB pour les six fréquences les plus basses, et le fort signal galactique pour les trois canaux dédiés. On voit que pour les cartes (30-353 GHz), les fluctuations à haute latitude galactique ne dépendent pas de la fréquence. C'est l'effet du choix d'unité (K_{CMB}) pour ces cartes pour lequel le CMB domine hors du plan galactique. Figure de [Planck Collaboration, 2013a].

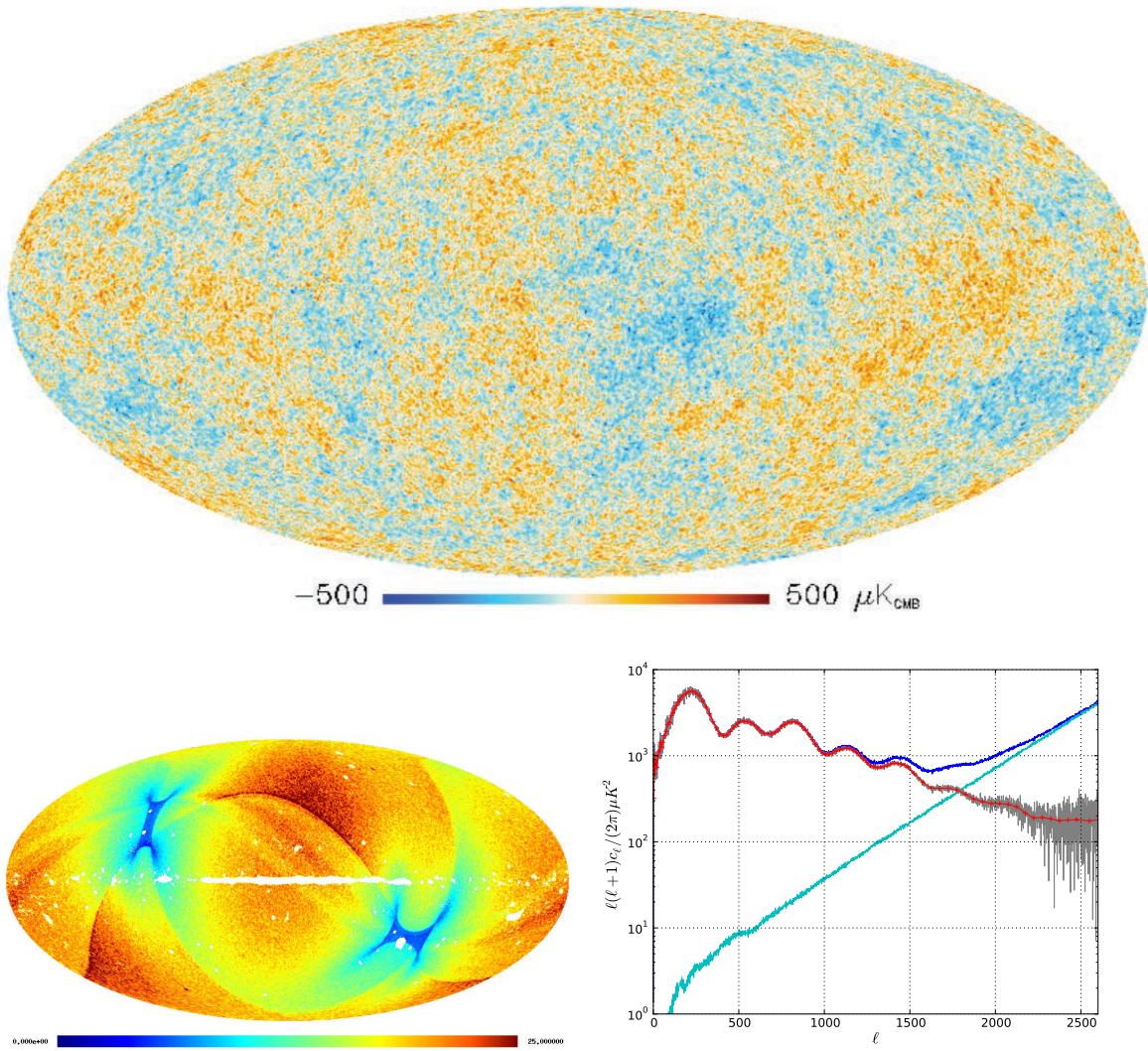


Figure 5.2 – Haut : Carte SMICA du CMB (séparée des autres composantes). Bas gauche : Distribution spatiale du bruit, non homogène. Du fait de la stratégie de pointage, les pôles écliptiques sont peu bruités. On voit le début et la fin de la mission nominale comme les deux cercles où le bruit change brutalement. La zone grisée est celle où l'inpainting a été utilisé. Bas droite : spectre angulaire de la carte du CMB, après correction du lobe (bleu foncé). Le spectre du bruit obtenu par la carte de bruit précédente (magenta), peut être soustrait, laissant apparaître le spectre du CMB (gris) que l'on peut biner (rouge), laissant apparaître un septième pic. Figure de [Planck Collaboration, 2013a].

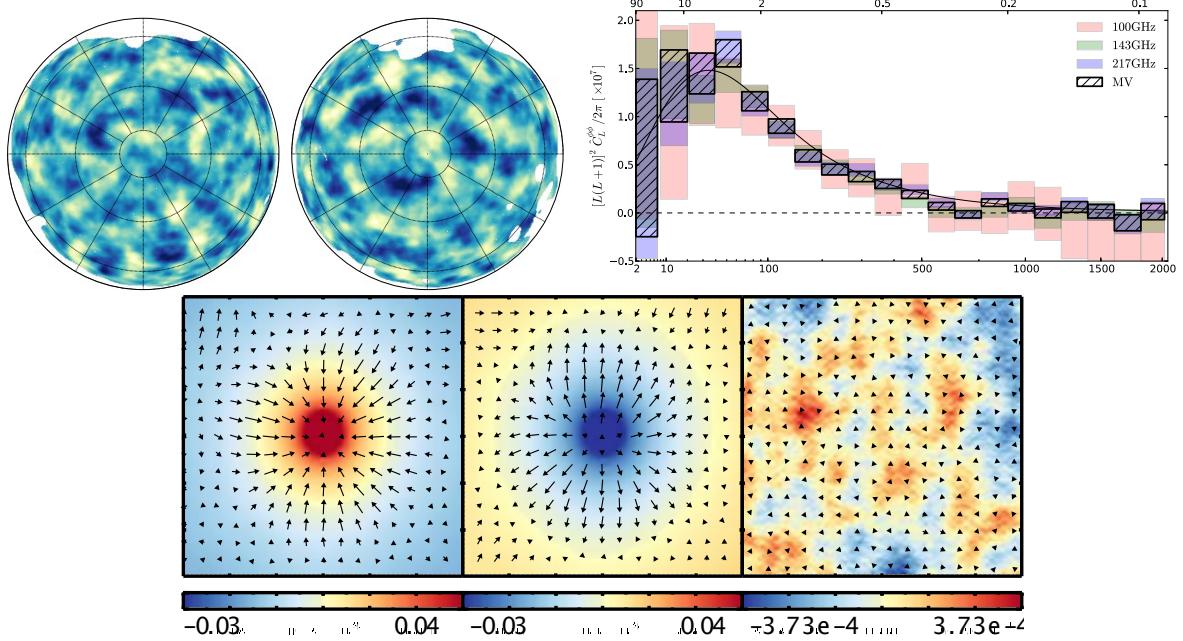


Figure 5.3 – Gauche : Carte (en projection orthogonale dans le référentiel galactique, et après application d'un filtre de Wiener) du potentiel gravitationnel intégré le long de la ligne de visée et vu par effet de lentille. Droite : Spectre de puissance reconstruit avec des cartes de température aux trois fréquences 100, 143 et 217 GHz. La combinaison des estimations qui minimise la variance est également montrée, et est utilisée par les codes de vraisemblance. En bas : Patches de 1 degrés carrés extraits de la carte de température à 857GHz et moyennés autour des 20 000 maxima de brillance (à gauche), des 20 000 points les moins brillants (au milieu) et des 20 000 points aléatoirement choisis (à droite). Les flèches montrent la déflexion par effet de lentille, obtenue en moyennant les mêmes patches extraits de la carte du potentiel de lentille, et en en prenant le gradient. Le même processus donne le même résultat sur les cartes à 545 GHz. Figures de [Planck Collaboration, 2013h] et [Planck Collaboration, 2013g]

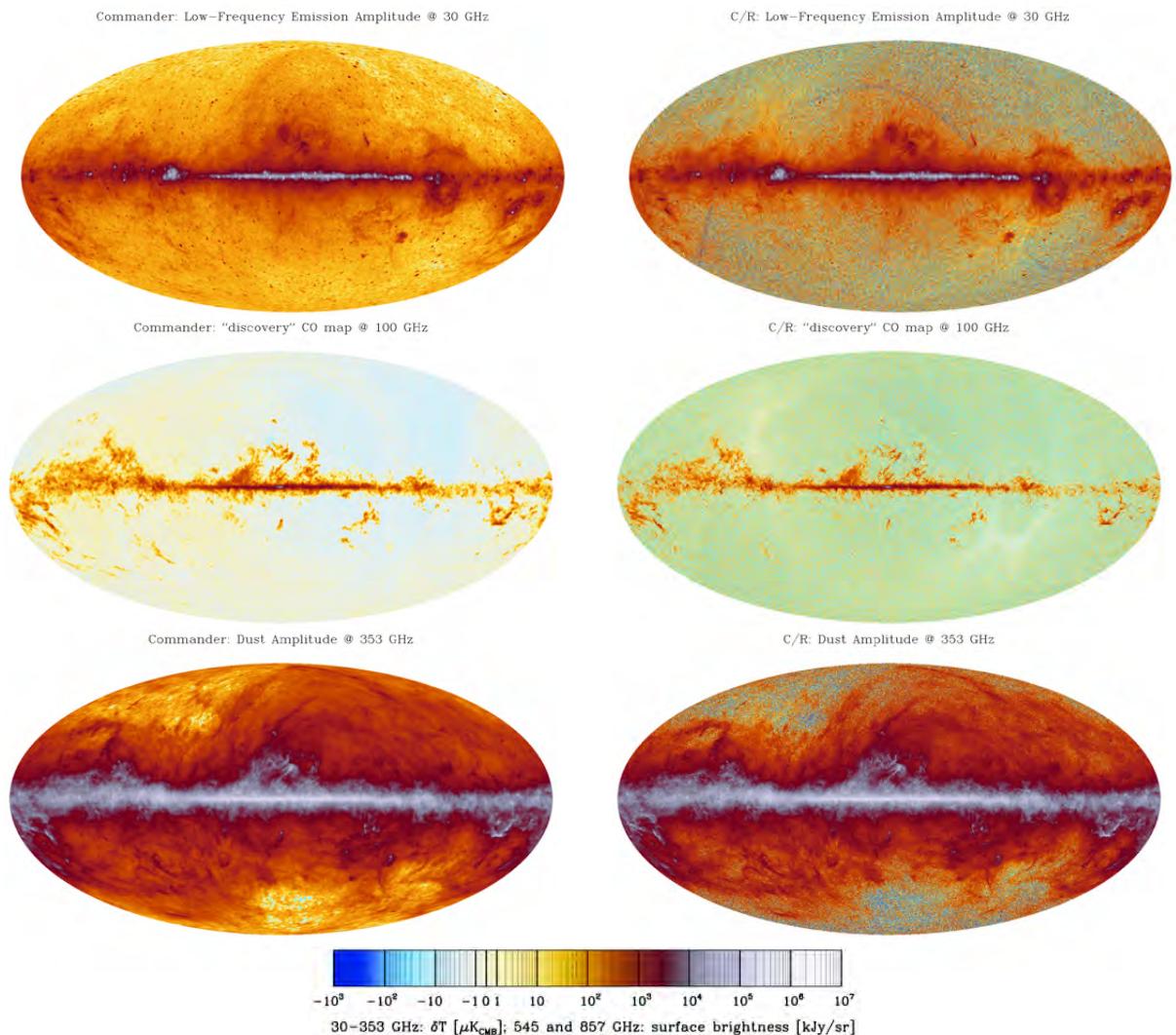


Figure 5.4 – Quelques avant-plans galactiques retrouvés par la séparation de composantes de Commander (colonne de gauche, résolution de $\approx 1^\circ$) et Commander-Ruler (colonne de droite, résolution de $\approx 7'$). Haut : Avant-plans de basse fréquence (synchrotron, rayonnement de freinage, et émission anormale) à 30 GHz. Milieu : Monoxyde de carbone (obtenu par la méthode du rapport d'émission des raies) à 100 GHz. Bas : Avant-plans à haute fréquence (émission thermale de la poussière et CIB).

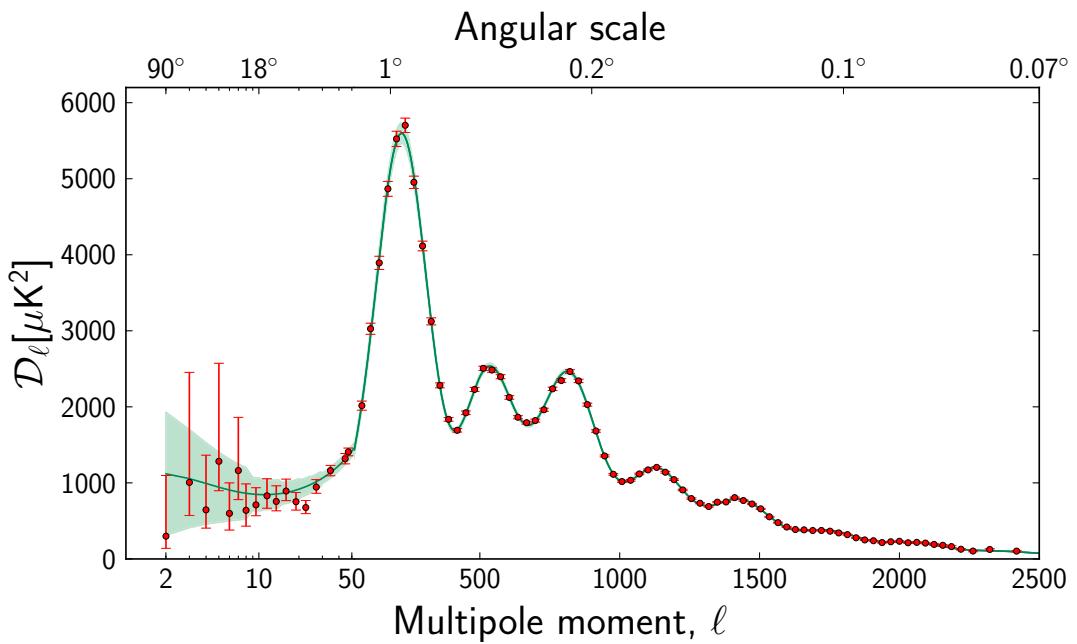


Figure 5.5 – Spectre de puissance angulaire en température des fluctuations primaires du CMB. Le modèle (vert) est celui du meilleur ajustement par les six paramètres d'un univers Λ CDM, obtenu avec les données de Planck, ACT, SPT, et la polarisation à bas ℓ de WMAP9. La zone verte représente la variance cosmique autour du meilleur ajustement, tandis que les barres d'erreur autour des points de mesure représentent la variance cosmique, plus le bruit expérimental. Notez que l'axe horizontal est logarithmique jusqu'à $\ell = 50$, puis linéaire. L'axe vertical est $\mathcal{D}_\ell \stackrel{\text{def}}{=} \ell(\ell + 1)C_\ell/2\pi$. Figure de [Planck Collaboration, 2013e].

6

La cosmologie à l'ère de *Planck*

Sommaire

6.1	Cosmologie de l'Univers homogène et isotrope	103
6.2	Un modèle de concordance	105
6.2.1	Mesure de la constante de Hubble	105
6.2.2	Supernovæ de type Ia	106
6.2.3	La nucléosynthèse primordiale	106
6.3	L'inflation	107
6.3.1	Les problèmes	107
6.3.2	L'inflation due à un champ scalaire	109
6.3.3	La génération des fluctuations	110
6.3.4	Des paramètres cosmologiques aux anisotropies du CMB	111
6.4	Détermination des paramètres cosmologiques avec <i>Planck</i>	113
6.4.1	Au-delà du spectre en température : l'effet de lentille et les données auxiliaires	114
6.4.2	Les paramètres du modèle de base	115
6.4.3	Au-delà du modèle de base : ajout de paramètres	119
6.4.4	Au-delà du modèle de base : test des hypothèses du modèle	122
6.5	Conclusion	124

Ce chapitre se propose de décrire succinctement le cadre du modèle cosmologique standard, en insistant sur son impact sur les anisotropies du CMB, et inversement, sur l'information que celles-ci peuvent apporter à son édification.

Nous décrivons d'abord brièvement le modèle du big-bang et son ancrage dans la théorie de la relativité générale (section 6.1). Puis, après avoir présenté les principales observables donnant du crédit à ce modèle (section 6.2), nous décrivons les problèmes rencontrés par ce paradigme, ainsi que l'inflation, qui permet de les résoudre (section 6.3). Enfin, dans la section 6.4, nous passons en revue les contraintes sur les paramètres cosmologiques apportées par le satellite *Planck* présentées dans les articles de 2013.

Le modèle Λ CDM décrit un univers régi par la relativité générale, dont le contenu énergétique est actuellement dominé par l'énergie noire et la matière (majoritairement noire) non relativiste au moment du découplage, et donc froide. *Planck* favorise un modèle simple à six

paramètres, dont nous explicitons le sens physique. Ces estimations sont très robustes, puisqu'elles ne dépendent pas ou peu des méthodes de séparation de composantes, ou de vraisemblance.

6.1 Cosmologie de l'Univers homogène et isotrope

La relativité générale fait le lien entre la géométrie de l'espace-temps et son contenu, il est donc légitime de s'en servir de cadre pour l'élaboration d'une cosmologie qui décrit l'Univers, son contenu et son évolution. Les hypothèses d'un Univers *spatialement*¹ isotrope et homogène sur de très larges échelles conduisent à la métrique de Friedmann et Lemaître

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)R_0^2 \left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (6.1)$$

où $k = +1, 0, -1$ est le signe de la courbure de la section spatiale, r la coordonnée radiale et $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ l'angle solide infinitésimal. Le paramètre $a(t)$ est appelé *facteur d'échelle*.

La dynamique d'un tel espace est donnée par les équations de Friedmann, conséquences des équations d'Einstein d'une part, et de la forme du tenseur énergie impulsion (elle aussi dictée par des raisons de symétrie) d'autre part. En notant $H(t) = \dot{a}/a$ le paramètre de Hubble, K la courbure (constante en chaque point de l'espace à un instant donné), ρ et P la densité d'énergie et la pression du fluide parfait considéré (présentes dans le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$), il vient

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \Lambda/3, \quad (6.2)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) + \Lambda/3, \quad (6.3)$$

où Λ est une constante "cosmologique" qui intervient dans la forme la plus générale des équations d'Einstein². Une troisième équation correspondant à la conservation de la matière $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$ s'écrit

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0 \quad (6.4)$$

mais n'est pas mathématiquement indépendante des deux premières, du fait de l'identité de Bianchi $R^\alpha_{\beta[\gamma\delta;\epsilon]} = 0$. Il y a donc deux équations pour trois inconnues : a , P , et ρ , et il faut introduire l'équation d'état pour un constituant donné sous la forme $P = \omega\rho$.

Il est commode d'utiliser les densités sous forme adimensionnée, en termes de quantités réduites. On définit pour cela $\Omega_i = \frac{8\pi G}{3}\frac{\rho_i}{H^2}$ pour chaque composante i , avec $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ et $\rho_K = \frac{-3K}{8\pi G a^2}$ des densités "effectives" de constante cosmologique et de courbure. La première équation de Friedmann 6.2 devient ainsi

$$\sum_i \Omega_i = 1, \quad (6.5)$$

1. c'est-à-dire que l'on considère un espace-temps décrit par $\Sigma \times \mathbb{R}$, où Σ est une variété maximalement symétrique à trois dimensions.

2. Il est intéressant de noter que l'énergie des fluctuations quantiques du vide (mis en évidence par l'effet Casimir) peut jouer le rôle d'une telle constante cosmologique, mais le calcul de la densité d'énergie correspondante est 120 ordres de grandeur au delà de ce que l'on observe en cosmologie.

où i désigne toutes les composantes du contenu énergétique de l'Univers : matière, rayonnement, mais aussi courbure et constante cosmologique.

Les Ω_i sont des densités "relatives", dans le sens où $\Omega_i = \rho_i / \rho_{\text{crit}}$ où ρ_{crit} désigne la densité critique $3H^2 / 8\pi G$ pour laquelle si $\sum_{i \neq K} \rho_i = \rho_{\text{crit}}$, l'Univers est spatialement plat.

Le tableau suivant résume le contenu de l'Univers selon les équations d'état des composantes.

contenu énergétique total	Ω		
équations d'état différentes	Ω_m	Ω_r	Ω_Λ
$\omega = 0$	$\omega = 1/3$	$\omega = -1$	
a quand ces composants dominent (dans le cas d'un espace plat)	$a(\eta) \propto t^{2/3}$	$a(\eta) \propto t^{1/2}$	$a(t) \propto e^{Ht}$
espèces différentes	Ω_{cdm}	Ω_b	Ω_γ
		Ω_ν	Ω_Λ

La matière non relativiste se dilue selon $\rho_m \propto a^{-3}$, tandis que la matière relativiste se dilue selon $\rho_r \propto a^{-4}$. Ces comportements découlent directement des propriétés du tenseur énergie-impulsion dans une métrique FLRW, mais peut aussi être vu plus heuristiquement en considérant une sphère de rayon comobile constant : le nombre de particules est conservé dans la sphère. Si l'énergie d'une particule non relativiste est sa masse, et est donc indépendante de l'expansion, l'énergie du photon est elle proportionnelle à sa longueur d'onde, et donc subit une variation avec a^{-1} . Le volume de la sphère variant avec a^3 , la dilution de la densité d'énergie des différentes composantes suit bien la loi indiquée. Notons que par définition, la constante cosmologique a une densité d'énergie constante, tandis que la densité effective associée à la courbure varie en a^{-2} .

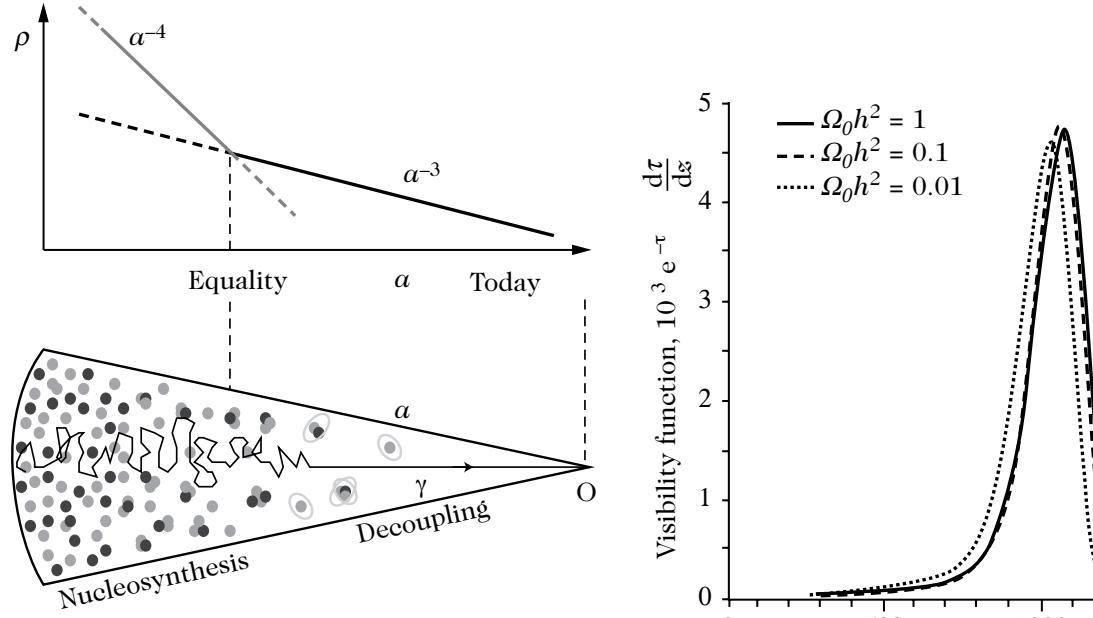


Figure 6.1 – Haut : Illustration par [Peter et Uzan, 2005] de l'égalité rayonnement-matière (vers $z = 3500$). Bas : La nucléosynthèse primordiale a lieu avant (vers $z = 10^{10}$), tandis que la recombinaison, suivie du découplage du CMB, a lieu après (vers $z = 1100$). Je reviendrai plus en détail sur la thermodynamique de l'Univers dans le chapitre 7.

Un grand nombre d'observables permettent de tester ce modèle, et de retrouver les Ω_i et la constante de Hubble H_0 avec une grande cohérence : c'est le *modèle de concordance*.

6.2 Un modèle de concordance

Les données actuelles vont toutes dans le sens d'un Univers en expansion, actuellement dominé par de l'énergie noire se comportant comme une constante cosmologique (c'est-à-dire avec une valeur de w compatible avec -1). L'essentiel de la matière non relativiste (avec pour équation d'état $w = 0$) serait sous forme de matière noire, qui n'interagit que gravitationnellement. Le contenu radiatif de l'Univers (le fond diffus cosmologique) a aujourd'hui une contribution en densité négligeable, puisqu'il varie avec a^{-4} (voir la figure 6.1). Celui-ci dominait au cours des premiers instants de l'Univers : c'est le modèle du big-bang chaud.

Notons tout de suite que ce modèle seul soulève un certain nombre de problèmes, auxquels le concept d'inflation permet d'apporter une solution comme nous le verrons prochainement.

J'expose brièvement dans cette section les principales observables qui conduisent au modèle de concordance, et que l'on pourra comparer plus tard avec l'observable que sont les anisotropies du CMB observées par *Planck*.

Sauf mention contraire, les valeurs numériques de cette section sont celles de [Peter et Uzan, 2005, Particle Data Group, 2012].

6.2.1 Mesure de la constante de Hubble

L'usage est de définir la constante de Hubble réduite h , sans dimension et proche de 1, par

$$H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (6.6)$$

Les méthodes astronomiques pour mesurer la constante de Hubble H_0 reposent toutes sur la construction d'une échelle de distance fiable. Si la méthode des parallaxes permet de mesurer par simple trigonométrie la distance à des objets proches (au voisinage du Soleil), il faut utiliser d'autres moyens pour les objets les plus lointains, entachés d'erreurs systématiques difficiles à évaluer. On utilise la luminosité intrinsèque d'une classe d'objets pour lesquels elle est soit constante, soit reliée à une autre quantité physique ne dépendant pas de la distance. Cela permet d'établir leur distance relative.

Les Céphéides sont des étoiles variables qui ont une période de pulsation, indépendante de la distance, et dont le lien avec la luminosité est bien connu théoriquement. L'établissement de la luminosité/période se fait sur la galaxie voisine du Grand nuage de Magellan. La détection des Céphéides étant limitée à une vingtaine de Mpc, il faut chercher d'autres objets plus lumineux que ces étoiles pour étendre l'échelle. Le *HST Key Project* du télescope Hubble [Freedman *et al.*, 2001] a permis d'améliorer considérablement cette méthode.

Les Supernovæ de type Ia sont de tels objets (*voir aussi la section suivante*) : extrêmement lumineuses (de l'ordre d'une galaxie entière), elles peuvent être vues jusqu'à plusieurs centaines de Mpc. On utilise les SNe Ia présentes dans des galaxies où des Céphéides ont été mesurées pour calibrer cette sonde [Riess *et al.*, 2011].

Si historiquement, une des principales sources d'erreur systématique de ces méthodes vient du "premier barreau" de l'échelle des distances utilisée, c'est-à-dire de la détermination de la distance au Grand nuage de Magellan, connue à 10% près, [Riess *et al.*, 2011] utilise d'autres calibrateurs, en particulier la galaxie NGC 4258 dont la distance est mesurée avec les mégamasers qu'elle abrite. La précision sur H_0 passe ainsi de 3.5 % à 2.3 %.

Il existe aussi des méthodes physiques pour mesurer H_0 , qui ne nécessitent pas de construire une échelle de distance (mais sont entachées d'autres erreurs systématiques, et statistiques quand peu de systèmes sont connus).

L'effet de lentille gravitationnel fort, par exemple [Suyu *et al.*, 2013], utilise la différence de chemin optique entre deux images par une galaxie d'un même quasar. En mesurant le délai temporel entre les deux signaux et l'angle entre les deux images, on a accès à H_0 , en supposant l'espace plat.

L'effet Sunyaev-Zel'dovich, (voir par exemple [Bonamente *et al.*, 2006]). La probabilité P de diffusion Compton inverse d'un photon du CMB sur un amas de galaxies de rayon R_{amas} et de densité électronique moyenne n_e est $P \propto n_e \sigma_T R_{\text{amas}}$. Or, on peut obtenir la température et la densité du gaz chaud à partir d'une carte de l'émission dans le domaine des X. Contrairement à la distorsion spectrale due à l'effet Sunyaev-Zel'dovich, le flux des X dépend de la distance à l'amas. On peut ainsi reconstruire cette dernière.

Toutes ces méthodes sont en assez bon accord entre elles et donnent h de l'ordre de 0.7, comme on le verra à la section 6.4.2.2.

6.2.2 Supernovæ de type Ia

Les supernovæ de type Ia apparaissent dans des systèmes binaires, quand une naine blanche accrète la masse de son compagnon jusqu'à atteindre la limite de Chandrasekhar, où elle s'effondre et explose. L'étude des supernovæ proches a permis de montrer que l'on peut établir leur courbe de lumière du fait de l'existence d'une relation entre le pic et la largeur de la fonction de luminosité. On peut alors connaître leur luminosité intrinsèque : ce sont des chandelles standards (voir par exemple [Filippenko, 2004]).

Comme nous l'avons vu à la section précédente, les supernovæ permettent par leur luminosité (de l'ordre de $10^{11} L_\odot$) d'étendre le diagramme de Hubble sur de grandes distances. En plus d'une estimation de H_0 , cela permet de tester d'autres paramètres cosmologiques.

En effet, dès que le redshift n'est plus trop petit, la relation entre la distance de luminosité dans un univers à espace euclidien

$$d_L = (1+z) \int_0^z dz' / H(z') \approx \frac{cz}{H_0} \quad (6.7)$$

n'est plus proportionnelle à z , et possède un terme proportionnel à $(1-q_0)z^2/2$. Les équipes du Supernova Cosmology Project [Perlmutter *et al.*, 1999] et du High-Z Supernova Search Team [Riess *et al.*, 1998] ont trouvé que ce paramètre de décélération q_0 est en fait négatif, sans autre hypothèse que $\Omega_m > 0$. C'est ce qui permet de montrer que le contenu énergétique de l'Univers est dominé par une constante cosmologique $\Omega_\Lambda \approx 0.7$, si on ajoute la condition de la platitude $\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$ (vérifiée par les anisotropies du CMB).

6.2.3 La nucléosynthèse primordiale

L'abondance des éléments légers et leur origine cosmologique plutôt que stellaire est un des piliers historiques du big-bang [Gamow *et al.*, 1948].

On peut en effet prédire du modèle cosmologique à partir de considérations thermodynamiques (du même ordre que celles que l'on verra en 7.1) : les neutrons et protons, en équilibre par l'interaction faible et électromagnétique pour $T > 1 \text{ MeV}$, subissent un découplage quand la température baisse. La photodissociation du deutérium cesse pour $T \approx 1 \text{ MeV}$ (autour de trois minutes), ce qui permet de conserver des neutrons, qui sinon se seraient tous désintégrés en protons en quelques quarts d'heure.

Une série de réactions nucléaires prend alors place, qui forme les autres éléments : ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$. La nucléosynthèse primordiale se finit en une centaine de secondes, et fixe la composition chimique de l'Univers jusqu'à l'apparition des étoiles qui formeront les éléments plus lourds.

Les taux de réaction dépendent de la densité de baryons n_b , que l'on exprime en normalisant par la densité de photons n_γ par $\eta \stackrel{\text{def}}{=} n_b/n_\gamma$. Les observations de l'abondance relative de l'hélium $Y_P \stackrel{\text{def}}{=} 4n_{He}/n_b$ et $y_{DP} \stackrel{\text{def}}{=} 10^5 n_D/n_H$ se font à partir d'observations spectroscopiques dans des régions *HII* à faible métallicité [Suyu *et al.*, 2012]. En combinant ces mesures de η (indirectement obtenues par Y_P , y_{DP} et la physique nucléaire sous-jacente) avec les mesures de COBE donnant $n_\gamma = 411 \text{ cm}^{-3}$, on peut inférer la densité de baryons *via* l'équation

$$\eta = 2.73 \times 10^8 (\Omega_b h^2). \quad (6.8)$$

La figure 6.6 (droite) donne la comparaison entre ces méthodes et l'emploi des anisotropies du CMB seul avec *Planck*.

6.3 L'inflation

L'inflation est une période de l'histoire de l'univers historiquement introduite par Guth [Guth, 1981] et Starobinsky pour résoudre un certain nombre de problèmes de l'Univers primordial comme la latitude, les monopôles (et autres défauts topologiques), le problème de l'horizon et de l'origine des structures. Cette section s'inspire des chapitres correspondants de [Lesgourgues, 2006, Peter et Uzan, 2005, Linde, 2007].

6.3.1 Les problèmes

6.3.1.1 Les défauts topologiques

Les défauts topologiques [Riazuelo, 2000] sont une conséquence usuelle des phénomènes de transition de phase quand un groupe de symétrie est spontanément brisé. L'exemple le plus standard est celui d'un potentiel invariant sous $U(1)$ en forme de "chapeau mexicain", pour lequel le potentiel $V : \phi \in \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{R}^+$ a une valeur non nulle et positive pour $\phi = 0$ (c'est le "faux" vide, état d'équilibre instable), et nulle si $|\phi| = 1$. En presque tous les points de l'espace, un "vrai vide" est effectivement réalisé avec un ϕ de module 1, ce qui brise la symétrie. Sur un contour fermé dont tous les points ont cette propriété, on peut calculer la variation de la phase de ϕ . C'est un multiple de 2π , qui sera non nul si et seulement si la surface portée par le contour contient des zones pour lesquelles la phase n'est pas définie, et donc que la densité d'énergie est non nulle. Ces défauts topologiques, de dimension 1 dans l'espace, sont soit des boucles, soit de longueur infinie, et sont appelées *cordes cosmiques*.

Il existe également des défauts topologiques de dimension nulle, les *monopôles* (la symétrie est de type S^2), de dimension 2, les *murs* (seules deux valeurs ± 1 peuvent être prises par ϕ après la brisure) ou encore des défauts non localisés appellés *textures*.

Les théories de grande unification (GUT) prévoient naturellement de telles caractéristiques, puisque dans ces théories, tous les champs existants (forces électromagnétique, faible et forte) viennent d'une seule théorie de jauge reposant sur une symétrie brisée à faible température, mais unifiée pour les très hautes températures.

Certains de ces objets (les murs et les monopôles) auraient une densité qui dominerait celle de l'Univers au début de son histoire, ce qui rendrait impossible la domination du rayonne-

ment puis de la matière ordinaire. L'inflation, si elle a lieu après la création de ces reliques, va naturellement les diluer³.

6.3.1.2 Le problème de la platitude

Si l'on considère que l'Univers a émergé des fluctuations quantiques lors d'une phase de gravité quantique, on s'attendrait à ce qu'initialement l'ordre de grandeur des différents termes de l'équation de Friedmann soit le même. En particulier, les "conditions initiales" devraient être du même ordre pour le terme de densité de rayonnement et le terme de densité effective de courbure. Or, en utilisant $\rho_r \propto a^{-4}$ et $\rho_K^{eff} \propto a^{-2}$, et les mesures actuelles $\rho_{r0} \simeq 10^{-4} \rho_{crit}$ et $|\rho_{K0}^{eff}| < 10^{-2} \rho_{crit}$, on peut prévoir comme conditions initiales (c'est-à-dire au temps de Planck) $\left. \frac{|\rho_{K0}^{eff}|}{\rho_r} \right|_{t_{Pl}} < 10^{-62}$.

Le problème de la platitude est donc le fait qu'il faille ajuster très finement la valeur initiale de $|\rho_K^{eff}|$ pour qu'elle soit indécelable aujourd'hui. Si la platitude initiale de l'Univers n'avait pas été vérifiée avec une telle précision, l'Univers serait aujourd'hui soit recontracté en *big crunch* depuis longtemps (cas d'une courbure "trop positive") ou tellement dilué qu'aucune structure n'aurait pu se former.

On règle ce problème en notant qu'il est dû au fait que si l'expansion est décélérée (c'est-à-dire si \dot{a} diminue), $|\Omega_K| \propto (aH)^{-2} \propto \dot{a}^{-2}$ augmente, mais que si au contraire, l'expansion est accélérée, la courbure diminue. On peut calculer, dans le cadre d'une expansion de *De Sitter*, c'est-à-dire exponentielle comme celle causée par un terme de constante cosmologique, qu'un nombre d'*e-fold* $\Delta N = \ln(a_{fin}/a_{début}) = \ln(a_0/a_{fin}) \simeq 37$ est suffisant pour diluer complètement la courbure initiale au niveau requis.

6.3.1.3 Le problème de l'horizon

Il faut expliquer pourquoi deux points séparés de plus de environ un degré dans le ciel ont des températures si proches : en effet, à l'époque du découplage, la sphère de causalité de deux tels points ne pouvait pas coïncider. Il ne peut donc y avoir d'équilibre thermodynamique entre ces deux points.

6.3.1.4 L'origine des perturbations

Les perturbations $\delta\rho$ de la densité ρ ne dépendent statistiquement ni de la direction, ni de l'endroit où l'on se trouve. On introduit donc $\xi(r) = \langle \delta(\mathbf{x}_0)/\rho \cdot \delta(\mathbf{x}_0 + \mathbf{r})/\rho \rangle$, avec $|\mathbf{r}_0| = r$, la fonction de corrélation à deux points, et $\int \xi(r) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = 2\pi^2 P(k)/k^3$ sa transformée de Fourier, qui représente donc les inhomogénéités en fonction de l'échelle comobile. L'évolution de ce spectre est donné par les équations de Boltzmann et d'Einstein. Un spectre initial avec $P(k)$ constant est appelé spectre de Harrison-Zel'dovich [Harrison, 1970] [Zeldovich, 1972], et peut aboutir à la formation des structures (galaxies, amas de galaxies, superamas) telles que nous les voyons aujourd'hui. La question est de savoir ce qui a créé un tel spectre pour les fluctuations primordiales, et de savoir s'il est exactement de type Harrison-Zel'dovich.

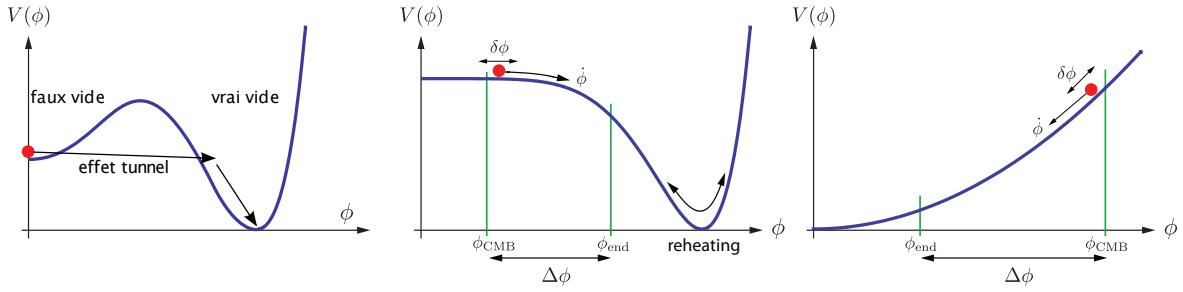


Figure 6.2 – Exemple de champs scalaires. Gauche : *Ancienne inflation*. Milieu : “*Nouvelle inflation*”. Droite : *Inflation à champ large*. Les deux dernières figures sont de [Baumann, 2009]

6.3.2 L'inflation due à un champ scalaire

Tous les problèmes susmentionnés peuvent se résoudre avec l'introduction d'une période d'expansion accélérée. Elle peut être obtenue avec un champ scalaire, comme nous allons le voir. Par exemple, le champs de Higgs est de la forme $V(\phi) = \lambda(\phi^2 - M^2)^2$, un champ scalaire de masse m a un potentiel $V(\phi) = m^2\phi^2/2$, et un champ auto-interragissant $V(\phi) = \lambda\phi^4$. Le champ de Higgs est actuellement le seul champ scalaire ayant une existence expérimentalement avérée [Aad *et al.*, 2012, Chatrchyan *et al.*, 2012], mais il ne peut être responsable de l'inflation qu'au prix d'un ajustement fin (voire artificiel) de ses propriétés [Salvio, 2013]. La question du champ à l'origine de l'inflation, *l'inflaton*, reste donc entier.

De manière générale, le lagrangien d'un champ scalaire permet de calculer

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (6.9)$$

$$P = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi). \quad (6.10)$$

En incorporant ces équations dans 6.4, il vient l'équation de la dynamique du champs scalaire homogène

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0, \quad (6.11)$$

qui correspond à une équation de Klein-Gordon dans un espace-temps FLRW.

Dans le cadre d'un Univers plat (rapidement atteint lors du début de l'inflation) avec $\Lambda = 0$, l'équation 6.3 impose pour avoir $\ddot{a} > 0$ et une équation d'état $\omega < -1/3$. Cela signifie que l'énergie potentielle $V(\phi)$ doit dominer l'énergie cinétique $\dot{\phi}^2$, ce que l'on appelle le régime de roulement lent (*slow roll*). Ce régime décrit la plupart des modèles qui ne sont pas basés sur une transition de phase comme l'ancienne inflation décrite en 6.3.3.1.

Pour rester dans ce régime suffisamment longtemps, on doit imposer

$$\frac{1}{2}\dot{\phi} \ll V(\phi) \quad (6.12)$$

$$|\ddot{\phi}| \ll |\frac{\partial V}{\partial \phi}|, \quad (6.13)$$

3. “Skeptics about exotic physics might not be hugely impressed by a theoretical argument to explain the absence of particles that are themselves only hypothetical. Preventive medicine can readily seem 100 percent effective against a disease that doesn't exist.” [Rees, 1997]

deux équations sur $\dot{\phi}$ et $\ddot{\phi}$ étant nécessaires puisque l'équation d'évolution de Klein-Gordon est une équation différentielle d'ordre deux, et que nous voulons que la première condition ne soit pas instantanée. La seconde est donc la dérivée temporelle de la première. Ces deux conditions peuvent aussi s'écrire

$$\epsilon_V = \frac{1}{16\pi G} \left(\frac{\partial V/\partial\phi}{V} \right)^2 \ll 1 \quad (6.14)$$

$$\eta_V = \frac{1}{8\pi G} \frac{\partial^2 V/\partial\phi^2}{V} \ll 1. \quad (6.15)$$

Les équations de Klein-Gordon et de Friedmann se réécrivent dans ces conditions

$$3H(t)\dot{\phi}(t) \simeq -\partial V/\partial\phi, \quad (6.16)$$

$$H^2 \simeq V(\phi)8\pi G/3. \quad (6.17)$$

6.3.3 La génération des fluctuations

Classiquement, toute inhomogénéité initiale dans les champs au début de l'inflation est exponentiellement atténuée lors de l'inflation. L'Univers serait donc trop homogène et isotrope pour former les structures que l'on voit aujourd'hui. Ce sont les fluctuations quantiques de l'inflaton qui jouent ce rôle, et sont amplifiées par l'expansion exponentielle pour donner les spectres scalaires et tensoriels initiaux.

De même que pour l'oscillateur harmonique quantique $\ddot{x} + \omega^2 x = 0$, la fonction d'onde de l'état fondamental est une gaussienne $\Psi_0(x) \propto \exp(-\frac{1}{2}\omega x^2)$, on peut montrer que pour un champ scalaire de masse nul, dans un espace-temps plat, chaque mode de Fourier est analogue à l'oscillateur ci-dessus. La probabilité $\mathbb{P}(\chi_k) = |\Psi_0(\chi_k)|^2$ qu'un mode de Fourier de nombre d'onde k ait une amplitude χ_k est donc une gaussienne de variance $\sigma = \sqrt{1/2k}$.

Du fait de l'expansion de l'Univers, ces perturbations deviennent semi-classiques, c'est-à-dire se comportent comme des variables classiques stochastiques.

Les perturbations du champ ϕ et de la métrique $g_{\mu\nu}$ obéissent à des équations similaires, on paramétrise habituellement les spectres du mode scalaire et tensoriel par

$$\mathcal{P}_R(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_s - 1 + \frac{1}{2}dn_s/d\ln k \ln(k/k_*) + \dots} \quad (6.18)$$

$$\mathcal{P}_T(k) = A_t \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_t + \frac{1}{2}dn_t/d\ln k \ln(k/k_*) + \dots} \quad (6.19)$$

où A_s (A_t) est l'amplitude scalaire (tensorielle), n_s (n_t) est l'indice spectral scalaire (tensoriel), et $dn_s/d\ln k$ ($dn_t/d\ln k$) est la variation de l'indice spectral, qui mesure la déviation par rapport à un indice spectral constant. Le nombre d'onde pivot $k_* = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ est choisi pour la normalisation. Un spectre exactement plat où aucune échelle n'est privilégiée, dit spectre de Harrison-Zeldovitch, correspond à un indice $n_s = 1$. Un tel spectre est attendu dans le cas d'une expansion purement de De Sitter, où le paramètre de Hubble est constant. Dans un cas plus réaliste quasi-De Sitter, on s'attend à un spectre pour lequel $n_s \neq 1$.

On introduit aussi le rapport tenseur sur scalaire,

$$r \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mathcal{P}_T(k_*)}{\mathcal{P}_R(k_*)}, \quad (6.20)$$

qui mesure l'amplitude des ondes gravitationnelles créées par l'inflation, et est d'autant plus grand que l'échelle d'énergie de l'inflation est élevée.

6.3.3.1 Quelques types d'inflation

Dans le modèle de l'ancienne inflation (figure 6.2 gauche), un champ scalaire est piégé dans un minimum local de potentiel, avant de rejoindre par effet tunnel son minimum global de potentiel nul. Tant que le champ ϕ reste dans le faux vide métastable, la densité d'énergie est la constante $V(\phi_i)$, qui peut être vue comme une constante cosmologique. Ainsi, l'Univers connaît une phase d'expansion de type de Sitter. Le problème est qu'aucune hypersurface n'est privilégiée pour un tel espace, et donc aucune direction temporelle n'est privilégiée. La transition de phase peut donc avoir lieu pour différentes hypersurfaces, et chaque bulle de vrai vide ayant des propriétés très différentes, l'Univers ainsi créé doit être très inhomogène. On pourrait aussi supposer pour régler ce problème que la probabilité de se retrouver par effet tunnel vers le vrai vide est très faible, mais alors l'inflation durerait trop longtemps pour que les structures soient créées.

La *nouvelle inflation* (figure 6.2 milieu) résout ce problème par le roulement lent déjà évoqué : le champ scalaire quitte son faux vide instable à faible ϕ et roule lentement vers le point de stabilité. Le problème est qu'un tel modèle suppose *ab initio* un équilibre thermique.

C'est l'inflation à large champ (figure 6.2 droite) qui résout ce problème : le champ est initialement déplacé de son minimum par un effet chaotique d'origine quantique, quand il sort de l'ère de *Planck*. Les potentiels en $V(\phi) \propto \phi^n$, dont l'exemple le plus simple est le champ libre de masse m , dont le potentiel est donné par $V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2$.

6.3.4 Des paramètres cosmologiques aux anisotropies du CMB

Le CMB, émis lors du découplage des photons et de la matière qui a suivi la recombinaison, est aujourd'hui visible comme un rayonnement venant de toutes les directions. Il est commode de quantifier son intensité sur la sphère du ciel en la décomposant sur la base des harmoniques sphériques $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$

$$T(\theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi). \quad (6.21)$$

La valeur a_{00} est donnée par la température moyenne du CMB mesurée par FIRAS, tandis que le dipôle, d'une magnitude de 1.23×10^{-3} , correspondant à $\ell = 1$ est interprété comme l'effet Doppler dû au mouvement du Soleil dans le référentiel d'émission du CMB. On peut ainsi retrouver que la vitesse du barycentre du système solaire dans ce référentiel est $v = 369 \pm 2 \text{ kms}^{-1}$, dans la direction définie par les coordonnées galactiques $(\ell, b) = (263.86^\circ \pm 0.04^\circ, 48.24^\circ \pm 0.10^\circ)$. Notons qu'il faut également ajouter à cela le mouvement de la Terre (et donc de *Planck*) autour du soleil, ce qui contribue à hauteur de environ 10 % au dipôle final.

Le reste des anisotropies ($\ell \geq 2$) est d'amplitude beaucoup plus faible (de l'ordre de 10^{-5}) et peut être vu comme l'effet des fluctuations de densité dans l'Univers primordial au niveau du découplage.

À cause des processus quantiques à l'origine des fluctuations primordiales évoquées en 6.3.3, un grand nombre de théories prévoient que pour une échelle angulaire donnée (c'est-à-dire un multipôle ℓ donné), les $a_{\ell m}$ soient distribués de manière gaussienne autour de zéro, et donc que la seule information importante physiquement soit leur variance $C_{\ell} \stackrel{\text{def}}{=} \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle$, où l'espérance $\langle \cdot \rangle$ est au sens de réalisations d'univers avec les mêmes lois physiques. L'isotropie impose que tous les m soient équivalents, ce qui nous permet d'avoir une estimation \widehat{C}_{ℓ} de C_{ℓ} en remplaçant l'espérance par une moyenne sur les m . C'est la puissance dans chaque bin en ℓ

$$\mathcal{D}_{\ell} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\ell(\ell+1)\widehat{C}_{\ell}}{2\pi} \quad (6.22)$$

qui est usuellement montrée sur les figures.

Pour une couverture totale du ciel, la variance des \widehat{C}_ℓ (c'est-à-dire la variance de la variance) est $2\widehat{C}_\ell^2/(2\ell + 1)$, puisque chaque \widehat{C}_ℓ est calculé sur une distribution de χ^2 à $2\ell + 1$ degrés de liberté. C'est la variance cosmique, qui vient du fait que nous n'avons qu'un seul Univers observable pour estimer chaque C_ℓ . Cette variance est augmentée d'un facteur $1/f_{\text{sky}}$ quand une fraction f_{sky} du ciel est observée.

La physique contenue dans le spectre des anisotropies est différente selon l'échelle angulaire considérée, on peut grossièrement diviser ce spectre en trois régions :

6.3.4.1 Les bas ℓ

L'angle correspondant à l'horizon causal lors du découplage correspond à $\ell \approx 100$, les anisotropies au plus petites échelles n'ont donc pas pu évoluer significativement, et reflètent donc directement les "conditions initiales". La combinaison des effets de redshifts gravitationnels et de température intrinsèque permet de montrer que la température dépend de la perturbation $\delta\phi$ du potentiel gravitationnel en $\delta T/T = \frac{1}{3}\delta\phi/c^2$. C'est l'effet Sachs-Wolfe [Sachs et Wolfe, 1967].

Pour un spectre invariant d'échelle, c'est-à-dire si n_s défini par 6.18 est 1, on s'attend donc à avoir \mathcal{D}_ℓ constant à bas ℓ . Cet effet se voit comme une tangente à l'origine horizontale, ou comme un plateau sur une figure en logarithme.

De plus, les perturbations du potentiel gravitationnel au cours du temps vont augmenter les C_ℓ s à bas ℓ , c'est la remontée de l'effet "Sachs-Wolf intégré" (*Integrated Sachs Wolf*) qui dépend de l'intégrale de ϕ (voir par exemple [Hu *et al.*, 1999]).

6.3.4.2 Les pics acoustiques

Le spectre angulaire aux échelles intermédiaires ($100 \lesssim \ell \lesssim 1000$) est la projection sur la sphère des effets d'oscillations dans le plasma de baryons et de photons, gelées au moment du découplage.

Les oscillations avaient lieu dans les trous de potentiel créés par la matière noire, la pression de photon compensant les effets gravitationnels. Les perturbations ainsi générées avaient une amplitude faible ($\mathcal{O}(10^{-5})$) et chaque mode de Fourier évoluait indépendamment, ce qui explique le caractère harmonique de la solution.

Le pic principal correspond à la compression maximale (c'est-à-dire un quart de période) tandis que les pics pairs correspondent à la sous-densité maximale. Le fait que la puissance ne soit pas rigoureusement nulle entre deux pics est dû à l'effet Doppler, qui est déphasé de $\pi/2$ par rapport à la pression. En effet, lorsque le fluide est immobile, la pression est extrémale, tandis que quand la vitesse est maximale, la pression de radiation est nulle. La position des pics dans le spectre est liée à l'épaisseur dans le ciel de l'horizon sonore au découplage, c'est l'angle $\theta_* = r_*/D_A$, où r_* est la taille physique des fluctuations. La distance angulaire D_A dépend du contenu de l'Univers, mais aussi de sa courbure : c'est la dégénérescence géométrique.

Comme nous le verrons plus en détail dans les chapitres suivants, un effet beaucoup plus tardif est mesuré par τ , la profondeur optique due à la Réionisation qui quantifie la probabilité qu'un photon du CMB soit à nouveau diffusé par un électron libre lorsque l'Univers est redevenu ionisé (cf chapitre 8).

Ces oscillations sont prévus par [Sunyaev et Zeldovich, 1970, Peebles et Yu, 1970], et elles ont leur contrepartie dans le spectre en puissance des galaxies [Eisenstein *et al.*, 2005], c'est-à-dire de la matière à $z \approx 0$.

6.3.4.3 L'atténuation pour les petits angles (*damping tail*) $\ell \gtrsim 1000$

Du fait de l'épaisseur de la surface de dernière diffusion (on ne peut pas voir les structures dont la taille est inférieure à l'épaisseur de la surface de dernière diffusion), mais aussi du couplage imparfait entre les photons et les baryons, les oscillations primaires aux petits angles sont atténuées exponentiellement : c'est l'amortissement de Silk [Silk, 1968]. Des effets secondaires s'ajoutent cependant à ces échelles, et offrent des informations cruciales pour la cosmologie [Aghanim *et al.*, 2008].

Toute la physique du CMB et la manière dont les paramètres cosmologiques l'affecte est bien connue et est implémentée dans les codes publiques comme CAMB [Lewis *et al.*, 2000] ou CLASS [Lesgourgues, 2011a, Blas *et al.*, 2011b].

De manière extrêmement schématique, on peut résumer ces codes en disant qu'ils résolvent les équations d'évolution pour la matière noire, les baryons, les photons dans l'espace de Fourier, avec les équations de Boltzmann, ainsi que les perturbations de la métrique avec les équations d'Einstein, en prenant en compte tous les couplages entre eux, puis en projetant ces oscillations sur la sphère de l'observateur.

6.4 Détermination des paramètres cosmologiques avec *Planck*

On utilise l'inférence bayesienne [Bayes et Price, 1763] décrite au chapitre 5.

Les paramètres du modèle standard minimal sont au nombre de six. On peut faire plusieurs choix d'une base de ces six paramètres, les valeurs exactes et les incertitudes dépendent à la fois de l'ensemble de données considérées (inclusion ou non de données externes comme les Haut ℓ de ACT-SPT, les BAOs, ...), mais aussi du choix de cette base de paramètres autorisés à varier⁴. Les performances de l'algorithme de MCMC étant meilleures quand les paramètres ont un *prior* gaussien, le choix de la base de paramètres de l'article [Planck Collaboration, 2013f] de *Planck* est le suivant : $(\Omega_b h^2, \Omega_c h^2, 100\theta_{\text{MC}}, \tau, n_s, \ln(10^{10} A_s))$.

Tous les autres paramètres peuvent soit en être déduit (c'est par exemple le cas de z_{reio} à partir de τ ; σ_8 à partir de A_s ; ou encore l'âge de l'Univers à partir des densités et de la constante de Hubble), soit sont des "extensions" à ce modèle standard, comme un nombre de neutrinos plus grand (ou plus petit) que celui prévu par la physique des particules, un indice spectral qui varie, ou encore une annihilation de matière noire comme au chapitre 7.

Pour résumer ce qui va suivre, *Planck* réactualise les paramètres précédemment obtenus avec *WMAP* [Hinshaw *et al.*, 2013]. Quand on compare les deux expériences (données CMB seules), on trouve Ω_Λ plus petit de 6 %, Ω_b et $\Omega_{\text{cdm}} \stackrel{\text{def}}{=} \Omega_m - \Omega_b$ augmenté de respectivement 9 % et 18 %. Ces différences sont réduites d'un facteur trois si l'on inclue aussi les données des BAO, qui modifient sensiblement les données *WMAP* et peu celles de *Planck*.

Le tableau ci-dessous présentent les paramètres dans le cadre d'un modèle minimal à six paramètres, obtenus par *Planck* seul (CMB+lentille), et ceux obtenu par l'ajout des données externes (polarisation de *WMAP* à bas ℓ , expériences à bas ℓ , et BAO). Les six premiers paramètres sont ceux sur lesquels a tourné le MCMC, les autres en sont dérivés.

4. À ce propos, [Dodelson, 2003] donne l'exemple des deux analystes A et B qui choisissent respectivement $(\Omega_m h^2, \Omega_\Lambda)$ et (h, Ω_Λ) comme base de deux paramètres libres, tous deux sous l'hypothèse d'un Univers plat ($\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$). Quand A augmente Ω_Λ , la densité physique de matière $\Omega_m h^2$ reste fixe, et donc l'époque de l'égalité reste fixe. Par contre, quand B augmente Ω_Λ , il doit aussi baisser Ω_m (pour garder l'Univers plat), et donc la densité de matière $\Omega_m h^2$. Cela va décaler $a_{\text{égalité}}$, et augmenter l'effet ISW, ce qui va élargir le premier pic. Cet effet ne sera pas visible pour l'analyste A.

Paramètres	<i>Planck</i> (CMB+lentille)		<i>Planck</i> +WP+haut ℓ +BAO	
	valeur privilégiée	limites à 68 %	valeur privilégiée	limites à 68 %
$\Omega_b h^2$	0.022242	0.02217 ± 0.00033	0.022161	0.02214 ± 0.00024
$\Omega_c h^2$	0.11805	0.1186 ± 0.0031	0.11889	0.1187 ± 0.0017
$100\theta_{\text{MC}}$	1.04150	1.04141 ± 0.00067	1.04148	1.04147 ± 0.00056
τ	0.0949	0.089 ± 0.032	0.0952	0.092 ± 0.013
n_s	0.9675	0.9635 ± 0.0094	0.9611	0.9608 ± 0.0054
$\ln(10^{10} A_s)$	3.098	3.085 ± 0.057	3.0973	3.091 ± 0.025
Ω_Λ	0.6964	0.693 ± 0.019	0.6914	0.692 ± 0.010
Ω_m	0.3036	0.307 ± 0.019		
σ_8	0.8285	0.823 ± 0.018	0.8288	0.826 ± 0.012
h	0.6814	0.679 ± 0.015	0.6777	0.6780 ± 0.0077
$\Omega_m h^2$	0.14094	0.1414 ± 0.0029		
Y_P	0.247785	0.24775 ± 0.00014		
Age/Gyr	13.784	13.796 ± 0.058	13.7965	13.798 ± 0.037
z_{drag}	1059.59	1059.43 ± 0.64		
z_{eq}	3352	3362 ± 69		

6.4.1 Au-delà du spectre en température : l'effet de lentille et les données auxiliaires

Comme on le voit sur la figure 5.5, *Planck* mesure précisément les sept premiers pics acoustiques des anisotropies de la température du CMB. Cela lui permet de mesurer de nombreux paramètres cosmologiques sans l'aide de données externes comme la polarisation aux basses échelles angulaires. Pour chacun des paramètres cosmologiques, nous présentons dans le texte la valeur obtenue par *Planck* seul, puis, le cas échéant, l'amélioration apportée l'effet de lentille, mais aussi par des données externes que sont la polarisation à bas ℓ de WMAP, et les spectres à haut ℓ de SPT et ACT. Je présenterai également pour certains paramètres une comparaison avec les mesures déjà existantes.

6.4.1.1 Apport de l'effet de lentille

L'apport de l'effet de lentille dans les codes de vraisemblances de *Planck* est double : d'abord, le spectre en puissance de la température du CMB est modifié de quelques pourcents par (au premier ordre) un lissage des anisotropies primordiales. Cet effet est détecté à 10σ . De plus, le spectre $C_\ell^{\phi\phi}$ est également contraint par les paramètres cosmologiques.

En l'absence de polarisation, nous verrons au chapitre 8 que l'amplitude primordiale des fluctuations A_s et l'épaisseur optique τ étaient dégénérées, et que seule la combinaison $A_s \exp(-2\tau)$ est connue. Cette dégénérence est brisée par l'ajout de l'effet de lentille, puisque son spectre dépend des anisotropies en température à $z \approx 1100$ et de la distribution de la matière, mais pas de la manière dont les anisotropies sont modifiées par l'effet Thomson. On peut donc retrouver $\tau = 0.089 \pm 0.032$ (à 68 % de niveau de confiance) *à partir des fluctuations en température du CMB seules*, ce qui est cohérent (mais moins compétitif) avec les données obtenues avec la polarisation à bas ℓ de WMAP. Notons de plus que cela ne dépend pas des éventuels problèmes d'avant-plans galactiques polarisés, critiques pour la mesure de polarisation à bas ℓ .

6.4.1.2 Polarisation à bas ℓ de WMAP

Comme on le verra dans la partie 8, la polarisation à bas ℓ permet de lever la dégénérescence entre A_S et τ . La polarisation *Planck* ne faisant pas partie des résultats de 2013, on utilise celle de *WMAP*.

6.4.1.3 Les expériences à haute résolution angulaire

Pour les haut multipôles, l'interprétation des pics peut dépendre des avant-plans astrophysiques. Il y a deux manières de les traiter : soit on utilise des modèles paramétriques [Planck Collaboration, 2013e], et l'on marginalise sur ces paramètres avec de larges *prior* ; soit on utilise les données externes, particulièrement celles de SPT et ACT (cf chapitre 1), regroupées sous le nom "Haut ℓ ".

Les avant-plans non résolus de *Planck* sont modélisés à l'aide de paramètres de nuisance dans les codes de vraisemblance, sur lesquels sont ensuite marginalisées les distributions. On introduit ainsi une trentaine de paramètres pour décrire, en plus des problèmes d'étalonnage, les spectres de puissance des effets suivants [Planck Collaboration, 2013e] :

- amplitude de la distribution poissonienne des sources ponctuelles
- l'effet SZ cinétique
- l'effet SZ thermique
- le fond diffus infrarouge (CIB)
- la corrélation entre l'effet tSZ et le CIB
- les cirrus galactiques.

Les paramètres de base sont extrêmement stables si on y ajoute ACT et SPT, comme on peut le voir en bas de la figure 6.4.

6.4.2 Les paramètres du modèle de base

6.4.2.1 Taille caractéristique des fluctuations θ_*

L'angle θ_* est déterminé par la taille de l'horizon sonore lors de la dernière diffusion $r_s(z_*)$, et par la distance angulaire $D_A(z_*)$.

$$\theta_* = (1.04148 \pm 0.00066) \times 10^{-2} = 0.596724^\circ \pm 0.00038^\circ. \quad (6.23)$$

Il est déterminé à mieux que 0.1 % à 1σ , puisque sa mesure consiste simplement à mesurer la position des pics, et non leur intensité. Il est ainsi très peu sensible aux avant-plans, aux changements de modèles physiques, ou aux effets systématiques.

Cette contrainte forte sur θ_* implique également des contraintes sur certaines combinaisons des paramètres cosmologiques qui déterminent D_A et r_s . C'est le cas des paramètres de densité physiques pour r_s , et de l'évolution et de la géométrie de l'Univers à petit redshift pour D_A . Pour des raisons discutées dans [Planck Collaboration, 2013f], c'est la combinaison $\Omega_m h^3$ qui est sensible à la position des pics.

À titre anecdotique, c'est cette détermination extrêmement précise qui peut d'ailleurs permettre de voir l'effet très fin de l'*aberration*, due à la mesure d'anisotropies du CMB dans un référentiel qui n'est pas celui de son émission. Cet effet relativiste conduit à une anisotropie dipolaire de θ_* de $\mathcal{O}(10^{-3})$ qui n'est plus à négliger [Planck Collaboration, 2013k].

6.4.2.2 Paramètre de Hubble H_0

Pour retrouver h (défini en 6.6), en plus de la dépendance en $\Omega_m h^3$ évoquée précédemment qui vient de la position des pics, on dispose d'une contrainte en $\Omega_m h^2$ qui vient de la hauteur

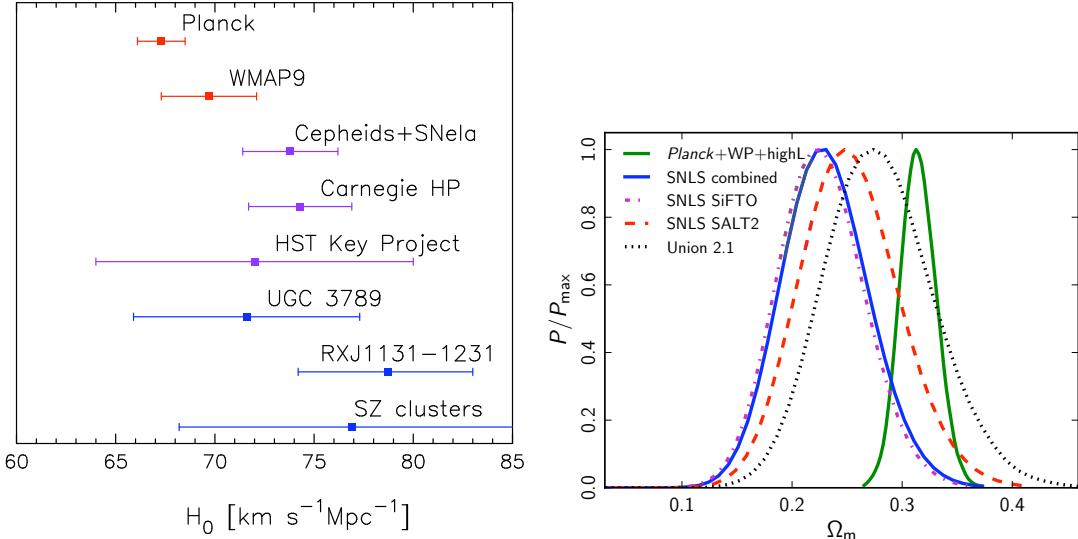


Figure 6.3 – Gauche : Comparaison des mesures de la constante de Hubble pour différentes expériences, avec les erreurs à $\pm 1\sigma$. Les mesures en violet sont des méthodes “astronomiques”, tandis que les mesures en bleu sont des méthodes “géométriques” (voir 6.2.1). Droite : distribution postérieure de Ω_m pour un modèle Λ CDM plat, d’après Planck (en vert) et l’étude des SN Ia. Figures de [Planck Collaboration, 2013f].

relative des pics pairs et impairs, et qui correspond à l’effet de l’inertie des baryons lors des oscillations dans les trous de potentiel créés par la matière noire.

$$H_0 = (67.4 \pm 1.4) \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1} (68\%; \text{Planck seul}). \quad (6.24)$$

Ce taux d’expansion ne change pas significativement avec l’ajout des données externes ($H_0 = (67.3 \pm 1.2) \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ (68%; Planck+WMAP+Haut ℓ)), et si elle n’est qu’à 1σ de la valeur de WMAP9, c’est plus bas que les mesures usuelles basées sur des données astronomiques ou géométriques, résumées à gauche de la figure 6.3.

Le calcul de H_0 à partir des anisotropies du CMB est très “modèle-dépendant”, tandis que les mesures “directes” dépendent fortement de la construction d’une échelle de distance fiable, comme on l’a vu en 6.2.1.

Notons que combiné aux données existantes, une mesure de H_0 précise à 1 % permettrait d’avoir accès à de la nouvelle physique, comme une variation de l’équation d’état w de l’énergie noire, des particules relativistes additionnelles, ou des neutrinos massiques [Suyu *et al.*, 2012].

6.4.2.3 Densités de matière Ω_b et Ω_{cdm}

À cause des dégénérescences déjà évoquées, $\Omega_b h^2$ et $\Omega_{\text{cdm}} h^2$ ne sont mesurées qu’à 1.5 et 3 %, respectivement, avec

$$\Omega_b h^2 = 0.02207 \pm 0.00033 \quad (68\%; \text{Planck seul}), \text{ et} \quad (6.25)$$

$$\Omega_{\text{cdm}} h^2 = 0.1196 \pm 0.0031 \quad (68\%; \text{Planck seul}). \quad (6.26)$$

Du fait de l’équation 6.7 et de la dépendance de $H(z)$ en Ω_m , les supernovæ sont également sensibles à la densité de matière (voir figure 6.3 droite).

Ces résultats sont en bon accord avec les mesures des oscillations acoustiques des baryons [Anderson *et al.*, 2013]. Le très grand écart en redshift entre le CMB et l'échelle des BAOs permet en outre de lever la dégénérescence géométrique et de baisser d'un facteur 2 l'erreur sur $\Omega_{\text{cdm}}h^2$ obtenu par *Planck* seul.

6.4.2.4 Epaisseur optique et fluctuations primordiales

Comme on l'a déjà mentionné, et comme on le verra plus en détail au chapitre 8, on ne peut contraindre correctement que la combinaison des effets de la Réionisation et de l'amplitude des fluctuations primordiales, puisque l'amplitude totale est donnée par $A_s e^{-2\tau}$. L'effet de lentille nous permet tout de même de déterminer

$$\tau = 0.089 \pm 0.032 \quad (68\% ; \textit{Planck} + \text{lentille}), \quad (6.27)$$

ce qui est compatible avec ce qu'obtient *WMAP* avec la polarisation à bas ℓ .

De manière équivalente à A_s , on peut déterminer σ_8 , qui mesure les fluctuations d'amplitude à l'échelle $R = 8h^{-1} \text{ Mpc}$ aujourd'hui et est relié au spectre de la matière \mathcal{P}_m par

$$\sigma_8^2 = \int \frac{dk}{k} \mathcal{P}_m(k) \left[\frac{3j_1(kR)}{kR} \right]^2, \quad (6.28)$$

où j_1 est la fonction de Bessel sphérique du premier ordre. On peut donc contraindre

$$\sigma_8 = 0.823 \pm 0.018 \quad (68\% ; \textit{Planck} + \text{lentille}). \quad (6.29)$$

Cette mesure de σ_8 est toutefois en désaccord avec celles venant du décompte d'amas de galaxies et du cisaillement des galaxies par effet de lentille [Planck Collaboration, 2013f]. Ce désaccord s'explique sans doute par la complexité des effets astrophysiques difficile à maîtriser pour extraire σ_8 .

6.4.2.5 Indice spectral du spectre primordial du CMB

L'indice spectral est mesuré avec *Planck* seul avec une précision de 1 %, qui n'est pas beaucoup améliorée quand on y ajoute la polarisation de *WMAP* :

$$n_s = 0.9616 \pm 0.0094 \quad (68\% ; \textit{Planck} \text{ seul}) \quad (6.30)$$

$$n_s = 0.9603 \pm 0.0073 \quad (68\% ; \textit{Planck} + \text{WMAP}) \quad (6.31)$$

Cela veut dire que la dégénérescence entre n_s (qui a un effet de levier sur le spectre) et la Réionisation (qui l'abaisse d'un facteur $e^{-2\tau}$ pour les moyens et grands ℓ) est levée par la grande couverture de *Planck* en multipôles sur trois ordres de grandeur.

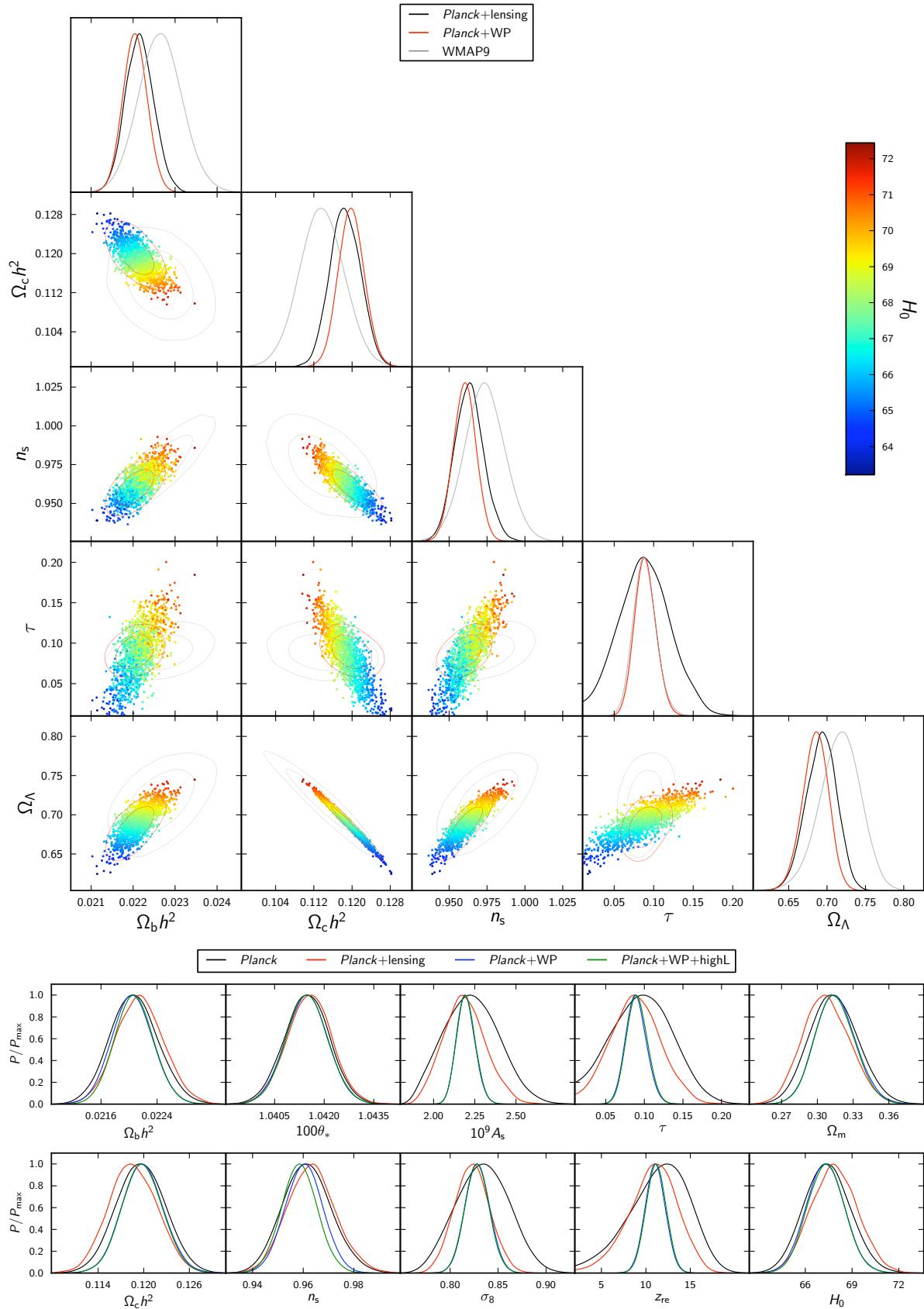


Figure 6.4 – Haut : Comparaison des paramètres de base du modèle Λ CDM pour Planck + lentille, Planck + WMAP, et pour WMAP seul. Les contours à 2D sont à 68 et 95 %. Bas : illustration de la cohérence des données sur les paramètres de base pour plusieurs combinaisons. Figures de [Planck Collaboration, 2013f].

6.4.3 Au-delà du modèle de base : ajout de paramètres

On peut tester le modèle de base de deux manières : soit en laissant libres des paramètres qui étaient fixés, soit en vérifiant que les suppositions faites par le modèle, comme l’isotropie, sont bien vérifiées.

Une grille de paramètres supplémentaires au modèle Λ CDM, mais motivés physiquement, a été parcourue par le MCMC. Les résultats en fonction des données utilisées sont résumés dans le tableau ci-dessous, qui montre que *Planck* ne favorise pas l’inclusion d’extension au modèle standard.

paramètre	Planck+WP		Planck+WP+BAO		Planck+haut ℓ		Planck+WP+haut ℓ +BAO	
	Best fit	limite à 95 %	Best fit	limite à 95 %	Best fit	limite à 95 %	Best fit	limite à 95 %
Ω_K	-0.0105	$-0.037^{+0.043}_{-0.049}$	0.0000	$0.0000^{+0.0066}_{-0.0067}$	-0.0111	$-0.042^{+0.043}_{-0.048}$	0.0009	$-0.0005^{+0.0065}_{-0.0066}$
Σm_ν [eV]	0.022	< 0.933	0.002	< 0.247	0.023	< 0.663	0.000	< 0.230
N_{eff}	3.08	$3.51^{+0.80}_{-0.74}$	3.08	$3.40^{+0.59}_{-0.57}$	3.23	$3.36^{+0.68}_{-0.64}$	3.22	$3.30^{+0.54}_{-0.51}$
Y_P	0.2583	$0.283^{+0.045}_{-0.048}$	0.2736	$0.283^{+0.043}_{-0.045}$	0.2612	$0.266^{+0.040}_{-0.042}$	0.2615	$0.267^{+0.038}_{-0.040}$
$dn_s/d\ln k$	-0.0090	$-0.013^{+0.018}_{-0.018}$	-0.0102	$-0.013^{+0.018}_{-0.018}$	-0.0106	$-0.015^{+0.017}_{-0.017}$	-0.0103	$-0.014^{+0.016}_{-0.017}$
$r_{0.002}$	0.000	< 0.120	0.000	< 0.122	0.000	< 0.108	0.000	< 0.111
w	-1.20	$-1.49^{+0.65}_{-0.57}$	-1.076	$-1.13^{+0.24}_{-0.25}$	-1.20	$-1.51^{+0.62}_{-0.53}$	-1.109	$-1.13^{+0.23}_{-0.25}$

6.4.3.1 Ω_K : la platitude de l’Univers

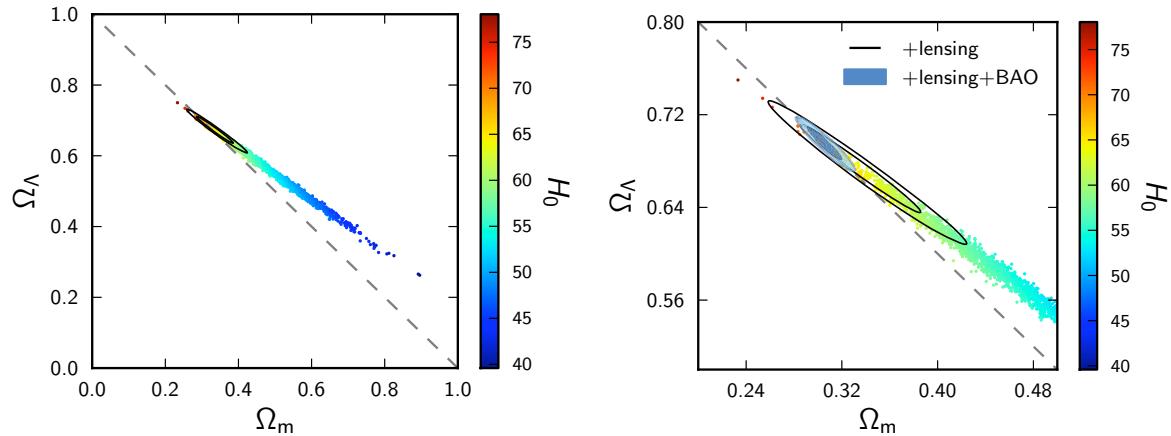


Figure 6.5 – Illustration de la levée de la dégénérescence géométrique par la combinaison de Planck+WMAP+high ℓ (gauche) quand on ajoute l’effet de lentille (droite, ellipse noire). L’ajout des BAOs contraint encore plus la platitude de l’espace (ellipses pleines bleues). Figures de [Planck Collaboration, 2013f].

Le paramètre Ω_K est la courbure définie en 6.1, et non mesurable pour les théories d’inflation. Les anisotropies du CMB seules peuvent difficilement contraindre la courbure à cause de la “dégénérescence géométrique” : pour un modèle avec Ω_c et Ω_b fixés, ce qui donne la taille *physique* des perturbations sur la dernière diffusion, plusieurs couples $(\Omega_\Lambda, \Omega_K)$ conduisent au même spectre puisque ces quantités sont toutes deux reliées à la distance *apparentes* à ces perturbations [Efstathiou et Bond, 1999, Planck Collaboration, 2013f]. Si cette dégénérescence n’est pas tout à fait exacte grâce à l’effet Sachs-Wolf, on a besoin de plus d’information avec des sondes plus tardives pour la lever complètement. Cela peut être fait avec une

mesure indépendante de la constante de Hubble (du fait de l'équation 6.5), les BAOs ou les supernovæ de type Ia. Dans le cadre de *Planck*, l'effet de lentille gravitationnel sur le CMB, [Planck Collaboration, 2013g] permet d'apporter une contrainte interne, dont on teste la cohérence avec les données externes. On trouve un univers spatialement plat, avec $100\Omega_K = -1.0^{+1.8}_{-1.9}$ (95% ; Planck+lensing+ WP+highL) et $100\Omega_K = -0.10^{+0.62}_{-0.65}$ si l'on ajoute les BAOs. Comme on l'a vu à la section 6.3, une telle platitude est nécessaire dans le cadre de l'inflation.

6.4.3.2 N_{eff} et $\sum m_\nu$: les neutrinos

Planck est sensible à la fois au nombre et à la masse des neutrinos.

Quand les neutrinos sont découplés et encore relativistes, la densité de rayonnement peut être paramétrisée par

$$\rho_r = \rho_\gamma + \rho_\nu = \left[1 + \frac{7}{8} \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3} N_{\text{eff}} \right] \rho_\gamma,$$

où la dynamique exacte du découplage des neutrinos fait que le nombre d'espèces effectif est $N_{\text{eff}} = 3.046$ [Mangano *et al.*, 2005]. Tout écart à cette valeur indique soit un découplage non standard, soit la présence d'une autre espèce relativiste. Comme on le voit sur la figure 6.6 (gauche), il n'y a pas de signe d'un tel écart à $N_{\text{eff}} = 3.046$ dans les données de *Planck*.

La masse totale des neutrinos $\sum m_\nu$ limite l'évolution des structures en lissant les perturbations d'échelle plus grande que la taille de l'horizon à la transition non-relativiste. Cela affecte à la fois le spectre du potentiel de lentille $C_\ell^{\phi\phi}$ en atténuant les $\ell > 10$, et cela réduit le lentillage visible comme un lissage des anisotropies primaires du spectre en température C_ℓ^{TT} . Une étude détaillée de cet effet se trouve dans [Lesgourgues et Pastor, 2012]. La combinaison *Planck*+WMAP+haut ℓ donne une contrainte de $\sum m_\nu < 0.66$ eV (95 % CL).

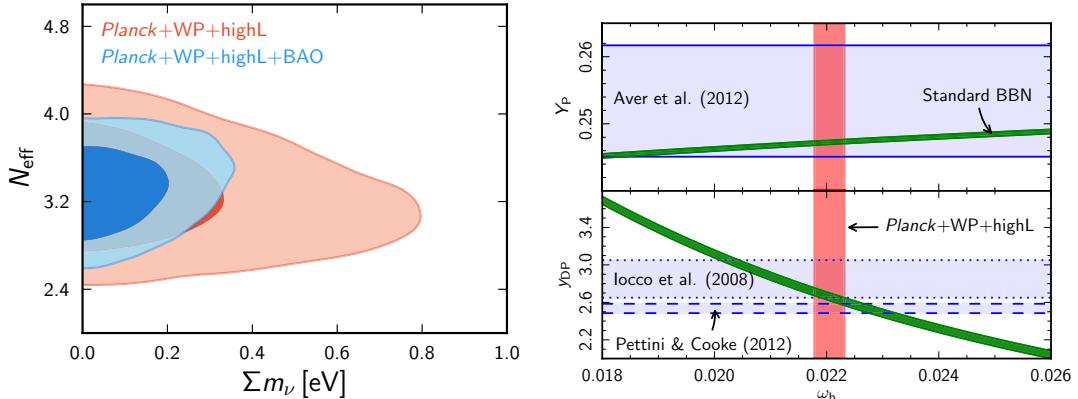


Figure 6.6 – Gauche : Distribution postérieure à deux dimensions pour N_{eff} et $\sum m_\nu$, dans les modèles pour lesquels des neutrinos sans masse sont ajoutés. Droite : Prédictions de la BBN pour les abondances primordiales de ^4He (haut) et du deutérium (bas), en fonction ω_b . L'incertitude sur la physique nucléaire est représentée par les bandes vertes. Les bandes horizontales représentent les limites observationnelles sur les abondances primordiales, tandis que la bande verticale représente les limites de *Planck*+WP+Haut ℓ sur ω_b . Toutes les limites sont à 68 %. Figures de [Planck Collaboration, 2013f]

6.4.3.3 Y_P : la nucléosynthèse primordiale

Planck offre deux moyens de tester les prédictions de la nucléosynthèse primordiale.

- À partir de ω_b , de l'équation 6.8 et de la relation entre les abondances primordiales η , comme le montre la figure 6.6 (droite) : on obtient une valeur de Y_P compatible avec [Aver *et al.*, 2012], mais 26 fois plus précise ; et une valeur de y_{DP} compatible à $1 \times \sigma$ avec les observations de [Iocco *et al.*, 2009] et [Pettini et Cooke, 2012] :

$$Y_P(\omega_b) = 0.24725 \pm 0.00032 \quad (6.32)$$

$$y_{DP}(\omega_b) = 2.656 \pm 0.067. \quad (6.33)$$

- En laissant le paramètre Y_P du code de Boltzmann libre dans le MCMC : on a alors

$$Y_P = 0.266 \pm 0.021 \quad (68\%; Planck+WMAP+Haut\ell). \quad (6.34)$$

On observe une légère dégénérescence avec ω_b , mais également avec N_{eff} si ce dernier n'est plus fixé à 3.046 mais peut aussi varier.

6.4.3.4 Les paramètres de l'Univers primordial et les contraintes sur l'inflation

Planck et la polarisation de *WMAP* permet d'écartier l'hypothèse $n_s = 1$ à 5σ , avec $n_s = 0.9603 \pm 0.0073$, et ne trouve pas de variation de l'indice spectral, avec $dn_s/d\ln k = -0.0134 \pm 0.0090$ [Planck Collaboration, 2013i].

De plus, la limite sur le rapport tenseur sur scalaire $r < 0.11$ (à 95 % de niveau de confiance) trouvée par *Planck* est proche de la limite théorique que l'on peut avoir pour le spectre en température seul. Cela indique une limite sur l'échelle d'énergie de l'inflation de 1.9×10^{16} GeV (à 95 % de niveau de confiance).

On peut ainsi placer des contraintes fortes dans le plan (n_s, r) sur les modèles théoriques d'inflation. Les modèles avec un potentiel concave ($\eta_V < 0$) sont ainsi favorisés, et *Planck* permet par exemple de dire que les modèles en loi de puissance, les modèles en $V \propto \phi^n$ avec $n > 2$ sont exclus.

Les contraintes de *Planck* sur l'inflation utilisent le spectre angulaire C_ℓ , mais aussi les contraintes sur le paramètre de non-gaussianité f_{NL} obtenu avec le bispectre (voir 6.4.4.1). L'analyse numérique qui a permis la sélection de ces modèles n'utilise pas l'approximation du roulement lent, mais la confirme.

6.4.3.5 Energie noire

Une question ouverte de la cosmologie reste la nature de la cause de l'accélération de l'expansion de l'Univers. La solution la plus simple est de considérer qu'elle est due à une constante cosmologique non nulle (voir section 6.1), mais d'autres hypothèses existent, comme celle de l'énergie noire, qui aurait une équation d'état $w \stackrel{\text{def}}{=} p/\rho$ différente de -1 comme ce serait le cas pour une constante cosmologique (voir l'article [Hu et Sawicki, 2007] pour le formalisme utilisé par la collaboration *Planck*). Le CMB seul peut difficilement contraindre w , on utilise pour cela des mesures à plus bas redshift pour briser la dégénérescence géométrique.

Combiné avec les BAOs [Cole *et al.*, 2005], on a

$$w = -1.13_{-0.25}^{+0.24} \quad (95\%; Planck+WMAP+BAO), \quad (6.35)$$

ce qui est compatible avec une constante cosmologique ($w = -1$). Les supernovæ [Conley *et al.*, 2011] conduisent elles à une contrainte

$$w = -1.13_{-0.14}^{+0.13} \quad (95\%; Planck+WMAP+SNLS), \quad (6.36)$$

ce qui favorise le domaine fantôme (c'est à dire $w < -1$) à 2σ .

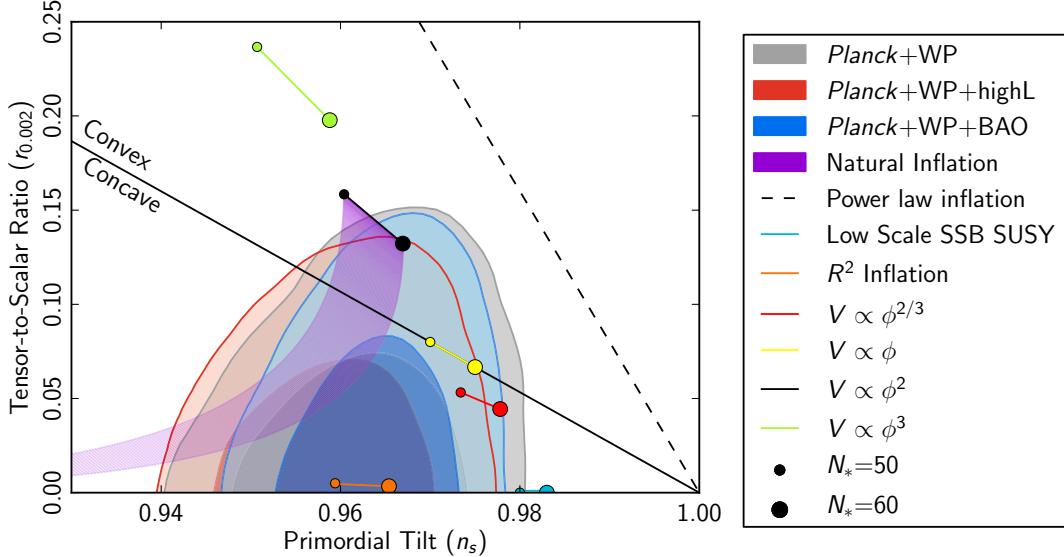


Figure 6.7 – Dans l'espace $n_s - r$, niveau de confiance à 68 % et 95 % de trois ensembles de données, ainsi que les prédictions théoriques pour différents modèles d'inflation. Figure de [Planck Collaboration, 2013i].

Dans le cas $w \neq -1$, il est intéressant de vérifier si w dépend du temps. On paramétrise pour cela à l'aide d'une relation linéaire $w(a) = w_0 + w_a(1 - a)$. Là également, l'inclusion des données des supernovæ indiquent que (w_0, w_a) est à 2σ de $(-1, 0)$ qui correspond à la constante cosmologique, tandis que l'inclusion des BAOs, la solution de la constante cosmologique est dans les limites à 2σ de la distribution postérieure.

6.4.4 Au-delà du modèle de base : test des hypothèses du modèle

6.4.4.1 Non-gaussianité

Comme on l'a vu en 6.3.3, les perturbations primordiales de la courbure dépendent des fluctuations quantiques du champ scalaire et ont donc une statistique gaussienne. Tant que l'évolution est linéaire, il n'y a pas d'ajout de non-gaussianité, et les anisotropies du CMB peuvent être complètement décrites (au sens statistique) par un spectre C_ℓ . Le bispectre est la généralisation à trois points de la fonction de corrélation $\langle T(n_1)T(n_2)T(n_3) \rangle$, et est donc nul pour une théorie purement gaussienne.

Un moyen phénoménologique de paramétriser le niveau de non-gaussianité dans les perturbations cosmologiques est d'introduire le paramètre de non-linéarité f_{NL} à partir du potentiel gravitationnel de Bardeen Φ et de son évolution en régime linéaire Φ_{lin} , selon [Salopek et Bond, 1990], par

$$\Phi = \Phi_{lin} + f_{NL}\Phi_{lin}^2. \quad (6.37)$$

Une non gaussianité va donc créer une signature dans le bispectre par

$$\langle \Phi(k_1)\Phi(k_2)\Phi(k_3) \rangle = 2(2\pi)^3 f_{NL} \delta(k_1 + k_2 + k_3) P(k_1)P(k_2)P(k_3), \quad (6.38)$$

de même que

$$\langle \Phi(k_1)\Phi(k_2) \rangle = (2\pi)^3 \delta(k_1 + k_2) P(k_1) \quad (6.39)$$

est visible dans le spectre.

Le niveau et la forme de non-gaussianité que prévoient les théories à l'origine des perturbations (comme l'inflation) dépendent beaucoup du modèle exact. Par exemple, celles qui découlent des modèles d'inflation avec roulement sur un champ scalaire ne sont pas détectables avec *Planck* : un f_{NL} trop élevé serait un signe que l'inflation n'est pas aussi simple que ce que l'on pense. Inversement, l'absence de non-gaussianité impose des contraintes fortes sur les modèles "exotiques" ou les extensions au modèle.

On peut estimer f_{NL} à partir du CMB pour plusieurs formes de non-gaussianité, par exemple les trois fondamentales : locale ($f_{\text{NL,loc}} = 2.7 \pm 5.8$), équilatérale ($f_{\text{NL,eq}} = -42 \pm 75$) et orthogonale ($f_{\text{NL,orth}} = -25 \pm 39$).

6.4.4.2 Isotropie et non-gaussianité

L'isotropie et la gaussianité des cartes ont été testées dans [Planck 2013, XIII]. Des anisotropies ont été trouvées, compatibles avec celles déjà observées par *WMAP* et avec la même significance, mais avec un plus grand niveau de confiance puisque la dynamique en ℓ est bien plus importante avec *Planck* qu'avec *WMAP*. Ces déviations à l'isotropie sont les suivantes :

- un alignement entre le quadrupôle (correspondant à $\ell = 2$) et le quadrupôle ($\ell = 3$),
- une asymétrie dans la puissance de l'hémisphère galactique Nord et Sud,
- une région avec moins de puissance que prévue, appellée *cold spot* (point froid).

Les tests de cohérence (par exemple en variant les masques, les fréquences, ou les méthodes de séparation de composantes) montrent que ces effets ne sont pas dus aux avant-plans galactiques ou aux sources extra-galactiques, hautement non-gaussian et anisotropes. De plus, l'accord entre les deux instruments de *Planck* et *WMAP* alors que ce sont trois expériences totalement indépendantes (les technologies utilisées sont différentes entre *Planck* HFI et LFI, cf chapitre 1) exclut un artefact d'origine instrumental ou d'avant-plans.

Des tests de gaussianité ont également été fait avec des statistiques sur des ondelettes sur la sphère ou le bispectre (corrélation à trois points). Ces "anomalies" sont présentes ($\pm 3\sigma$) dans le rayonnement fossile, la question de leur interprétation reste ouverte.

6.4.4.3 Résultats Planck2013 sur les modèles de Bianchi

Parmi les nombreux modèles d'Univers allant au delà du principe cosmologique, citons les modèles de type Bianchi VII_{*h*}. Il s'agit d'un modèle qui relâche l'hypothèse de l'anisotropie, en imposant une rotation de l'espace à la vitesse angulaire ω et un cisaillement. Le modèle a un paramètre libre x , qui décrit l'échelle de distance comobile à laquelle l'axe de rotation et de cisaillement changent d'orientation. Au final, ce modèle est paramétré par $\Theta_B = (\Omega_\Lambda, \Omega_m, x, (\omega/H)_0, \alpha, \beta, \gamma)$, l'orientation de l'axe de rotation étant également libre, fixée par (α, β, γ) . Le modèle standard étant lui paramétré par $\Theta_C = (A_s, n_s, \tau, \Omega_b h^2, \Omega_{\text{cdm}} h^2, \Omega_\Lambda, \Omega_K)$, une analyse bayesienne [Planck Collaboration, 2013j] montre que

- si Θ_C et Θ_B sont ajustés simultanément mais découpés (modèle phénoménologique), les données favorisent l'inclusion d'une telle structure, mais les paramètres cosmologiques "standard" obtenus ne sont pas cohérents avec d'autres contraintes
- si Θ_C et Θ_B sont ajustés simultanément mais couplés (modèle physique), les données ne favorisent plus l'inclusion d'une telle structure.

La vorticité de tels modèles est $(\omega/H)_0 < 8.1 \times 10^{-10}$, à 95% de niveau de confiance.

6.5 Conclusion

Planck a été conçu pour tester le modèle de concordance et améliorer notre connaissance des mécanismes à l'origine des structures. Le parfait fonctionnement des instruments et une analyse rigoureuse a permis de remplir ce contrat. *Planck*, et en particulier l'instrument HFI, n'offre aucun soutien à une extension du modèle de concordance à six paramètres. Cette description fait appel à des paramètres connus avec une précision de l'ordre du pourcent.

C'est toute la cosmologie et toute l'astrophysique extragalactique qui bénéficie de ces connaissances précises, permettant de mieux cerner d'autres aspects. La physique de l'Univers primordial est enfin sérieusement contrainte et les anomalies aux grandes échelles angulaires appellent d'autres études.

Troisième partie

Histoire de l'ionisation de l'Univers

7

L'annihilation de matière noire lors de la recombinaison

Sommaire

7.1	L'équation de Boltzmann	129
7.2	La recombinaison	130
7.2.1	L'équation de Saha pour la recombinaison	130
7.2.2	La dynamique de la recombinaison au-delà de l'équilibre : l'atome à trois niveaux de Peebles	131
7.2.3	Le découplage	133
7.2.4	Ionisation(s) de l'Hélium	133
7.3	La matière noire	134
7.3.1	Motivations	134
7.3.2	Particules reliques et "miracle des WIMP"	134
7.3.3	Paramétrisation de l'ajout d'énergie dans le plasma primordial	135
7.4	Impact sur l'ionisation et l'histoire thermique de l'Univers	137
7.5	Influence de l'incertitude des $\chi_{i,\alpha,h}$ sur la reconstruction de p_{ann}	140
7.5.1	Motivation	140
7.5.2	Méthode	140
7.5.3	Résultats	142
7.6	Conclusion	142

Une fois fixés les paramètres cosmologiques, l'Univers décrit au chapitre 6 va passer par plusieurs phases au cours du temps. Son évolution repose sur les équations d'Einstein qui décrivent l'interaction de ses différents composants avec la métrique, mais aussi des équations de Boltzmann qui décrivent l'évolution thermodynamique d'un grand nombre de particules.

Je me suis intéressé dans cette dernière partie à l'histoire de l'ionisation de l'Univers. Si le dernier chapitre traitera de la Réionisation, le présent chapitre traite de l'hypothétique annihilation de matière noire. En effet, elle pourrait influencer dès la formation du CMB son spectre.

La compréhension de l'histoire thermique de l'Univers fait appel à des notions de thermodynamique à l'équilibre et hors équilibre que je présenterai brièvement à la section 7.1. Puis nous verrons les deux applications que sont la recombinaison à la section 7.2, puis le gel d'hypothétiques particules de matière noire à la section 7.3. Enfin, je présenterai le rôle de cette

annihilation sur l'ionisation de l'Univers dans la section 7.4, et plus particulièrement l'impact des incertitudes sur la répartition de la déposition de l'énergie en 7.5.

7.1 L'équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann décrit l'évolution d'une population de particules soumises à des interactions et ayant une fonction de distribution $f(\mathbf{p}, T)$. On l'écrit sous forme générique

$$\mathcal{L}[f] = \mathcal{C}[f], \quad (7.1)$$

où \mathcal{L} est l'opérateur de Liouville, qui exprime qu'en l'absence d'interaction la densité se conserve par unité de volume comobile. Il s'écrit donc dans cette hypothèse (voir [Peter et Uzan, 2005] pour une démonstration avec le formalisme de la relativité générale)

$$\mathcal{L}[f] = a^{-3} \frac{d(na^3)}{dt}, \quad (7.2)$$

où $n = \int f(\mathbf{p}, T) d^3\mathbf{p} \cdot (2\pi)^{-3}$ est la densité.

Le terme de collision rend compte de la création et de la destruction des particules. Dans le cadre de l'interaction simple¹ du type $1 + 2 \longleftrightarrow 3 + 4$, il s'écrit

$$\mathcal{C}[f_1] = \frac{g_1 \cdots g_4}{(2\pi)^8} \int \frac{d^3\mathbf{p}_1}{2E_1} \cdots \frac{d^3\mathbf{p}_4}{2E_4} \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |\mathcal{M}|^2 (f_3 f_4 - f_1 f_2), \quad (7.3)$$

où les g_i sont les facteurs de dégénérescence (voir par exemple [Peter et Uzan, 2005]), et l'amplitude venant de la matrice de transition \mathcal{M} dépend de l'interaction fondamentale en question. On a ici négligé les effets quantiques différenciant les bosons des fermions (ce qui est légitime pour les applications qui vont suivre), et dans cette limite, les fonctions de distribution sont de la forme $f \propto \exp[(\mu - E)/T]$, où μ est le potentiel chimique et $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$ l'énergie. On peut donc écrire pour toutes les espèces en présence

$$n_i = e^{\mu_i/T} \bar{n}_i, \quad \text{avec } \bar{n}_i \stackrel{\text{def}}{=} n_i[\mu_i = 0], \quad (7.4)$$

et le dernier terme de l'équation 7.3 s'écrit alors

$$f_3 f_4 - f_1 f_2 = e^{-(E_3 + E_4)/T} \left(\frac{\bar{n}_3 \bar{n}_4}{\bar{n}_3 \bar{n}_4} - \frac{\bar{n}_1 \bar{n}_2}{\bar{n}_1 \bar{n}_2} \right). \quad (7.5)$$

Cela permet de simplifier l'équation de Boltzmann en

$$a^{-3} \frac{d(n_1 a^3)}{dt} = \bar{n}_1 \bar{n}_2 \langle \sigma v \rangle \left(\frac{\bar{n}_3 \bar{n}_4}{\bar{n}_3 \bar{n}_4} - \frac{\bar{n}_1 \bar{n}_2}{\bar{n}_1 \bar{n}_2} \right) \quad (7.6)$$

où l'on a introduit la section efficace moyennée thermiquement $\langle \sigma v \rangle$, définie par

$$\langle \sigma v \rangle \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{\bar{n}_1 \bar{n}_2} \int \frac{d^3\mathbf{p}_1}{2E_1} \cdots \frac{d^3\mathbf{p}_4}{2E_4} \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |\mathcal{M}|^2 \frac{e^{-(E_1 + E_2)/T}}{(2\pi)^8}. \quad (7.7)$$

L'équation de Boltzmann 7.6 est donc une équation différentielle pour les densités, dont on peut voir que le premier terme est de l'ordre de n_1/t , soit typiquement $n_1 H$ puisque le

1. parce qu'elle ne fait intervenir que quatre espèces, mais aussi parce qu'elle est réversible : c'est l'invariance par $\hat{\mathcal{CP}}$ qui garantit que $|\mathcal{M}|^2$ seul permet de décrire l'interaction.

temps cosmologique typique est H^{-1} [Dodelson, 2003]. Le second terme est lui de l'ordre de $n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle$, que l'on peut noter $n_1 \Gamma$ où Γ est le taux de réaction. Ainsi, si le taux de réaction est plus grand que le taux d'expansion, la seule façon de maintenir l'équation 7.6 est d'avoir

$$\frac{n_3 n_4}{n_3 \bar{n}_4} = \frac{n_1 n_2}{n_1 \bar{n}_2}. \quad (7.8)$$

Le système est à l'équilibre chimique puisque cela est équivalent à $\mu_1 + \mu_2 = \mu_3 + \mu_4$ d'après la définition 7.4. On appelle l'équation 7.8 l'équation de Saha [Saha, 1920, Rybicki et Lightman, 2008].

Dans la suite, on va s'intéresser aux deux cas particuliers suivants :



7.2 La recombinaison

Contrairement à ce qu'il semble indiquer, le terme de **recombinaison** désigne la **première** fois que les électrons et les protons forment des noyaux, c'est-à-dire l'instant où l'état $H + \gamma$ est thermodynamiquement plus probable que l'état $p + e$.

7.2.1 L'équation de Saha pour la recombinaison

Le potentiel chimique du photon étant nul, on a $\bar{n}_\gamma = n_\gamma$ et l'équation 7.8 pour la réaction $p + e \longleftrightarrow H + \gamma$ s'écrit donc

$$\frac{n_e n_p}{n_H} = \frac{\bar{n}_e \bar{n}_p}{\bar{n}_e}. \quad (7.10)$$

La neutralité de l'Univers nous impose de plus $n_e = n_p$, on peut ainsi introduire la densité d'électrons libres

$$x_e \stackrel{\text{def}}{=} \frac{n_e}{n_e + n_H} = \frac{n_p}{n_p + n_H}, \quad (7.11)$$

où le dénominateur est égal au nombre total de noyaux d'hydrogène². En revenant à la définition 7.4, on peut réécrire l'équation de Saha

$$\frac{x_e^2}{1 - x_e} = \frac{1}{n_e + n_H} \left[\left(\frac{m_e T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-E_I/T} \right], \quad (7.12)$$

où $E_I = m_e + m_p - m_H = 13.6$ eV est l'énergie de liaison de l'hydrogène. Une application numérique pour $T_0 = 2.73$ K et $n_0 = 1.124 \times 10^{-5} \Omega_{b0} h^2 \text{ cm}^{-3}$ s'écrit alors

$$\log_{10}(x_e^2 / (1 - x_e)) = 20.99 - \log_{10}(\Omega_{b0} h^2 (1 + z)^3 / 2) - 25050 / (1 + z). \quad (7.13)$$

On retrouve sur la figure 7.1 le comportement de l'équation de Saha, ainsi que la solution exacte dont on va parler à la section suivante.

On peut déjà noter que pour $k_b T \approx E_I = 13.6$ eV, la fraction d'ionisation x_e est extrêmement proche de 1. Cela s'explique par le nombre beaucoup plus important de photons que de baryons : les photons de la queue de distribution (de Wien) continuent à maintenir ionisés la quasi totalité des noyaux d'hydrogène, même si la grande majorité d'entre eux n'a plus l'énergie suffisante pour le faire. La recombinaison a lieu pour $k_b T \approx 0.3$ eV. Cette approximation prédit des valeurs de x_e très faible à bas z .

2. à cette époque, l'hélium est déjà complètement recombiné, comme on le verra en 7.2.4, ce qui permet cette approximation.

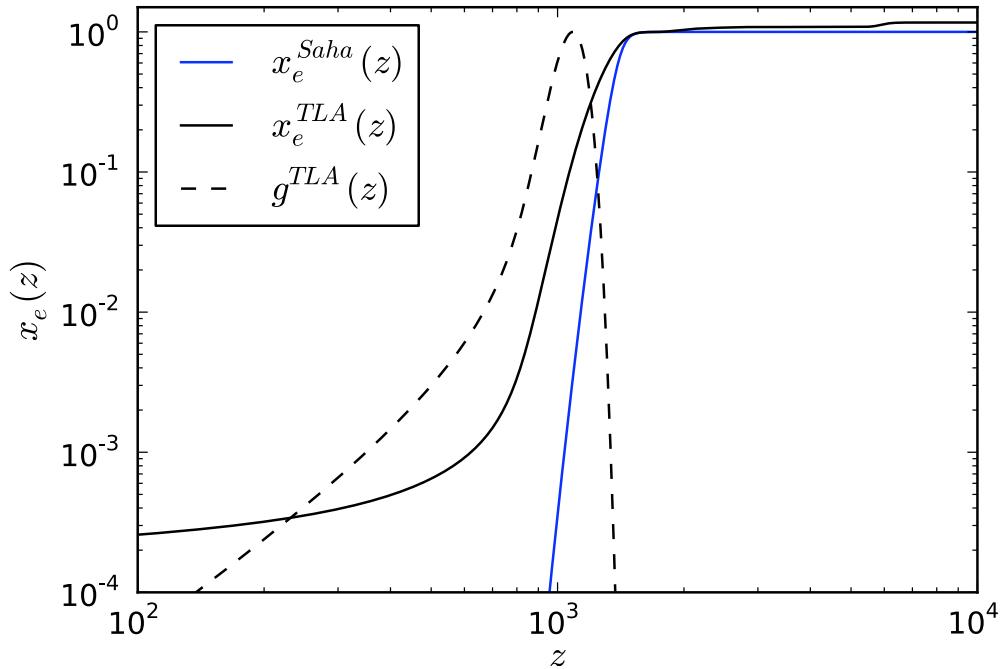


Figure 7.1 – Pour la recombinaison, différence entre la solution exacte (en noir) et la solution approchée de l'équation de Saha 7.13 (en bleu). On notera que pour la solution exacte, l'ionisation augmente de deux paliers jusqu'à dépasser 1.0 : cela est dû à l'hélium. La fonction de visibilité $g(z)$ est également montrée dans le cas exact (en tirets noirs, ramenée ici à 1 à son maximum). Elle est très piquée, ce qui permet de définir une “surface” de dernière diffusion autour de $z \approx 1\,080$.

7.2.2 La dynamique de la recombinaison au-delà de l'équilibre : l'atome à trois niveaux de Peebles

Au fur et à mesure que x_e décroît, le taux de la réaction décroît également, et l'équilibre devient de plus en plus difficile à maintenir [Peebles, 1968, Jones et Wyse, 1985]. On doit donc revenir à l'équation de Boltzmann 7.6, qui ici prend la forme

$$a^{-3} \frac{d(n_e a^3)}{dt} = \overline{n_e} \overline{n_p} \langle \sigma v \rangle \left(\frac{n_H}{\overline{n_H}} - \frac{n_e^2}{\overline{n_e} \overline{n_p}} \right). \quad (7.14)$$

En remarquant pour le terme de gauche que $n_e = n_b x_e$ ($n_b a^3$ étant constant), puis en remplaçant pour le terme de droite $n_H = n_b (1 - x_e)$ et en utilisant 7.4, on peut réécrire 7.14 en

$$n_b \frac{dx_e}{dt} = n_b \langle \sigma v \rangle \left\{ (1 - x_e) \left(\frac{m_e T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-E_I/T} - x_e^2 n_b \right\}. \quad (7.15)$$

On utilise les notations standard du taux d'ionisation β et taux de recombinaison $\alpha^{(2)}$, avec un coefficient C *a priori* unitaire pour écrire l'équation de Boltzmann pour la densité électronique

$$\frac{dx_e}{dt} = C \left[\beta(1 - x_e) - \alpha^{(2)} n_b x_e^2 \right], \quad (7.16)$$

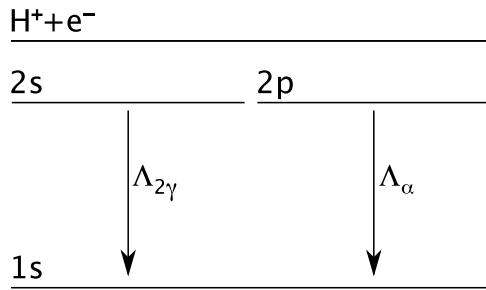
avec

$$\beta \stackrel{\text{def}}{=} \left(\frac{m_e T}{2\pi} \right)^{3/2} \alpha^{(2)} e^{-E_I/T}, \quad \text{et} \quad \alpha^{(2)} \stackrel{\text{def}}{=} \langle \sigma v \rangle. \quad (7.17)$$

L'approximation $\alpha^{(2)} = 9.78(e^4/m_e^2)\sqrt{E_I/T} \ln(E_I/T)$ est valable au pourcent jusqu'à $T = 6\,000$ K.

En fait, la recombinaison directement jusqu'à l'état $n = 1$ de l'atome d'hydrogène n'est globalement pas efficace : cela produit une série de photons ionisants qui vont immédiatement ioniser un atome neutre du voisinage laissant inchangée la fraction d'ionisation.

Peebles remarque que l'on peut se restreindre à un modèle effectif dans lequel l'atome d'hydrogène n'a que trois niveaux : le niveau fondamental $1s$, un niveau $2s - 2p$, et l'état $H^+ + e^-$ de l'atome ionisé. À partir de niveau excité $n = 2$, on peut atteindre le niveau $1s$ de deux manières :



- soit depuis l'état $2s$ en émettant deux photons, qui est un processus interdit au premier ordre. Son taux de réaction est donc faible : $\Lambda_{2\gamma} = 8.227 \text{ s}^{-1}$. Malgré cela, il s'agit du processus dominant.
- soit depuis l'état $2p$ en émettant un photon Lyman- α , à condition que la fréquence de ce photon soit suffisamment décalée vers le rouge avant de rencontrer un atome d'hydrogène, pour changer la section efficace d'interaction et ne pas interagir avec cet atome. Le taux de réaction est $\Lambda_\alpha = 8H/(\lambda_\alpha^3 n_{1s})$, où n_{1s} peut être remplacé par $(1 - x_e)n_b$.

Le coefficient C , qui représente la probabilité pour un électron à $n = 2$ d'atteindre l'état $n = 1$ avant d'être ionisé, s'écrit alors

$$C = \frac{\Lambda_\alpha + \Lambda_{2\gamma}}{\Lambda_\alpha + \Lambda_{2\gamma} + \beta^{(2)}} = \frac{1 + \frac{\Lambda_{2\gamma}}{8H} \lambda_\alpha^3 (1 - x_e) n_b}{1 + \frac{\Lambda_{2\gamma} + \beta^{(2)}}{8H} \lambda_\alpha^3 (1 - x_e) n_b}, \quad (7.18)$$

où $\beta^{(2)} \stackrel{\text{def}}{=} \beta \exp(\nu_\alpha/T)$ est le taux de production de photons Lyman- α dont l'énergie vaut $3E_I/4$ par la formule de Rydberg.

Pour décrire encore plus précisément la recombinaison, [Seager *et al.*, 1999] prend en compte les points suivants pour le code `recfast` :

- Introduction des transitions entre les différents niveaux excités et ceux entre les niveaux excités et les électrons libres. Certaines de ces transitions sont des processus stimulés [Einstein, 1916]. Cela est implementé avec un facteur *ad hoc* devant le coefficient C , ajusté pour reproduire les résultats des calculs exacts avec un grand nombre de niveaux.
- Pour les grands redshifts, les processus $2 \rightarrow 1$ (c'est-à-dire Lyman- α et le 2-photons decay) ont besoin d'être calculés très précisément, en prenant en compte les transferts radiatifs.

Tous ces effets font que la fraction d'ionisation résiduelle, c'est-à-dire $x_e(z \ll 1100)$, n'est pas aussi faible que dans le cas de l'équation de Saha, mais de l'ordre de quelques 10^{-4} .

7.2.3 Le découplage

Le découplage désigne l'époque où les photons ne sont plus liés à la matière baryonique, ce qui a deux effets notables : celle-ci peut s'effondrer gravitationnellement dans les trous formés par la matière noire³; et les photons peuvent circuler librement (ils ont un libre parcours moyen de la taille de l'Univers observable) pour former le fond diffus cosmologique que l'on observe aujourd'hui.

On construit pour décrire ce phénomène la fonction de visibilité $g(z)$, telle que la probabilité que la dernière diffusion d'un photon ait eu lieu entre z et $z + dz$ vaut $g(z)dz$.

Pour caractériser le taux d'interaction entre les photons et les électrons libres au temps conforme⁴ η , on définit l'*opacité*

$$\dot{\tau}(\eta) = n_e(\eta)\sigma_T a(\eta), \quad (7.19)$$

où a est le facteur d'échelle, σ_T est la section efficace du processus Thomson, et n_e la densité d'électrons libres. La probabilité pour un photon de diffuser sur un électron entre η et $\eta + d\eta$ est alors $\dot{\tau}(\eta)d\eta$. L'*épaisseur optique* entre η_{init} et η_0 est

$$\tau(\eta_0) = \int_{\eta_{init}}^{\eta_0} \dot{\tau}(\eta)d\eta, \quad (7.20)$$

telle que le rapport des intensités $\frac{I_0}{I_{init}}$ soit $\exp(-\tau(\eta_0))$ ⁵. La *fonction de visibilité* s'écrit avec ces définitions

$$g(\eta) = \dot{\tau}(\eta)\exp(-\tau(\eta)). \quad (7.21)$$

Comme on peut le voir sur la figure 7.1, le découplage, défini par le maximum de la fonction de visibilité $g(z)$, a lieu quand la majorité des atomes sont déjà formés⁶.

7.2.4 Ionisation(s) de l'Hélium

Nous avons négligé l'hélium dans ce chapitre : à la fin de la nucléosynthèse primordiale, il est présent dans les proportions massiques $Y_{He} \stackrel{\text{def}}{=} m_{He} / (m_{He} + m_H) \approx 0.24$ [Bernstein *et al.*, 1989]. Cela correspond à une première ionisation supplémentaire de

$$f_{He} = \frac{n_{He}}{n_H} = \frac{m_{He}}{\tilde{4} \cdot m_H} = \frac{Y_{He}}{\tilde{4} \cdot (1 - Y_{He})} \approx 0.08, \quad (7.22)$$

où l'on a utilisé $\tilde{4} \stackrel{\text{def}}{=} m_{He} / m_H = 3.97153$ [Lewis, 2011]. L'hélium est ionisé deux fois ($x_e \approx 1.16$) jusqu'à $z \approx 6000$, puis une fois ($x_e \approx 1.08$) jusqu'à $z \approx 2500$ [Switzer et Hirata, 2008]. Ces deux recombinaisons successives se font en bon accord avec l'équation de Saha.

Pour ce qui concerne la Réionisation, on considère que l'hélium se réionise en même temps que l'hydrogène (vers $z_r \approx 10$, *cf* partie 8), et que la seconde ionisation a lieu beaucoup plus tard, quand tout l'hydrogène est déjà réionisé vers $z \approx 3.5$. Cette seconde ionisation n'a que très peu d'impact sur les spectres en puissance C_ℓ .

3. C'est le *baryon drag*, qui a en fait lieu quelques unités de redshift après le découplage des photons, puisqu'il y a beaucoup plus de photons que de baryons [Hu et Sugiyama, 1996].

4. défini par $d\eta = dt/a(t)$

5. Pour l'épaisseur optique à la Réionisation $\tau_{réio}$, déjà évoquée au chapitre 6 et que l'on détaillera au chapitre 8, η_{init} correspond au tout début de la Réionisation, et η_0 à aujourd'hui. Ainsi, $\tau_{réio}$ est bien une mesure du nombre de photons diffusés pendant la Réionisation.

6. Comme le mentionne [Dodelson, 2003], on aurait un découplage même en l'absence de recombinaison (c'est-à-dire si $x_e = 1$ tout au long de l'histoire) à cause de l'expansion de l'Univers. C'est en fait le cas à cause de la Réionisation (que l'on verra plus en détail dans le chapitre 8) : la fraction d'ionisation redévient 1, et c'est le facteur d'échelle qui fait que cela est vu comme un pic dans la fonction de visibilité (en non comme un plateau) redéfinissant ainsi une "nouvelle" surface de dernière diffusion.

7.3 La matière noire

7.3.1 Motivations

Historiquement, ce sont les différences entre la dynamique des objets virialisés prévue à partir de leur matière "lumineuse" (étoiles) et celle observée qui a conduit à postuler l'existence de matière noire [Zwicky, 1937]. L'exemple le plus classique est celui de la courbe de rotation des galaxies [Rubin et Ford, 1970] : la vitesse de rotation v d'un objet sur une orbite keplérienne stable de rayon r est $v(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$ où $M(r)$ est la masse à l'intérieur de l'orbite. Ainsi, si on suppose que la luminosité est un traceur de la masse et que l'on considère un point à l'extérieur de la partie lumineuse de la galaxie, on devrait avoir $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$. Pour la plupart des galaxies, cette vitesse est au contraire constante, ce qui signifie qu'il existe un "halo sombre" avec une densité qui décroît en $\rho(r) \propto 1/r^2$ à partir d'un certain point⁷.

Si cette matière noire a pu être recherchée sous forme d'objets compacts de matière ordinaire n'émettant pas de rayonnement (par exemple [Renault, 1996]), on sait aujourd'hui qu'il s'agit nécessairement de matière hors du modèle standard (SM) des particules. En effet, comme on l'a vu au chapitre 6, la nucléosynthèse primordiale prévoit qu'à partir des abondances des éléments légers ($D, {}^3He, {}^4He, \dots$), on peut évaluer le rapport entre la densité de matière ordinaire⁸ et la densité de photons $\eta \stackrel{\text{def}}{=} n_b/n_\gamma \approx 5 \times 10^{-10}$. La mesure précise de n_γ par COBE permet d'estimer n_γ , et on a donc $\Omega_b \approx 0.04$. Ce résultat est à comparer à celui des supernovæ, permettant également de donner une limite sur le contenu en matière $\Omega_m = 0.269 \pm -0.015$ [Sullivan *et al.*, 2011]. La matière ordinaire n'explique donc pas tout le contenu sous forme de matière de l'Univers.

D'autre part, comme on l'a vu au chapitre 6 on peut également montrer l'existence de matière interagissant quasiment uniquement gravitationnellement grâce aux anisotropies du CMB seules, puisque la dynamique des ondes de pression dans le plasma à la recombinaison dépend à la fois de la densité de matière baryonique et de matière noire [Planck Collaboration, 2013f]. On trouve alors $\Omega_b \approx 0.048$ et $\Omega_{cdm} \approx 0.25$.

Si chacun de ces arguments en faveur de la présence de la matière noire est fort pris individuellement, c'est leur indépendance qui fait leur fiabilité.

Les candidats à la matière noire doivent être des particules stables (c'est-à-dire avoir une durée de vie suffisamment longue pour que leurs reliques puissent être toujours observées aujourd'hui), neutres (puisque sinon ils diffuseraient la lumière) et suffisamment massives (pour pouvoir servir de point de départ à la formation des structures). On appelle de telles particules des WIMPs (pour *Weakly Interacting Massive Particle*). Les théories de supersymétrie, qui associent à chaque particule un partenaire à la statistique (fermion ou boson) opposée, donnent naturellement de tels candidats. Notamment, la particule supersymétrique la plus légère pourrait être le neutralino, noté χ (voir la revue de [Particle Data Group, 2012] sur le sujet). Dans la suite, on notera de manière générique χ une particule de matière noire, et MS une particule du modèle standard.

7.3.2 Particules reliques et "miracle des WIMP"

On s'intéresse à la réaction $\chi + \bar{\chi} \longleftrightarrow l + l$, où l est une particule légère du modèle standard. Si les particules de matière noire χ étaient restées en équilibre thermique, leur abondance seraient supprimées en $\exp(-m_\chi/T)$ et on n'en observerait plus aujourd'hui. Il y a donc eu

7. et ce jusqu'à un certain rayon à partir duquel la chute de la densité doit être plus rapide, pour que la masse $M(r) = \int 4\pi r^2 \rho(r) dr \propto r$ contenue dans un rayon r donné reste finie.

8. appelée "baryons" en cosmologie, même si elle inclue également les leptons comme les électrons, qui sont de toute façon de masses négligeables.

un gel de l'annihilation de WIMP, qui dépend (*a priori*) de sa masse m_χ et de sa section efficace $\langle\sigma v\rangle$. Au-delà de la contrainte sur la proportion de matière noire Ω_{cdm} , la cosmologie peut donc aider à contraindre les propriétés fondamentales de cette hypothétique particule.

On suppose que les particules du modèle standard sont couplées avec le plasma, de sorte que leur potentiel chimique soit nul : $n_l = \bar{n}_l$. L'équation de Boltzmann 7.6 devient alors

$$\frac{d(na^3)}{dt} = \langle\sigma v\rangle \left(a^3 \bar{n}_\chi^2 - a^3 n_\chi^2 \right). \quad (7.23)$$

On introduit $Y \stackrel{\text{def}}{=} n_\chi T^3$ (et $\bar{Y} \stackrel{\text{def}}{=} \bar{n}_\chi T^3$), et, en notant que aT ne dépend pas du temps (puisque $a \propto T^{-1}$) l'équation précédente devient

$$\frac{dY}{dt} = T^3 \langle\sigma v\rangle \left(\bar{Y}^2 - Y^2 \right). \quad (7.24)$$

On utilise alors $x \stackrel{\text{def}}{=} m_\chi/T$ la variable "temporelle" adaptée à l'époque qui nous intéresse, en notant $dx/dt = Hx$. Le cas $x \ll 1$ correspond aux très hautes températures, pour lesquelles $Y \approx \bar{Y} \approx 1$. La production de matière noire arrive bien avant la fin de l'ère du rayonnement, pour laquelle $H \propto x^{-2}$. L'équation d'évolution devient alors

$$\frac{dY}{dx} = \frac{\lambda}{x^2} \left(Y^2 - \bar{Y}^2 \right), \quad \text{avec } \lambda \stackrel{\text{def}}{=} \frac{m_\chi^3 \langle\sigma v\rangle}{H(x=0)}. \quad (7.25)$$

L'équation 7.25 est une équation différentielle de Riccati, qui n'admet pas de solution analytique dans le cas général. Elle se résout numériquement, et on trouve que dans le cas des reliques froides (c'est-à-dire qui se découpent tandis que la particule est non-relativiste) la densité comobile de particules après le gel ne dépend que très faiblement de la masse :

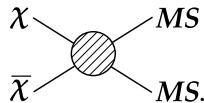
$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{0.1 \text{ pb} \cdot c}{\langle\sigma_A v\rangle}. \quad (7.26)$$

On peut donc estimer la section efficace d'annihilation des WIMPs pour avoir une densité relique qui corresponde avec la densité de matière observée aujourd'hui (voir la figure 7.2). Cette section efficace est de l'ordre de $\langle\sigma v\rangle \approx 10^{-39} \text{ cm}^2$, soit l'ordre de grandeur des sections efficaces de l'interaction faible : c'est le "miracle des WIMP".

Comme nous l'avons déjà mentionné, des particules avec de telles propriétés sont prédites par les théories supersymétriques [Cirelli *et al.*, 2011]. Notons que les récents résultats du LHC ne conduisent pas à leur mise en évidence : aucun excès au dessus du modèle standard de la physique des particules n'a été vu par ATLAS ou CMS (voir par exemple [Mann, 2013], qui utilise environ 22 fb^{-1} de données pour une énergie de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ dans le centre de masse). Toutefois, ces résultats dépendent du modèle utilisé, et de diverses hypothèses.

7.3.3 Paramétrisation de l'ajout d'énergie dans le plasma primordial

Comme nous l'avons vu à la section 7.2, le scénario standard de la formation de la surface de dernière diffusion fait intervenir la formation de l'atome d'hydrogène à partir d'un électron et d'un proton, ainsi que la dilution de la matière par l'effet du facteur d'échelle, sans ajout d'énergie au milieu. Ce n'est plus le cas si l'on accepte l'hypothèse de l'annihilation de matière noire selon le diagramme



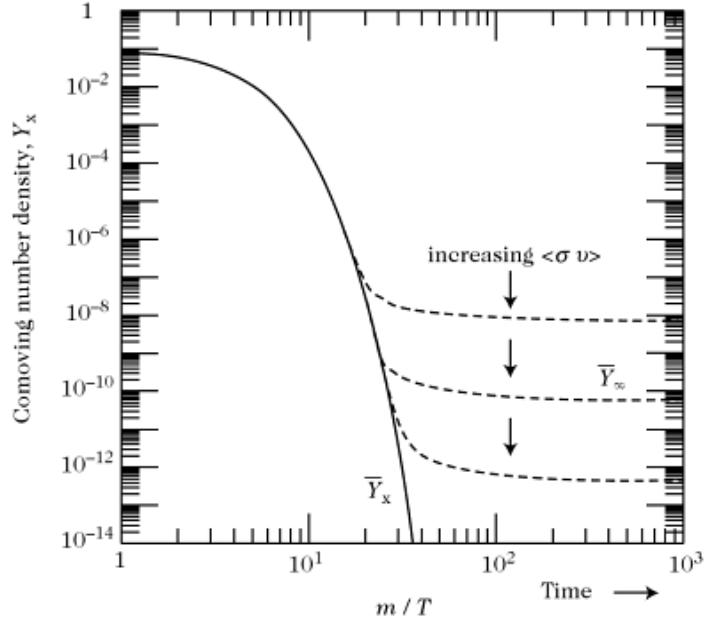


Figure 7.2 – Densité numérique comobile Y_χ des WIMPs en fonction de $x = m_\chi/T$. On voit l’effet du gel pour trois différents $\langle\sigma v\rangle$, et la solution de l’équilibre \bar{Y}_χ pour laquelle la densité est exponentiellement amortie. Figure de [Peter et Uzan, 2005].

Une telle interaction est très peu probable si χ est une particule de Dirac (c’est-à-dire si $\chi \neq \bar{\chi}$), du fait de l’asymétrie entre matière et antimatière. L’annihilation de deux particules va donner une cascade de particules du modèle standard [Cirelli *et al.*, 2011] qui va interagir avec le milieu.

L’énergie par unité de volume et de temps apportée au milieu par l’annihilation de deux particules est le produit de l’énergie $E_{1\text{ann}} = 2m_\chi c^2$ relâchée par une seule annihilation de deux particules de masse m_χ ; du nombre d’annihilations par unité de temps et de volume $dn_{\text{ann}}/dVdt$; et d’un facteur $f(z) \leq 1$ qui traduit l’efficacité du processus, c’est-à-dire la fraction d’énergie effectivement absorbée par le gaz. Elle est strictement inférieure à 1 dans le cas d’une annihilation donnant des neutrinos, par exemple. Ce facteur peut dépendre du redshift, par exemple parce que les rapports d’embranchements des processus peuvent varier avec la température.

On a donc

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dVdt} &= E_{1\text{ann}} \times dn_{\text{ann}}/dVdt \times f(z) \\ &= 2m_\chi c^2 \times \frac{1}{2} \langle\sigma v\rangle \left(\frac{\Omega_{\text{cdm}} \rho_{\text{crit}} (1+z)^3}{m_\chi} \right)^2 \times f(z) \\ &= c^2 \Omega_{\text{cdm}}^2 \rho_{\text{crit}}^2 (1+z)^6 p_{\text{ann}} \end{aligned}$$

On a isolé du terme ne dépendant que de paramètres cosmologiques “traditionnels” un terme

$$p_{\text{ann}}(z) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\langle\sigma v\rangle}{m_\chi} f(z) \quad (7.27)$$

qui paramétrise l’injection d’énergie de la matière noire dans le plasma. Par exemple, l’énergie

déposée par une densité relique de type WIMP⁹ de masse 100 GeV avec $f(z) = 1$ correspond à $p_{\text{ann}} \simeq 3 \times 10^{-28} \text{ cm}^3/\text{s}/\text{GeV} \simeq 1.7 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}/\text{kg}$, défini par [Zhang *et al.*, 2006] (voir aussi [Particle Data Group, 2012, Finkbeiner *et al.*, 2012, Galli *et al.*, 2011, Slatyer *et al.*, 2009]).

Notons que la matière noire, qu'elle soit une particule de Dirac ou de Majorana, peut également spontanément décroître (*decay*) en une cascade de particules. Mais pour en voir les effets sur le CMB, il faut très finement ajuster son temps de vie τ de sorte qu'il soit proche de l'âge de l'Univers, car trop court, il n'y aurait plus de matière noire, et trop long, il n'y aurait aucun ajout d'énergie au milieu.

Dans le cas de décroissance de matière noire, la probabilité d'événement est proportionnelle à la densité (et non plus à son carré), et on va avoir de même

$$\frac{dE}{dVdt} = p_{\text{dec}} c^2 \Omega_{\text{cdm}} \rho_{\text{crit}} (1+z)^3 \quad (7.28)$$

avec $p_{\text{dec}} = f(z)/\tau$ où τ est le temps de vie.

7.4 Impact sur l'ionisation et l'histoire thermique de l'Univers

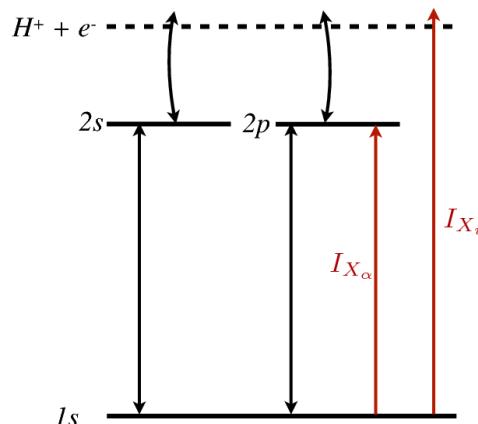


Figure 7.3 – Impact de l'apport d'énergie sur l'état de l'hydrogène. Figure de [Giesen *et al.*, 2012].

L'apport d'énergie au milieu se fait de trois façons (cf [Giesen *et al.*, 2012]) :

- une fraction χ_i de cette énergie est absorbée par ionisation, c'est-à-dire passer du niveau 1s de l'hydrogène à l'état libre $H^+ + e^-$,
- une fraction χ_α de cette énergie est absorbée par excitation (ou *scintillation*) des atomes, c'est-à-dire passer du niveau 1s au niveau 2p (transition Lyman- α , d'où la notation).
- une fraction χ_h est dissipée en chaleur, par interaction de type Coulomb avec les électrons et les noyaux.

On a $\chi_i + \chi_\alpha + \chi_h = 1$. Suivant l'état d'ionisation x_e du milieu, ces fractions vont changer : typiquement, si le plasma est complètement ionisé ($x_e = 1$ pour l'hydrogène), on va avoir $\chi_i = \chi_\alpha = 0$. Historiquement, c'est pour comprendre l'émission des quasars que Shull et van Steenberg [Shull et van Steenberg, 1985] ont calculé ces différentes fractions à partir de simulations Monte-Carlo et des sections efficaces disponibles. Contrairement à ce qui existait auparavant, leurs simulations prennent en compte les électrons secondaires, qui vont à leur tour exciter/ioniser/chauffer le plasma. Cette étude a été reprise et améliorée, par exemple

9. c'est-à-dire satisfaisant l'équation 7.26, donc $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-32} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$

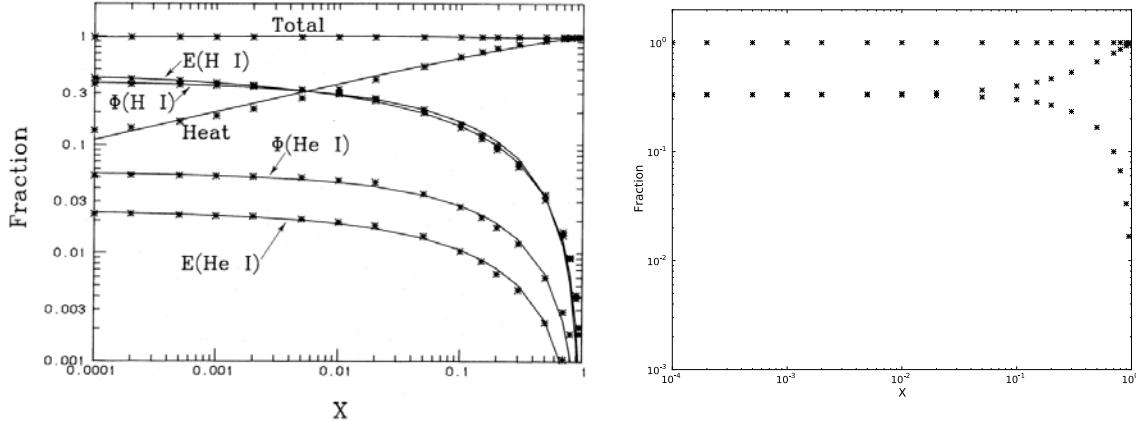


Figure 7.4 – Gauche : Fraction d'énergie déposée dans un plasma par un électron de plusieurs keV en ionisation ϕ , excitation E et chaleur, en fonction de la fraction d'ionisation. Figure de [Shull et van Steenberg, 1985]. Droite : Approximation faite par les codes de Boltzmann pour voir l'impact sur le CMB. De haut en bas : total, chaleur, puis ionisation et excitation (qui ont la même contribution).

par [Valdés *et al.*, 2010] et [Furlanetto et Stoever, 2010] (cette dernière utilisant même une énergie de la particule primaire plus élevée, et donc introduisant plus de processus).

[Shull et van Steenberg, 1985] ont proposé un ajustement à trois paramètres meilleur que 2 % sur les résultats de leurs simulation, pour chacun des cinq canaux : ionisation de l'hélium et de l'hydrogène, excitation de l'hélium et de l'hydrogène, et chaleur, soit 12 paramètres puisque la somme des cinq contributions doit être unitaire. On peut voir sur la figure (7.4, gauche), les résultats de la simulation par Monte-Carlo et cet ajustement.

L'usage pour le CMB est d'utiliser une paramétrisation beaucoup plus simple pour quantifier ces fractions : on considère déjà qu'à l'époque considérée l'hélium est totalement ionisé, et on ne s'intéresse donc qu'à l'hydrogène. Il a été montré dans [Galli *et al.*, 2011] que cette approximation ne change pas l'information que l'on peut tirer sur p_{ann} . On considère ensuite que les $\chi_{i,\alpha}$ sont des fonctions affines de $x_H = n_e/n_H$, qui sont nulles pour $x_H = 1$. Il vient alors

$$\begin{aligned}\chi_i(x_H) &= \chi_i^0(1 - x_H) \\ \chi_\alpha(x_H) &= \chi_\alpha^0(1 - x_H) \\ \chi_h(x_H) &= x_H(1 - \chi_h^0) + \chi_h^0,\end{aligned}$$

où tous les paramètres $\chi_{i,\alpha,h}^0 = \chi_{i,\alpha,h}(0) = 1/3$ sont égaux, ce qui signifie que pour un gaz totalement neutre, un tiers de l'énergie part dans chaque canal. Cette hypothèse sera dorénavant appelée "hypothèse 1/3".

L'apport d'énergie par tranche de redshift se traduit par une augmentation [Giesen *et al.*, 2012]

– de l'ionisation (directement) selon

$$I_{X_i}(z) = -\frac{\chi_i(z)}{(1+z)H(z)n_H(z)E_i} \frac{dE}{dVdt}$$

– de l'ionisation (indirectement) selon

$$I_{X_\alpha}(z) = -\frac{(1-C(z))\chi_i(z)}{(1+z)H(z)n_H(z)E_\alpha} \frac{dE}{dVdt},$$

car l'apport d'énergie par excitation se traduit par une modification du coefficient C de l'atome de Peebles défini par 7.18, qui représente la probabilité pour un électron à $n = 2$ d'atteindre l'état $n = 1$ avant d'être ionisé.

– de la température selon

$$\frac{dT_M}{dt} \Big|_{DM} = \frac{2\chi_h}{3k_B n_H (1 + f_{He+x_e})} \frac{dE}{dVdt} \Big|_{DM}.$$

Les algorithmes de recombinaison (recfast, hyrec) dans les logiciels CLASS et CAMB¹⁰ ont donc pour implémentation $\chi_i = \chi_\alpha = (1 - x_e)/3$ et $\chi_h = (1 - 2x_e)/3$. La figure 7.5 présente le résultat pour $p_{\text{ann}} = 10^{-5}$ (exagérément élevé pour mieux en voir l'effet). CLASS inclut également la prise en compte de l'effet de l'augmentation de densité locale due à la formation des premières structures [Giesen *et al.*, 2012], un peu avant la Réionisation. Cet effet n'est pas pris en compte sur cette figure, mais le sera dans la suite.

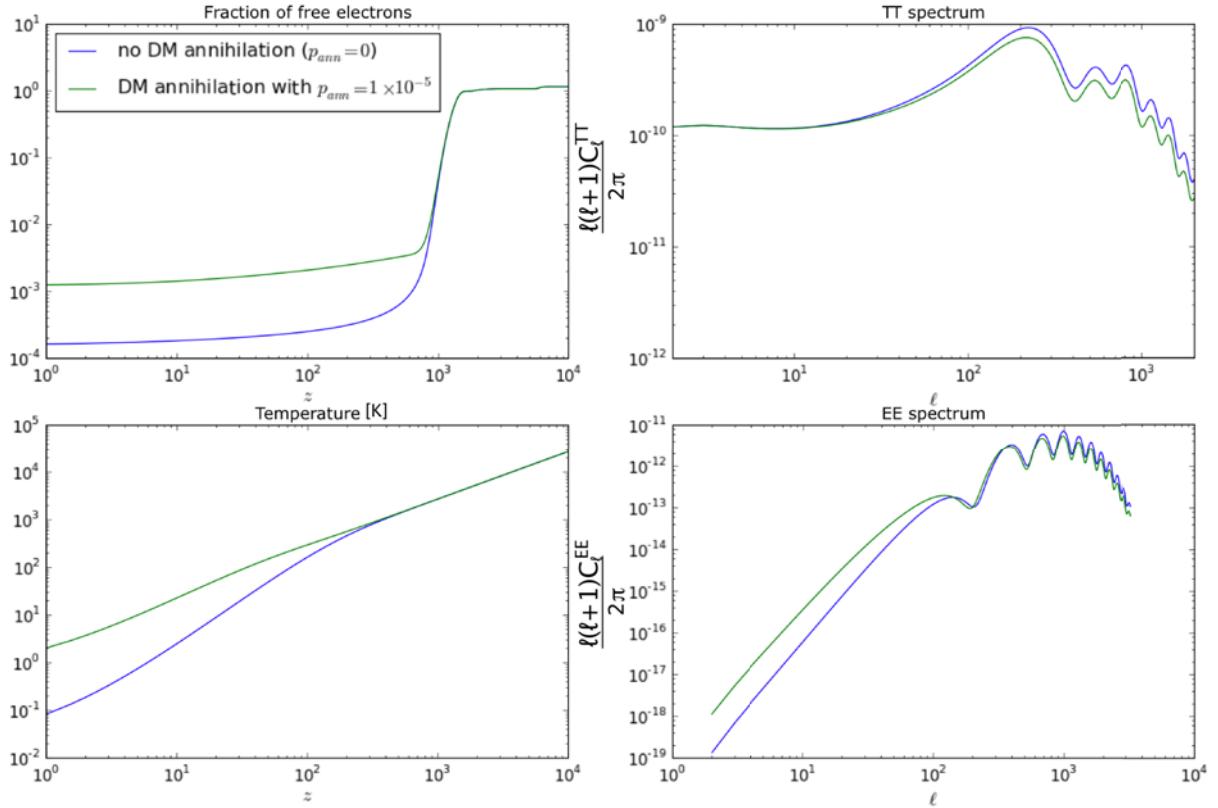


Figure 7.5 – Gauche : Impact de l'annihilation de matière noire sur l'histoire thermique (bas) et l'ionisation de l'Univers (haut). Droite : Impact sur les anisotropies du CMB en température (haut) et en polarisation (bas). p_{ann} est ici en $\text{m}^3/\text{s/kg}$.

Plusieurs études ont été faites sur la dépendance de f en z : une analyse en composantes principales de [Finkbeiner *et al.*, 2012], permet de montrer que $f(z)$ est surtout sensible à la première composante, centrée autour de $z \approx 600$. Une analyse plus simple de [Giesen *et al.*, 2012] (avec une paramétrisation par une parabole pour $z \in [30, 2500]$, et deux constantes avant et après) permet de confirmer ce résultat.

10. Voir l'annexe B à ce sujet

7.5 Influence de l'incertitude des $\chi_{i,\alpha,h}$ sur la reconstruction de p_{ann}

7.5.1 Motivation

L'intérêt de la compréhension de la forme sous laquelle une particule incidente dépose son énergie n'est évidemment pas limitée à l'annihilation de matière noire dans le plasma primordial. C'est également le cas, par exemple, de la détection directe de matière noire, pour laquelle on cherche à mesurer un processus $\chi \text{ MS} \leftrightarrow \chi \text{ MS}$ par la mesure du recul d'un noyau. On définit le *quenching en ionisation* comme le rapport entre l'énergie déposée en ionisation par un noyau et par celle mesurée précédemment pour l'électron de la même énergie cinétique. La mesure est assez complexe et la théorie, introduite par [Lindhard *et al.*, 1963], fait trop d'hypothèses simplificatrices pour pouvoir être prédictive.

Nous avons donc choisi de nous intéresser plutôt à l'incidence de cette incertitude sur les paramètres $\chi_{i,\alpha,h}^0$ sur la contrainte sur p_{ann} .

7.5.2 Méthode

Dans le cadre de cette étude, j'ai utilisé CLASS dans lequel j'ai modifié l'implémentation de hyrec (hyrec et recfast ayant des résultats identiques pour cette application, *cf* [Giesen *et al.*, 2012]), pour permettre des variations des paramètres χ_i^0 , χ_α^0 et χ_h^0 en gardant leur somme constante à 1. On calcule les spectres théoriques (C_ℓ^{TT}) pour la grille suivante :

```
Chi_0s = [0.35,0.38,0.41,0.44,0.47,0.5,0.53,0.56,0.59,0.62,0.65]
panns = [2e-3,3e-3,4e-3,5e-3,6e-3,7e-3,8e-3,9e-3,\n
          1e-2,2e-2,3e-2,4e-2,5e-2,6e-2,7e-2,8e-2,9e-2,\n
          1e-1,2e-1,3e-1,4e-1,5e-1,6e-1,7e-1,8e-1,9e-1,\n
          1e+0,2e+0,3e+0,4e+0,5e+0,6e+0,7e+0,8e+0,9e+0,\n
          1e+1,2e+1,3e+1,4e+1,5e+1,6e+1,7e+1,8e+1,9e+1].
```

Pour un modèle donné, on calcule les vraisemblances \mathcal{L}_i

$$-2 \log(\mathcal{L}_i) = \sum_{\ell=2}^{\ell_{\text{max}}} \left(\frac{C_\ell^{\text{modèle } i} - C_\ell^{\text{data}}}{\text{erreur}} \right)^2 \Big/ (\ell_{\text{max}} - 1) \quad (7.29)$$

pour chaque point $i = \{\chi_i^0, \chi_\alpha^0, p_{\text{ann}}\}$ de la grille.

L'erreur a été simulée à partir de la différence FIRST-LAST d'une carte de *Planck* (voir la section 4.1). La simulation de *Planck* est obtenue avec les paramètres cosmologiques de WMAP9, $\chi_i^0 = 0.41$ et $\chi_\alpha^0 = 0.41$. On a laissé p_{ann} varier pour étudier les différentes hypothèses. Dans les différents cas ci-dessous, on compare nos résultats avec la limite supérieure obtenue à partir de WMAP7+ACT, $p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}} \approx 1.7 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ [Galli *et al.*, 2011].

Je présente ici trois cas (les simulations ont été faites pour tous les paramètres p_{ann} de la grille) $p_{\text{ann}} \gg p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$, $p_{\text{ann}} \approx p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$ et $p_{\text{ann}} \ll p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$ pour vérifier :

1. si l'hypothèse 1/3 biaise la reconstruction de p_{ann} ,
2. si une reconstruction de p_{ann} en marginalisant sur les fractions $\chi_{i,\alpha,h}^0$ dégrade significativement la barre d'erreur par rapport à l'hypothèse 1/3,
3. s'il est possible de retrouver les fractions $\chi_{i,\alpha,h}^0$, c'est-à-dire de ne plus les considérer comme des paramètres de nuisance.

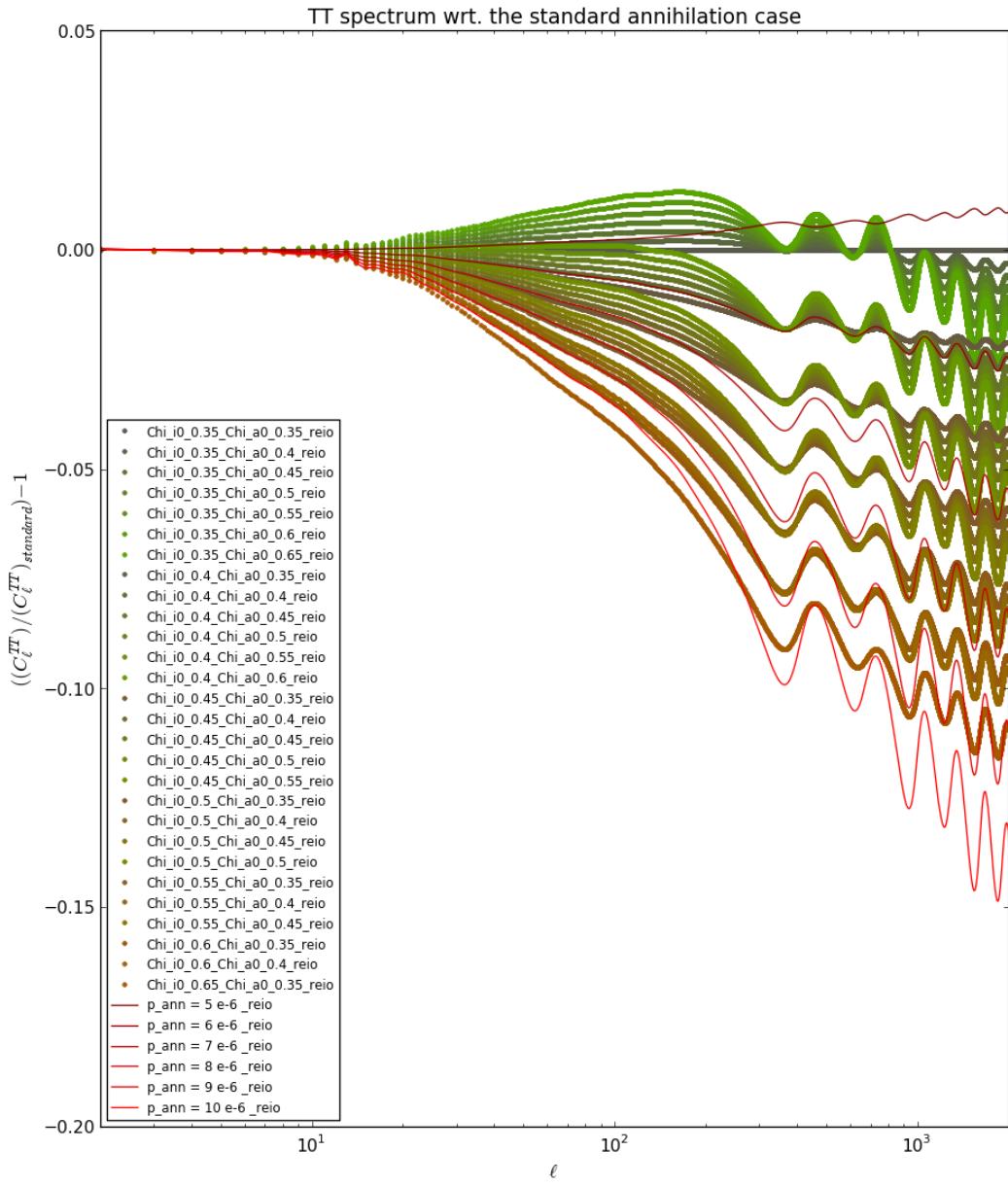


Figure 7.6 – Effet sur le spectre d'une variation des $\chi_{i,\alpha,h}^0$ pour un p_{ann} fixé, et d'une variation des p_{ann} pour un ensemble de $\chi_{i,\alpha,h}^0$ fixé. On présente la différence relative au modèle de référence, soit pour le p_{ann} fixé au p_{ann} standard de $5 \cdot 10^{-6}$, l'échelle de couleurs (en RVB) est telle que la fraction de rouge (resp. vert et bleu) soit proportionnelle à la fraction χ_i^0 (resp. χ_α^0 et χ_h^0). Pour $\chi_{i,\alpha,h}^0$ fixés à 35 %, 35 %, 30 % (hypothèse 1/3), p_{ann} varie de $5 \cdot 10^{-6}$ (en haut) à $1 \cdot 10^{-5}$ (en bas).

7.5.3 Résultats

Dans chacun des cas $p_{\text{ann}} \gg p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$, $p_{\text{ann}} \approx p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$ et $p_{\text{ann}} \ll p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$, on présente dans les pages suivantes

- la grille de vraisemblance dans l'espace des paramètres $(p_{\text{ann}}, \chi_i^0, \chi_\alpha^0)$. La section de cette grille dans le plan χ_i^0, χ_α^0 est un triangle du fait de l'inégalité $\chi_i^0 + \chi_\alpha^0 \leq 1$, la diagonale représentant donc les points pour lesquels χ_h^0 est nul.
- la reconstruction de p_{ann} en marginalisant sur tous les χ , ainsi qu'une reconstruction avec l'hypothèse 1/3.
- la vraisemblance dans la tranche où p_{ann} est maximale, pour indiquer le niveau de crédibilité d'une éventuelle reconstruction des χ , pour un p_{ann} donné.

7.5.3.1 Cas $p_{\text{ann}} = 20 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \gg p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$

C'est le cas (d'école) le plus favorable, dans le sens où une bonne reconstruction de p_{ann} sera plus facile, et donc une éventuelle reconstruction de $(\chi_i^0, \chi_\alpha^0, \chi_h^0)$ devrait être envisageable. La figure 7.8 montre clairement que les deux hypothèses (marginalisation ou prior correct sur $(\chi_i^0, \chi_\alpha^0, \chi_h^0)$) permettent de retrouver aussi bien le bon paramètre p_{ann} . Par contre, il apparaît sur la figure 7.9 que s'il est possible d'obtenir une contrainte (faible) sur χ_i^0 ,

$$0.38 < \chi_i^0 < 0.55 \quad (68\% \text{ CL}) \quad (7.30)$$

avec le prior $\chi_i^0 \leq 0.38$, on ne peut rien dire sur χ_α^0 .

La grille complète est représentée sur la figure 7.7.

7.5.3.2 Cas $p_{\text{ann}} = 2 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \approx p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$

Dans le cas où p_{ann} est très proche de la valeur exclue par WMAP, la reconstruction par *Planck* permet de retrouver le bon p_{ann} . Il y a par contre peu de différence entre la marginalisation sur les $\chi_{i,\alpha}^0$ et l'hypothèse 1/3. Aucune reconstruction des fractions $\chi_{i,\alpha,h}^0$ n'est envisageable dans ce cas.

7.5.3.3 Cas $p_{\text{ann}} = 0.2 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \ll p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$

Dans ce cas pessimiste, on peut mettre comme limite $p_{\text{ann}} < 2 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$, avec les deux hypothèses. C'est la limite de WMAP. Aucune reconstruction des fractions n'est envisageable.

7.6 Conclusion

J'ai montré que les hypothèses que l'on fait sur la façon exacte dont l'énergie de l'annihilation de matière noire s'injecte dans le plasma primordial ne sont pas cruciales pour reconstruire le paramètre p_{ann} . En effet, une erreur sur les paramètres $\chi_{i,\alpha,h}$ dans les algorithmes permettent de retrouver pour p_{ann} une valeur compatible avec la valeur mise en entrée, ou au moins de placer des limites équivalentes dans le cas où seule une limite peut être placée.

Très récemment, [Galli *et al.*, 2013] a utilisé les fractions à partir de [Valdés *et al.*, 2010], et trouve également que l'approximation de [Shull et van Steenberg, 1985] ne met pas en danger la détection de matière noire, et ne modifie pas significativement les limites que l'on peut mettre en son absence.

En revanche, encore plus récemment (1 juillet 2013), [Rijo et Forteza, 2013] fait remarquer qu'un processus (la ré-absorption $2p \rightarrow 1s$) n'est pas pris en compte dans les algorithmes de recombinaison, ce qui change x_e de 2 % autour de $z \approx 1100$, et pourrait avoir des conséquences non triviales pour les paramètres cosmologiques.

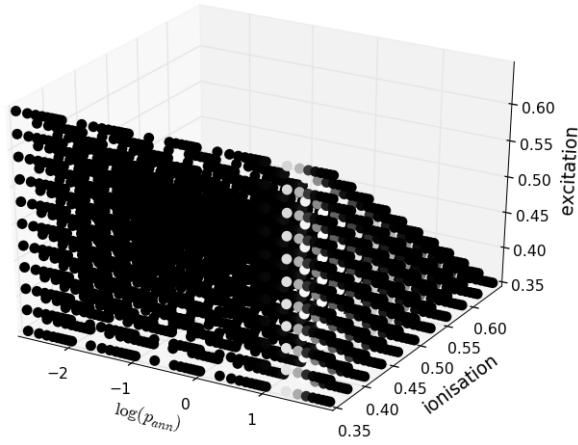


Figure 7.7 – Grille de vraisemblance pour le cas $p_{\text{ann}} = 20 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{s}^{-1} \text{kg}^{-1} \gg p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$. La vraisemblance est indiquée par la couleur $\mathcal{L}_i \propto$ niveau de gris.

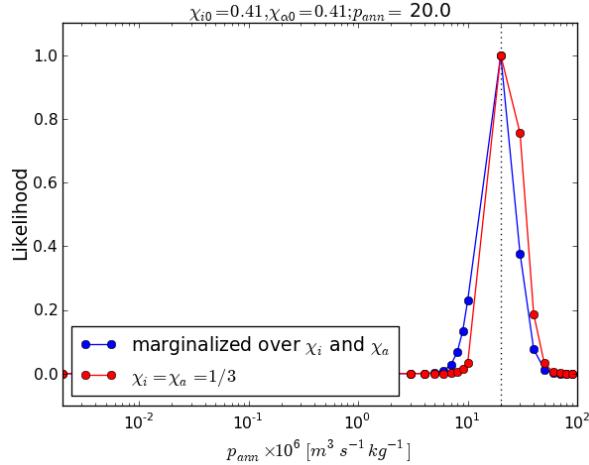


Figure 7.8 – Reconstruction de p_{ann} en marginalisant sur les fractions $\chi_{i,\alpha,h}^0$ (bleu), ou avec l'hypothèse 1/3 (rouge).

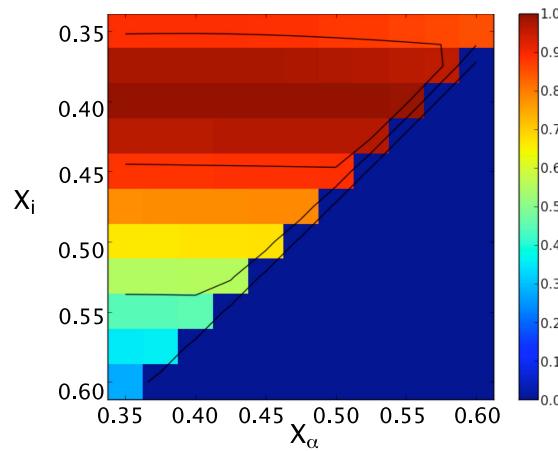


Figure 7.9 – Vraisemblance dans la tranche $p_{\text{ann}} = p_{\text{ann}_{\text{max}}}$. Les isocourbes sont $\mathcal{L}_i = [5\%, 50\%, 95\%]$

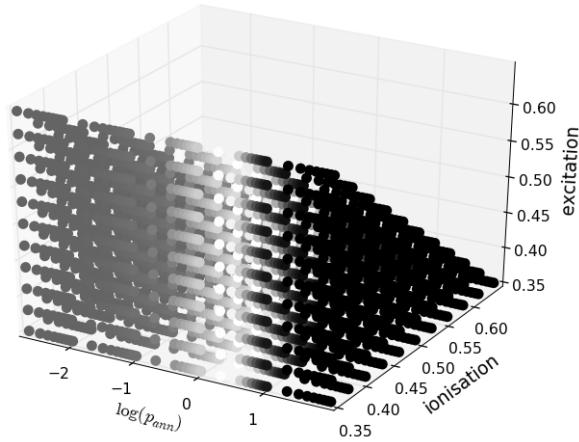


Figure 7.10 – Grille de vraisemblance pour le cas $p_{\text{ann}} = 2 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \approx p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$. La vraisemblance est indiquée par la couleur $\mathcal{L}_i \propto$ niveau de gris.

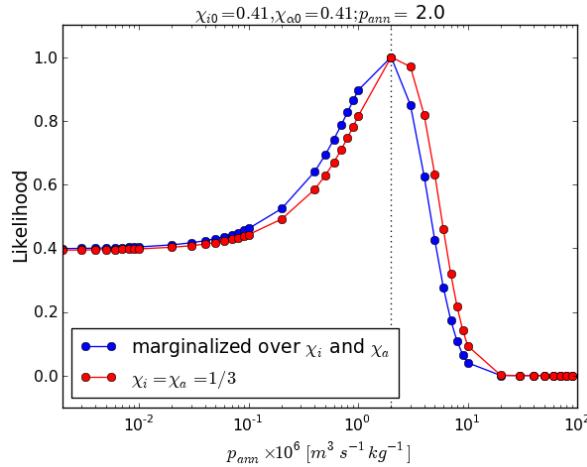


Figure 7.11 – Reconstruction de p_{ann} en marginalisant sur les fractions $\chi_{i,\alpha,h}^0$ (bleu), ou avec l'hypothèse 1/3 (rouge).

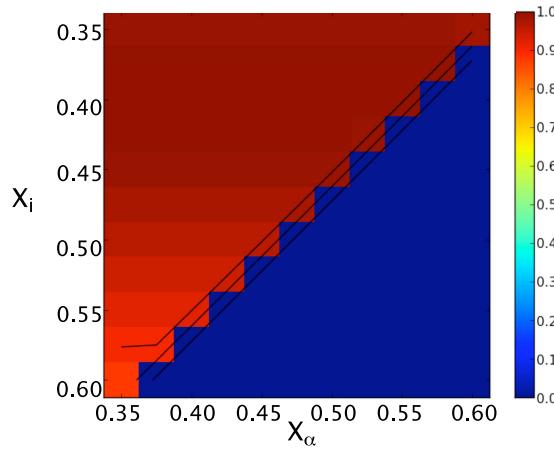


Figure 7.12 – Vraisemblance dans la tranche $p_{\text{ann}} = p_{\text{ann}_{\text{max}}}$. Les isocourbes sont $\mathcal{L}_i = [5\%, 50\%, 95\%]$

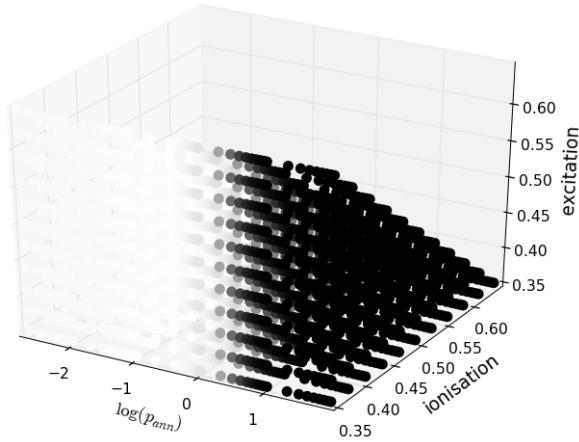


Figure 7.13 – Grille de vraisemblance pour le cas $p_{\text{ann}} = 0.2 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{s}^{-1} \text{kg}^{-1} \ll p_{\text{ann}}^{\text{WMAP}}$. La vraisemblance est indiquée par la couleur $\mathcal{L}_i \propto$ niveau de gris.

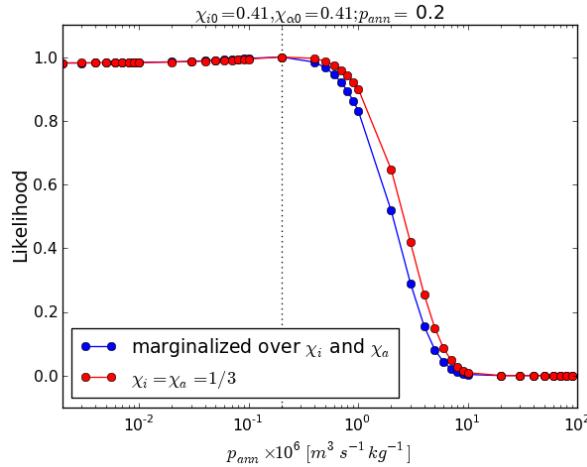


Figure 7.14 – Reconstruction de p_{ann} en marginalisant sur les fractions $\chi_{i,\alpha,h}^0$ (bleu), ou avec l'hypothèse 1/3 (rouge).

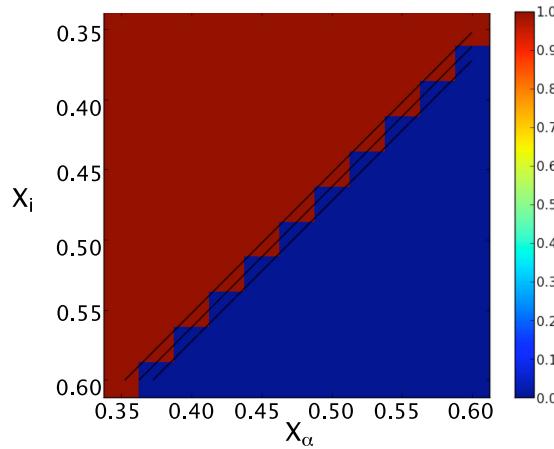


Figure 7.15 – Vraisemblance dans la tranche $p_{\text{ann}} = p_{\text{ann}_{\text{max}}}$. Les isocourbes sont $\mathcal{L}_i = [5\%, 50\%, 95\%]$

8

La Réionisation

Sommaire

8.1	Causes possibles de la Réionisation	149
8.1.1	Le scénario global	149
8.1.2	Étoiles de population III	149
8.1.3	Les galaxies	150
8.1.4	Trous noirs supermassifs	150
8.1.5	Scénarios alternatifs	150
8.2	Observables de la Réionisation	151
8.2.1	L'effet Gunn-Peterson	151
8.2.2	La raie à 21 cm	151
8.2.3	Simulations numériques et observables synthétiques	154
8.3	Effet des électrons libres de la Réionisation sur le CMB	155
8.3.1	La polarisation du CMB	155
8.3.2	Effet sur le spectre	157
8.4	Contrainte sur une histoire complexe	162
8.4.1	Choix d'une paramétrisation	162
8.4.2	Comparaison de CLASS et de CAMB	165
8.5	Conclusion	165

Comme on l'a vu au chapitre précédent, l'émission du CMB sépare l'histoire de l'Univers en deux époques distinctes. Avant celle-ci, l'Univers était opaque car il restait suffisamment d'électrons libres pour interagir, par diffusion Thomson, avec les photons. Après la combinaison des derniers noyaux avec les derniers électrons libres, qui s'est produite 380 000 ans environ après le big-bang, les photons ont pu circuler presque librement jusqu'à nous.

On sait pourtant que la matière inter-galactique est aujourd'hui globalement ionisée sur de grandes échelles. Il y a donc eu une *ré-ionisation*, vraisemblablement sous l'influence des premières étoiles [Barkana et Loeb, 2001].

Dans ce chapitre, après avoir parlé des causes physiques (section 8.1) et des principales observables (section 8.2) de la Réionisation, je vais décrire l'impact de la Réionisation sur le CMB (section 8.3). Je finirai sur une étude de la possibilité de la reconstruction de la fraction d'ionisation $x_e(z)$ en fonction du redshift (section 8.4).

8.1 Causes possibles de la Réionisation

8.1.1 Le scénario global

Energétiquement, les mécanismes mis en œuvre lors de la formation des premiers objets astrophysiques justifient l'ionisation du milieu intergalactique. Si l'on a besoin au minimum de 13.6 eV pour l'hydrogène, la fusion nucléaire libère plusieurs MeV par protons (c'est le cycle CNO décrit par [Bethe, 1939]), et l'accrétion par un trou noir presque dix fois plus d'énergie. Ainsi, la transformation en étoile ou en trou noir d'une faible fraction de la matière est en première approximation suffisante pour ioniser tout l'Univers.

Pour une approche plus réaliste, il faut évidemment également prendre en compte le taux d'échappement des photons ionisants des galaxies d'où ils sont émis ; ou encore le fait qu'il faille maintenir le gaz ionisé.

Après la recombinaison, l'Univers est quasiment neutre (il y a un résidu $x_e \lesssim 10^{-4}$, cf chapitre 7). Les premières galaxies se forment par accrétion du gaz primordial (hydrogène et hélium) dans les trous de potentiel créés par la matière noire. Des sur-densités vont ensuite former des étoiles et des trous noirs qui vont produire les photons qui vont ioniser le milieu environnant, puis tout l'Univers. L'efficacité avec laquelle ces photons sont produits, mais aussi la fraction de ces photons qui parvient à quitter la galaxie sont très difficile à mesurer expérimentalement (les galaxies primordiales sont à très grand redshift) mais aussi à prévoir théoriquement et à simuler, car cela dépend beaucoup des hypothèses et du réalisme de la simulation (voir par exemple [Inoue *et al.*, 2005] pour une observation à l'aide du VLT, et [Ciardi *et al.*, 2002] pour une simulation). On peut estimer grossièrement que cette fraction notée f_{esc} se situe entre 0.1 et 0.5 [Zaroubi, 2012].

Des bulles de gaz ionisé se forment ainsi au voisinage des premiers objets, puis s'agrandissent jusqu'à recouvrir tout l'espace. Si le schéma général est clair, les détails ne sont pas encore connus, les questions qui restent sont notamment de savoir si les zones les plus denses ou les moins denses sont ionisées en premier, ou simplement quelles sont les sources dans les galaxies à l'origine de ces rayons UV.

La Réionisation se fait *a priori* en deux temps : d'abord, l'hydrogène et l'hélium sont ionisés une fois ($HI \rightarrow HII$ et $HeI \rightarrow HeII$), puis l'hélium est ionisé une seconde fois ($HeII \rightarrow HeIII$). Cela est justifié (voir [Finlator, 2011] pour une revue sur le sujet) par

- les photons responsables de la première ionisation de l'hydrogène ne sont pas assez énergétiques pour ioniser deux fois l'hélium,
- les photons assez énergétiques pour ioniser une seconde fois l'hélium ont une faible section efficace pour ioniser un atome d'hydrogène, et
- ces photons sont vraisemblablement créés par des quasars, et leur nombre n'est pas encore suffisamment important quand l'hydrogène s'ionise pour ioniser en même temps une seconde fois l'hélium.

Ainsi, la fraction d'électrons libres passe directement de $x_e \lesssim 10^{-4}$ à $x_e \approx 1.08$ lors de la "première" Réionisation, puis plus tardivement (autour de $z \approx 3$) à $x_e \approx 1.16$.

8.1.2 Étoiles de population III

On classe les étoiles en trois catégories selon leur métallicité (*ie* en fonction de leur contenu en élément autre que l'hélium ou l'hydrogène). Les étoiles de population III sont les premières à avoir été créées, et ne contiennent que des traces de métaux. Une revue récente sur cette première génération d'étoiles se trouve dans [Wise, 2012]. Pour que l'étoile se forme, la proto-étoile doit rayonner une partie de l'énergie gagnée par contraction gravitationnelle. Les étoiles de population III sont formées avec les éléments de la nucléosynthèse primordiale, et donc ne

contiennent quasi exclusivement que de l'hydrogène et de l'hélium. Cette composition rend les transferts radiatifs peu efficaces, et les étoiles de population III peuvent ainsi être beaucoup plus massives et atteindre de très hautes températures.

Dans les étoiles actuelles (de population I), le refroidissement se fait grâce à des molécules d'hydrogène H_2 , qui se forment grâce à des grains de poussières, absents de l'Univers primordial. Sans processus de refroidissement, le gaz serait simplement en équilibre hydrostatique, et tracerait la densité de la matière noire [Saslaw et Zipoy, 1967]. En l'absence de poussière comme catalyseur pour former la molécule, comme c'est le cas à l'époque de la création des étoiles de population III, il toutefois est possible [McDowell, 1961] de créer cette molécule à haut redshift par exemple par le processus (très lent)



Cela permet l'effondrement des premiers halos de $5 \times 10^6 M_\odot$ à partir des inhomogénéités primordiales [Peebles et Dicke, 1968]. Les simulations concluent que les premières étoiles sont très massives, entre 30 et $300 M_\odot$ [Anninos *et al.*, 1997, Bromm *et al.*, 2002].

On ne connaît pas leur densité exacte, ce qui rend notre connaissance sur leur rôle direct dans la Réionisation incertain. Quoiqu'il en soit, ce sont ces objets qui ont permis, en enrichissant le milieu interstellaire en éléments plus lourds que l'hélium, l'existence des étoiles de population II, qui contiennent elles des métaux.

8.1.3 Les galaxies

En considérant une fonction de masse initiale¹ de Salpeter, [Meiksin, 2009] remarque que les galaxies (constituées d'étoiles de populations I et II) peuvent ioniser l'hydrogène à partir de $z \approx 12$, et l'hélium à $z \approx 21$ si pour ces objets f_{esc} est de l'ordre de 1. Mais si cette fraction baisse à 10 %, ces redshifts limites baissent à 1.8 et 3.7 respectivement. Ces résultats dépendent également beaucoup de la métallicité [Tumlinson *et al.*, 2001], ou de la fonction de masse initiale [Bromm *et al.*, 2001].

On a ainsi juste une époque, longue, au cours de laquelle la Réionisation a eu lieu.

8.1.4 Trous noirs supermassifs

Les trous noir massifs abrités par les quasars convertissent la matière en radiations ionisantes (X et UV) très efficacement. On sait aujourd'hui (par exemple [Lawrence *et al.*, 2007]) que des quasars contenant des trous noirs de masses supérieures à $10^9 M_\odot$ existaient déjà à des redshifts plus grands que 7 (ce qui est d'ailleurs surprenant, [Mortlock *et al.*, 2011]) On ne connaît toutefois pas leur distribution de masse à cette période, ce qui rend leur rôle difficile à évaluer.

8.1.5 Scénarios alternatifs

Il est possible que de l'annihilation de matière noire (voir aussi chapitre 7) contribue à la Réionisation. Cette contribution ne peut être que partielle. Par exemple, [Giesen *et al.*, 2012] montre que si l'on peut produire un scénario $x_e(z)$ crédible pour la Réionisation avec de la matière noire seule, un tel effet serait aussi nettement visible sur la température des baryons $T(z)$, ce qui n'est pas observé.

1. Le nombre $\xi(M)$ d'étoiles de masse M par unité de masse. La distribution standard, dite de Salpeter, est donnée par $\xi(M) = \xi_0 M^{-2.35}$

Une étude récente [Johnson et Khochfar, 2011] indique que les supernovæ pourraient être à l'origine de 10 % des photons ionisants, à cause de l'onde de choc produit lors de l'explosion. Les photons les plus énergétiques produits par ce processus auraient un plus grand libre parcours moyen, et leur contribution à f_{esc} serait donc non négligeable.

De manière semblable, [Wyithe *et al.*, 2011] montre que les chocs dus à des effondrements gravitationnels peuvent contribuer faiblement à la Réionisation, mais peuvent avoir un impact sur les contributions d'autres sources comme les étoiles.

Il existe aussi des scénarios plus exotiques mettant en cause l'évaporation de trous noirs primordiaux, voire des cordes cosmiques.

8.2 Observables de la Réionisation

De nombreuses observations permettent d'étudier la Réionisation, mais aucune n'offre de contraintes détaillées sur toute l'histoire. Citons par exemple l'étude de l'histoire thermique du milieu intergalactique, le nombre de photons ionisants par baryon (à partir des observations du *Hubble Space Telescope* de galaxies à $z \approx 6 - 10$, mais aussi avec l'étude de la forêt Ly α), ou le fond diffus infrarouge. Nous nous focalisons dans cette section sur deux des observations les plus contraignantes : l'effet Gunn-Peterson, et la raie à 21 cm.

8.2.1 L'effet Gunn-Peterson

On connaît l'état d'ionisation du milieu intergalactique en observant les spectres des quasars les plus lointains, et les raies d'absorption que le milieu y imprime. En effet, si le gaz ionisé est quasiment transparent aux photons du CMB à partir du découplage, (le taux de diffusion par processus Thompson est faible), ce n'est pas le cas de l'hydrogène neutre à cause de la transition Lyman- α du fondamental au premier niveau atomique : $\lambda_{\text{Ly}\alpha} = 1216\text{\AA}$, qui a une section efficace très forte. Un spectre de quasar typique présente un continuum avec quelques raies d'émission. Si l'univers est globalement ionisé et qu'il n'y a que des nuages individuels d'hydrogène neutre le long de la ligne de visée, il va y avoir des raies d'absorption individualisées sur le spectre, la raie d'un nuage à un redshift z étant située à $\lambda_z = \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z)$. En revanche, si l'hydrogène neutre est réparti de manière uniforme dans l'espace, le phénomène d'absorption va être visible continûment sur le spectre. C'est l'effet Gunn-Peterson, prédit en 1965 [Gunn et Peterson, 1965] et observé pour la première fois en 2001 [Becker *et al.*, 2001]. Comme le montre la figure 8.1, cet effet a été observé sur des quasars de redshift supérieur à ≈ 6 , mais pas sur des quasars moins distants, ce qui place ainsi une limite sur la fin de la Réionisation à $z \sim 6$. Cette étude sur 19 quasars ([Fan *et al.*, 2006a]) montre également que cette tendance n'est pas tout à fait monotone : certains quasars qui ne subissent pas l'effet Gunn-Peterson sont plus loin que d'autres qui le subissent. Ainsi, la Réionisation n'a pas eu lieu exactement partout en même temps. C'est ce que l'on appelle la Réionisation non homogène.

8.2.2 La raie à 21 cm

Il s'agit de la transition hyperfine de l'hydrogène atomique, due à l'interaction entre les spins de l'électron et du proton dans l'état fondamental $n = 1, \ell = 0$ de l'atome d'hydrogène [Basdevant et Dalibard, 2011]. Cet état est clivé en deux sous-niveaux : les états triplets où les spins sont anti-parallèles, et un état singulet où les spins sont parallèles. La transition entre ces deux états est interdite : elle a une durée de vie extrêmement longue caractérisée par le coefficient d'Einstein $A_{10}^{-1} \approx 3.5 \cdot 10^{14} \text{ s} \approx 10^7 \text{ années}$.

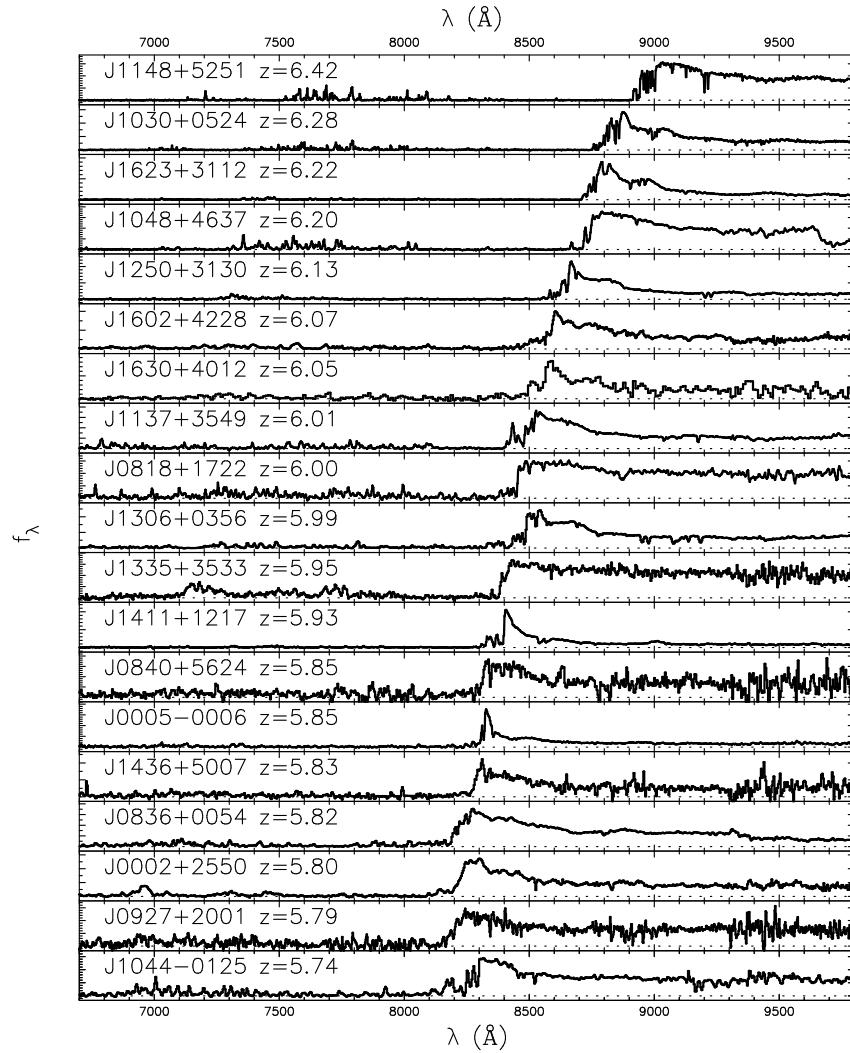


Figure 8.1 – Intensité en fonction de la longueur d’onde mesurée pour 19 quasars. On voit que par exemple pour le quasar à $z = 6.22$, l’intensité tombe à zéro pour $\lambda \lesssim \lambda_{Ly\alpha}(1+z) = 8777 \text{ \AA}$, ce qui n’est pas le cas pour le quasar à $z = 5.79$, où il n’y a que des raies d’absorption pour $\lambda \lesssim \lambda_{Ly\alpha}(1+z) = 8254 \text{ \AA}$. Entre les deux, la tendance n’est pas monotone : des raies d’absorption continuent à apparaître sur des spectres de quasars plus lointains que d’autres pour lesquels l’intensité est strictement nulle. Cela indique un certain niveau d’inhomogénéité de la Réionisation. Figure de [Fan et al., 2006b].

L’intensité de cette transition est sensible à la fois à la densité, à l’ionisation et à la température de spin T_S du milieu [Field, 1959b, Madau *et al.*, 1997]. Elle s’exprime par la température de brillance² différentielle

$$\delta T_b = T_b - T_{\text{CMB}} = \frac{3\hbar c^3 A_{21 \text{ cm}}}{16k_B \nu_{21 \text{ cm}}^2} \frac{n_{HI}}{(1+z)H(z)} \left(1 - \frac{T_{\text{CMB}}(z)}{T_S}\right) \left(1 + \frac{1}{H(z)} \frac{dv_{||}}{dr_{||}}\right)^{-1}, \quad (8.2)$$

où $A_{21 \text{ cm}}$ et $\nu_{21 \text{ cm}}$ sont respectivement le coefficient d’Einstein et la fréquence de la raie à 21 cm.

2. En radioastronomie, l’intensité I_ν se mesure en température de brillance effective T_b en considérant la température qu’aurait un corps noir pour émettre la même intensité, dans la limite Rayleigh-Jeans $I_\nu \equiv 2k_B T_b \nu^2 / c^2$.

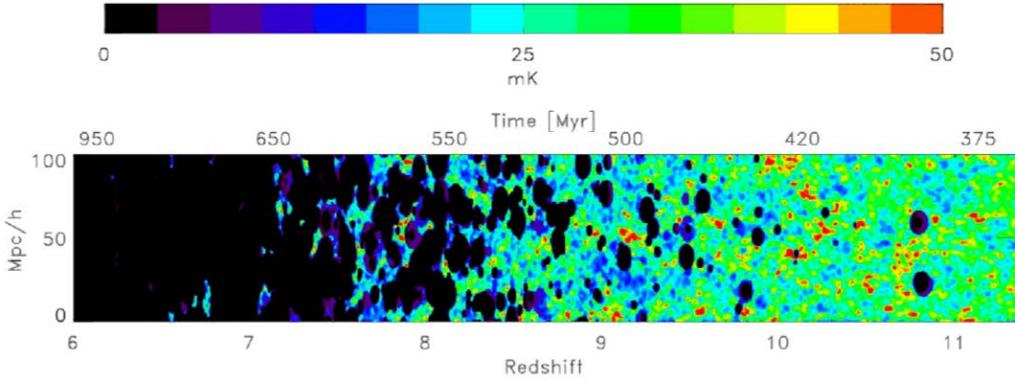


Figure 8.2 – *Simulation de la Réionisation faisant apparaître les bulles de gaz ionisés, en noir, au milieu du gaz neutre. L’unité est la température de brillance pour la raie à 21 cm, qui est proportionnelle à la densité d’hydrogène neutre. Simulation de [Thomas et al., 2008].*

La température de spin T_S se définit à partir du facteur de Boltzmann

$$\frac{n_1}{n_0} = 3 \exp\left(-\frac{T_*}{T_S}\right), \quad (8.3)$$

où n_0 et n_1 sont les populations des niveaux singlet et triplet, et où $T_* \stackrel{\text{def}}{=} E_{21 \text{ cm}}/k_B$, le facteur 3 étant le rapport des dégénérescences. Pendant l’époque de la Réionisation, cette température est le résultat de trois processus [Furlanetto *et al.*, 2006] :

- un couplage avec la température des photons du CMB par diffusion de ceux-ci,
- un couplage avec la température thermodynamique du gaz par des collisions,
- un couplage renforcé avec la température du gaz par l’effet Wouthuysen-Field [Wouthuysen, 1952, Field, 1959a], quand un photon Lyman- α fait remonter l’atome au niveau $n = 2$. Quand celui-ci redescend au niveau $n = 1$, son état de spin peut-être différent de l’état initial.

En prenant en compte tous ces effets, on peut réécrire 8.2 en suivant [Madau *et al.*, 1997]

$$\delta T_b \approx 28 \text{ mK} (1 + \delta) x_{HI} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.0223} \right) \sqrt{\left(\frac{0.27}{\Omega_m} \right) \left(\frac{1+z}{10} \right)} \left(\frac{T_S - T_{\text{CMB}}}{T_S} \right) \left[\frac{H(z)}{(1+z) \frac{dv_{\parallel}}{dr_{\parallel}}} \right], \quad (8.4)$$

où l’approximation tient si l’épaisseur optique correspondante est faible. Dans les régions de surdensité, T_b est proportionnel à la surdensité, tandis que dans les régions partiellement ionisées, T_b est proportionnel au niveau d’hydrogène neutre. Dans le cas $T_S \gg T_{\text{CMB}}$, le terme en $(1 - T_S/T_{\text{CMB}})$ sature (émission). La figure 8.2 présente le résultat d’une simulation de la transition entre les âges sombres et la fin de la Réionisation, vue en terme de température de brillance de la raie à 21 cm.

L’immense quantité d’hydrogène, ainsi que l’efficacité du pompage par la raie Lyman- α , permettent d’espérer pouvoir faire une “tomographie” de l’hydrogène neutre. Les radio-télescopes actuels n’ont pas encore la sensibilité pour imager la fin des âges sombres. Dans tous les cas, les avant-plans sont un problème majeur.

Dans un premier temps, aucune image n’est formée, et l’approche n’est que statistique : le premier résultat de la raie à 21 cm a été obtenu par [Bowman et Rogers, 2010], et place une limite de $\Delta z > 0.06$ sur la durée de la Réionisation, si elle a lieu entre les redshifts $z = 13$ et $z = 6$,

à l'aide du spectre moyen sur tout un hémisphère. Cette limite est plutôt faible en regard des contraintes déjà données par les simulations ou par le CMB. Des expériences beaucoup plus ambitieuses consistent à faire de l'interférométrie dans ces longueurs d'onde. De nombreux radiotélescopes sont en train de commencer leurs observations de la raie (redshiftée) à 21 cm, à des fréquences de $1420.4 \text{ MHz}/(1+z) \approx 140 \text{ MHz}$. Citons par exemple le *Murchison Wide-field Array* (MWA), le *Precision Array for Probing the Epoch of Reionization* (PAPER) et le *LOw Frequency ARray* (LOFAR), un télescope européen basé essentiellement aux Pays-Bas avec une résolution de 3-4 minutes d'arc et un champ de vue d'environ 120 degrés carrés, sensible au signal de $z = 11.4$ (115 MHz) à $z = 6$ (230 GHz), [Jensen *et al.*, 2013].

Le projet SKA³ devrait significativement améliorer les contraintes des télescopes actuels sur la raie à 21 cm [Mellema *et al.*, 2013]. En plus d'une meilleure résolution angulaire, le rapport signal sur bruit sera amélioré d'au moins un ordre de grandeur, ce qui permettra de former des images de la Réionisation. Des fréquences beaucoup plus basses (autour de 50 MHz) devrait de plus permettre de sonder des redshifts jusqu'à $z \approx 30$. Cela devrait aider à mieux connaître la nature des sources ionisantes.⁴

De plus, on attend une anti-correlation entre le signal de la raie à 21 cm et l'effet Sunyaev-Zel'dovich : [Jelic *et al.*, 2010]. Un tel effet est toutefois difficile à mesurer, puisque si l'on peut obtenir une carte de l'hydrogène neutre, l'effet SZ ne garde aucune information sur le redshift. On a donc une intégration de l'effet sur la ligne de visée.

8.2.3 Simulations numériques et observables synthétiques

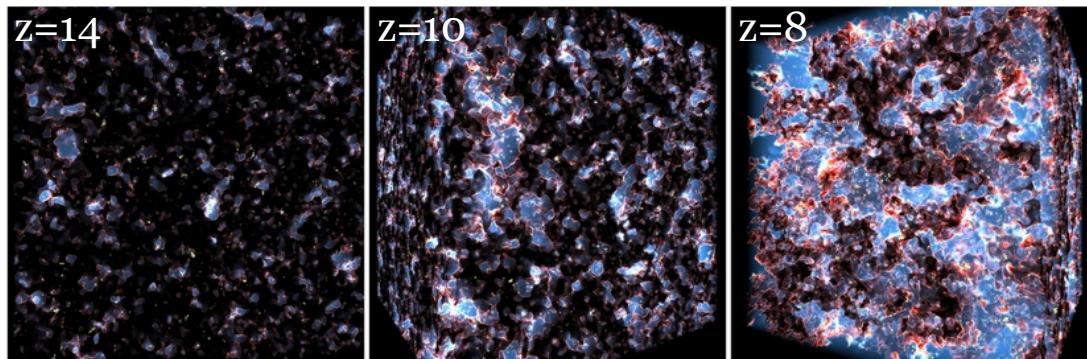


Figure 8.3 – Simulation de [Alvarez *et al.*, 2009] sur une grille de taille $1 \text{ Gpc}\cdot h^{-1}$ de 1024^3 points. Pour trois redshifts différents ($z = 14$, $z = 10$, $z = 8$ de gauche à droite), les régions ionisées sont bleues transparents, les régions neutres sont noires, et les fronts d'ionisations sont en rouge.

En plus de ces observables et des calculs analytiques (par exemple [Couchman et Rees, 1986, Tegmark *et al.*, 1997] pour ce qui concerne la formation des étoiles de population III), toutes les équations sont maintenant intégrées dans des simulations. Deux philosophies co-existent dans le domaine, qui permettent de prendre en compte à la fois les très grandes échelles (pour échantillonner correctement les fluctuations primordiales et ne pas être dominé par la variance cosmique) mais aussi les plus petites (pour résoudre les plus petits halos pouvant former des

3. Square Kilometer Array, <http://www.skatelescope.org>

4. Notons également que pour $z < 30$, la carte des inhomogénéités primordiales de l'hydrogène n'est pas sensible à l'atténuation de Silk comme l'est la carte du CMB. Il y a donc plus de pixels accessibles, et cela permet de tester les hypothèses de gaussianité et de *running* de l'indice spectral avec une précision inégalable. Cela peut être crucial pour étudier l'inflation [Mellema *et al.*, 2013].

étoiles, et donc influencer le processus). La portée dynamique (rapport entre la plus grande et la plus petite échelle prise en compte) doit idéalement être de l'ordre de 10^5 [Finlator, 2011].

La première approche, "lagrangienne", suit des "particules" individuelles consistant en des halos de matière noire virialisée de masse $\approx 10^3 M_\odot$ (méthode SPH pour *Smoothed Particle Hydrodynamics*), tandis que la seconde, "eulérienne", utilise des grilles dont le pas s'adapte à l'échelle des phénomènes physiques qui s'y passent (méthode AMR pour *Adaptive Mesh Refinement*).

Dans tous les cas, un point crucial de ces simulations concerne les effets de rétroaction, par exemple la photo-dissociation de l'hydrogène moléculaire par les étoiles, qui va ralentir la formation d'étoiles.

Ainsi, la comparaison des simulations numériques aux observables de la Réionisation permet de contraindre les scénarios.

8.3 Effet des électrons libres de la Réionisation sur le CMB

Contrairement à l'effet Gunn-Peterson qui nous renseigne sur la fin de la Réionisation, ou à la raie à 21 cm qui devrait permettre de sonder son histoire en détail, le CMB est sensible (au premier ordre) à l'intégrale de l'histoire de l'ionisation de l'Univers. Dans cette section, après avoir brièvement décrit la physique de la polarisation du CMB, nous discuterons des effets sur les spectres du CMB.

8.3.1 La polarisation du CMB

Statistique de la polarisation sur la sphère

Une onde électromagnétique est dite polarisée linéairement quand l'évolution de son champ électromagnétique, défini dans le plan orthogonal à la propagation par

$$\begin{aligned} E_x(t) &= A_x(t)e^{i\omega t} \\ E_y(t) &= A_y(t)e^{i(\omega t+\phi)}, \end{aligned} \tag{8.5}$$

est telle que les amplitudes $A_{x,y}$ sont constantes, et que $\phi = 0$ (par exemple, voir [Chandrasekhar, 1960]). Expérimentalement, on peut mesurer les intensités dont la définition est $\langle |E_x|^2 \rangle$ et $\langle |E_y|^2 \rangle$ en disposant deux polariseurs orthogonalement, comme c'est le cas pour les bolomètres polarisés de *Planck* (voir chapitre 1). La moyenne temporelle $\langle \cdot \rangle$ est ici faite sur le temps d'intégration du détecteur, grand devant $1/\omega$.

L'intensité du rayonnement est alors

$$I = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \stackrel{\text{def}}{=} I_x + I_y, \tag{8.6}$$

et l'on peut compléter l'information sur les paramètres $A_{x,y}$ par les paramètres de Stokes définis par

$$\begin{aligned} Q &\stackrel{\text{def}}{=} I_x - I_y \\ U &\stackrel{\text{def}}{=} I_x^{45} - I_y^{45}, \end{aligned} \tag{8.7}$$

où $I_{x,y}^{45}$ désigne la mesure de $I_{x,y}$ dans une base pour laquelle le polariseur a été tourné de 45° .

Dans le cas du CMB, on va vouloir étudier les anisotropies de la polarisation sur la sphère du ciel. Un traitement similaire à celui de la température avec les variables Q et U est possible (voir [Melchiorri et Vittorio, 1997]), mais il est rendu difficile par le fait que à la différence

de la température, ce ne sont pas des quantités scalaires ([Kamionkowski *et al.*, 1997]). En effet, elles dépendent de la direction d'observations $\hat{\mathbf{n}}$, mais également des deux axes $\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2$ qui complètent la base : le changement de paramètres vers une base $(\hat{\mathbf{e}}'_1, \hat{\mathbf{e}}'_2)$ tournée d'un angle ψ s'écrit

$$\begin{aligned} Q' &= \cos 2\psi Q + \sin 2\psi U \\ U' &= -\sin 2\psi Q + \cos 2\psi U. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Pour pallier cet inconvénient, on utilise les harmoniques sphériques spinnées ${}_s Y_\ell^m$ (introduites par [Newman et Penrose, 1966]) grâce au fait que les combinaisons $Q \pm iU$ sont de spin⁵ $s = \pm 2$, selon la méthode introduite par [Zaldarriaga, 1997, Zaldarriaga et Seljak, 1997] pour le code CMBFAST. On a alors

$$\begin{aligned} (Q + iU)(\hat{\mathbf{n}}) &= \sum_{\ell m} a_{2,\ell m} {}_s Y_{\ell m} \hat{\mathbf{n}} \\ (Q - iU)(\hat{\mathbf{n}}) &= \sum_{\ell m} a_{-2,\ell m} {}_s Y_{\ell m} \hat{\mathbf{n}}, \end{aligned} \quad (8.9)$$

et on définit

$$\begin{aligned} a_{\ell m}^E &= -\frac{a_{2,\ell m} + a_{-2,\ell m}}{2} \\ a_{\ell m}^B &= -\frac{a_{2,\ell m} - a_{-2,\ell m}}{2i}, \end{aligned} \quad (8.10)$$

qui sont des scalaires, que l'on peut donc décomposer tout comme la température sur la base des harmoniques sphériques. Par analogie avec l'électromagnétisme, on appelle E (plus rarement "gradient") le mode invariant par changement de parité du repère local d'observation, et B (plus rarement "rotationnel") le mode qui change de signe.

Puisque les modes B sont de parité inverse à T et E , les spectres TB et EB sont nuls. Il reste alors quatre corrélations à deux points, les spectres TT, EE, BB, TE , qui vont caractériser entièrement la statistique d'une carte polarisée.

Des perturbations à la polarisation

La section efficace du processus Thomson dépend de la polarisation par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\epsilon \cdot \epsilon'|^2, \quad (8.11)$$

où ϵ (resp. ϵ') est la polarisation du photon incident (resp. diffusé), et $\sigma_T = 8\pi e^4 / (3m_e^2 c^4)$ est la section efficace de la diffusion Thomson. C'est l'indépendance par rapport à la phase de l'onde qui fait que cette polarisation est purement linéaire.

On s'intéresse dans le cas du CMB à un grand nombre de photons diffusant sur les électrons. Si le rayonnement incident est uniforme, les états de polarisation orthogonaux vont se compenser deux à deux, et la polarisation résultante sera nulle. Si ce rayonnement possède une structure quadrupolaire, la polarisation sera non nulle (*cf* figure 8.4, gauche). Ce sont seulement⁶ les anisotropies quadrupolaires de l'intensité incidente au moment du découplage qui peuvent créer de la polarisation dans le CMB. Ces anisotropies sont celles pour lesquelles $\ell = 2$ sur la base des harmoniques sphériques. Elles sont de trois types : scalaires ($m = 0$), vectorielle ($m = \pm 1$) et tensorielle ($m = \pm 2$).

Les perturbations scalaires sont générées quand de la matière tombe sur une sur-densité, ou fuit une sous-densité : ce déplacement sera vu comme un quadrupôle par les électrons et il va y avoir une direction de polarisation privilégiée transmise au dernier photon diffusé, comme l'illustre la figure 8.4 (droite).

5. On dit d'une fonction f qu'elle est de spin s quand elle se transforme sous une rotation d'angle ψ suivant $f \rightarrow e^{-is\psi} f$.

6. Puisque les harmoniques sphériques forment une base des fonctions sur la sphère, et que le quadrupôle est l'une de ces fonctions, comme le mentionne [Hu et White, 1997a].

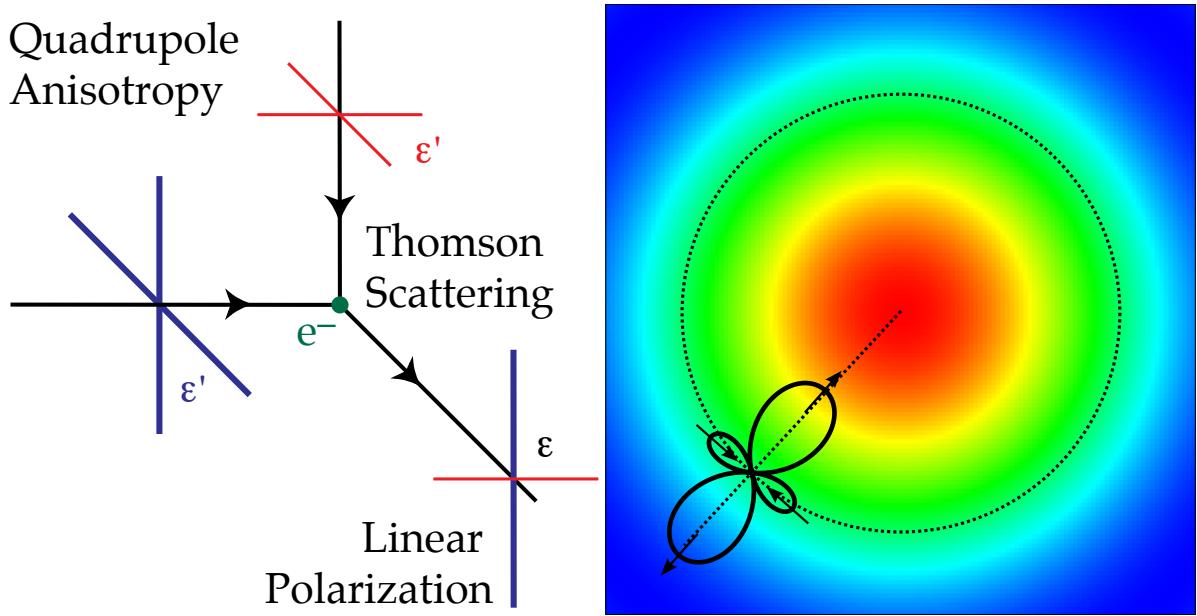


Figure 8.4 – Gauche : Illustration de la polarisation linéaire créée par une anisotropie quadrupolaire. Figure de [Hu et White, 1997a]. Droite : Polarisation autour d'une sur-densité : la vitesse d'un point est d'autant plus grande qu'il est proche du centre de la sur-densité. Dans le référentiel d'un électron test, en chute libre vers le fond du puits, ses voisins en amont et en aval vont donc s'éloigner, tandis que ses voisins sur la même ligne de potentiel vont se rapprocher. Il en résulte une anisotropie quadrupolaire. Figure inspirée de [Ponthieu, 2003].

Les perturbations vectorielles sont dues à la vorticité de la matière. Cette dernière n'est pas associée à des perturbations de densité, et donc, comme tous les mouvements qui ne sont pas renforcés par la gravité, la vorticité décroît exponentiellement pendant l'inflation. On ne s'attend donc pas à voir de perturbations de type vectorielles dans le CMB.

Les perturbations tensorielles sont dues au passage d'onde gravitationnelles, ce qui donne une alternance de deux directions de compression dans le plan transverse à la direction de propagation de l'onde.

Si les perturbations scalaires et tensorielles peuvent créer des modes E , seules les perturbations tensorielles peuvent créer des modes B . Leur détection serait donc une trace indirecte des ondes gravitationnelles générées lors de l'inflation (voir chapitre 6).

8.3.2 Effet sur le spectre

En première approche, *Planck* n'est sensible qu'à l'intégrale sur la ligne de visée de l'histoire de la Réionisation, et pas à son détail. On va donc réutiliser l'épaisseur optique définie de manière générale par $\tau(\eta_0) = \int_{\eta_{init}}^{\eta_0} \dot{\tau}(\eta) d\eta$ en section 7.2.3 en prenant pour η_{init} l'instant avant la Réionisation. L'épaisseur optique τ ainsi définie va donc être une mesure de la fraction de photons diffusés pendant la Réionisation.

Un exemple standard de l'histoire de l'ionisation de l'Univers est présenté sur la figure 8.5, ainsi que la fonction de visibilité correspondante qui a maintenant deux pics : un correspondant à la recombinaison, et un nouveau pour la Réionisation. L'aire sous la courbe est toujours unitaire.

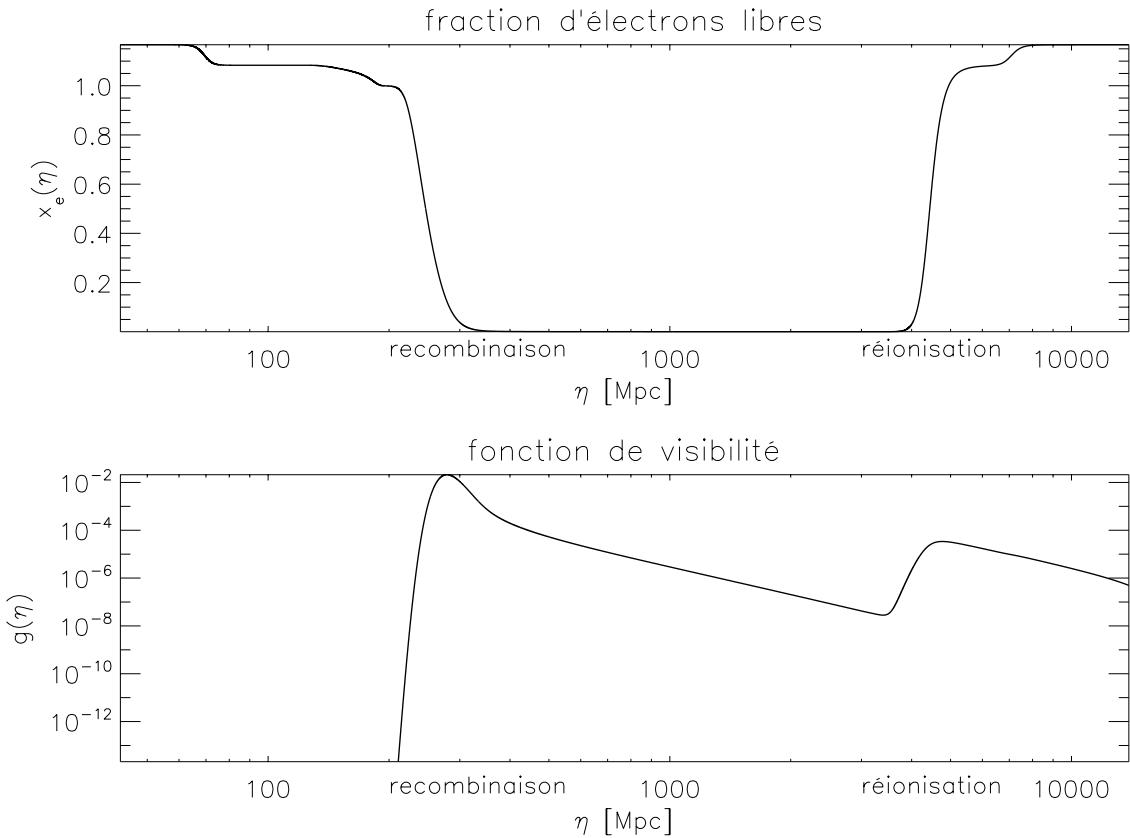


Figure 8.5 – En haut : l’Univers est d’abord totalement ionisé avant de devenir neutre à la recombinaison, puis à nouveau ionisé lors de la Réionisation. En bas : La fonction de visibilité $g(\eta)$ comprend donc deux pics. Figure obtenu avec CLASS [Blas et al., 2011a].

8.3.2.1 Lissage des anisotropies primaires

La probabilité qu’un photon du CMB interagisse le long de la ligne de visée lors de la Réionisation est par définition $\alpha = 1 - e^{-\tau}$. Si l’on vise une partie du ciel à la température $T + \Delta T$, les photons que l’on perd seront remplacés par des photons de température moyenne T .

$$\begin{aligned} T + \Delta T &\rightarrow (T + \Delta T) - \alpha(T + \Delta T) + \alpha T \quad (\text{en moyenne}) \\ &= T + e^{-\tau} \Delta T, \end{aligned} \tag{8.12}$$

et le spectre correspondant va être modifié : on va avoir $C_\ell \rightarrow C_\ell \exp(-2\tau)$. Cette approche naïve est indépendante de l’échelle angulaire ℓ , il faudrait plus rigoureusement prendre en compte le fait que les grandes structures ne peuvent pas être enlevées (par exemple [Griffiths et al., 1999]). Une étude de [Hu et White, 1997b] donne à partir des équations de Boltzmann une approximation numérique du rapport \mathcal{R}_ℓ^2 des spectres avec et sans Réionisation, qui respecte les conditions asymptotiques :

$$\mathcal{R}_\ell = \begin{cases} 1 & \text{pour les petits } \ell \\ \exp(-\tau) & \text{pour les grands } \ell. \end{cases} \tag{8.13}$$

Cet effet de lissage global n’est pas directement utilisable pour déterminer τ , car il est dégénéré avec l’amplitude initiale des fluctuations (voir chapitre 6).

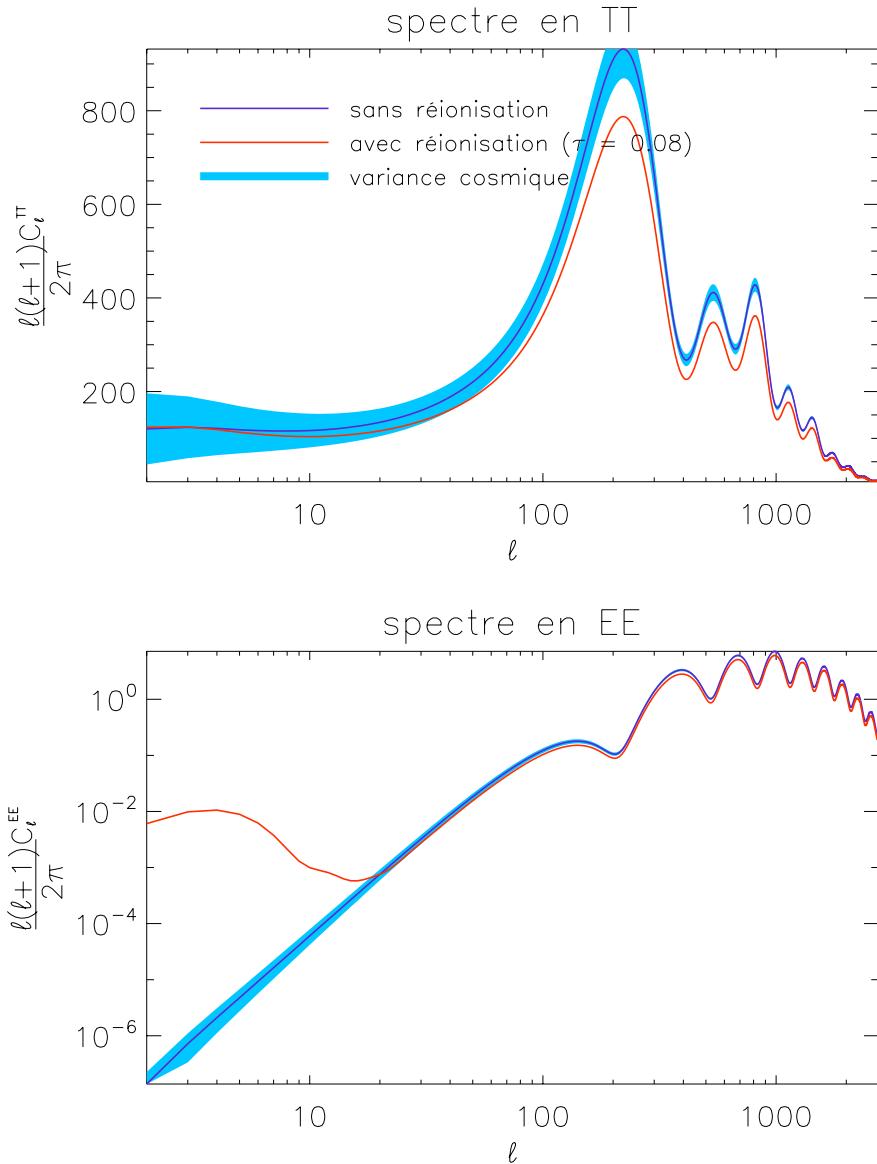
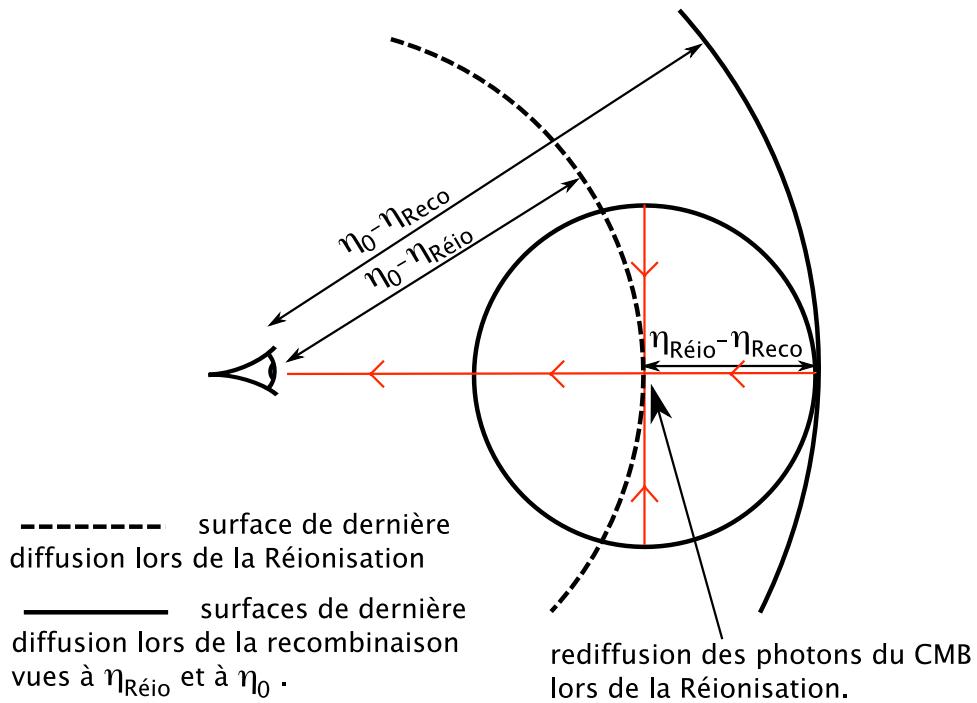


Figure 8.6 – Seul le lissage est au delà de la variance cosmique sur le spectre en température (TT), tandis que l’ajout d’anisotropies à grande échelle angulaire (petit ℓ) est très visible sur le spectre en polarisation (EE). Spectres obtenus avec CLASS [Blas et al., 2011a].

8.3.2.2 Ajout d’anisotropies secondaires

En plus du lissage, les électrons présents à $z_{\text{réio}}$ vont créer un pic acoustique dans les C_ℓ , exactement de la même manière que les électrons présents à la recombinaison. C’est l’effet d’une “seconde surface de dernière diffusion”, visible par le second pic dans la fonction de visibilité (voir figure 8.5). On peut estimer l’échelle angulaire à laquelle apparaissent les anisotropies secondaires (voir figure 8.7) dues à la Réionisation [Zaldarriaga, 1997], [Haiman et Knox, 1999, Zaldarriaga et Seljak, 1997]. La relation qui relie un vecteur d’onde comobile k au temps conforme η à l’angle $1/\ell_*$ sous lequel il est vu au temps conforme η_* s’écrit $\ell_* \sim (\eta_* - \eta)k$. La polarisation étant générée par un quadrupôle, on peut ainsi connaître le vecteur d’onde comobile caractéris-



tique de l'époque de la Réionisation : $2 \sim (\eta_{\text{reio}} - \eta_{\text{reco}})k$. On applique à nouveau cette relation pour connaître l'angle sous lequel on voit ce vecteur d'onde de nos jours : $\ell \sim (\eta_0 - \eta_{\text{reio}})k$, soit finalement

$$\ell \sim 2 \frac{\eta_0 - \eta_{\text{reio}}}{\eta_{\text{reio}}} \sim 2(\sqrt{z_{\text{reio}} + 1} - 1) \quad (8.14)$$

en considérant que $\eta_{\text{reio}} \gg \eta_{\text{reco}}$ et que l'Univers est dominé par la matière, ce qui implique que $\eta \propto (1+z)^{-1/2}$. On a bien un ordre de grandeur ($\ell \sim 5$ pour $z_{\text{reio}} \sim 10$) compatible avec les résultats des logiciels CLASS ou CAMB (voir figure 8.6).

Dans le spectre en température, on ne peut pas utiliser cet ajout d'anisotropie à bas ℓ , car les effets Sachs-Wolfe et Sachs-Wolf intégrés contaminent la mesure.

Par contre, en polarisation, la recombinaison ne peut être à l'origine d'aucun signal à ces échelles-là. Ainsi, la détection est un signal caractéristique de la présence de la Réionisation. Cet excès a été détecté par WMAP, qui en a déduit $\tau = 0.088 \pm 0.015$ en considérant un modèle de la Réionisation quasi instantanée [Dunkley *et al.*, 2009]. Dans la suite, je vais montrer en quoi on peut extraire l'information sur l'histoire détaillée à partir de cet excès.

8.3.2.3 Effets à petite échelle

On a vu que l'étude des quasars autour de $z \approx 6$ montre que la Réionisation présente un certain niveau de non uniformité. Cet effet va également être visible sur le CMB et introduire des anisotropies secondaires aux très basses échelles angulaires (très grands ℓ), hors de portée pour la résolution angulaire de *Planck* mais pour lesquels SPT et ACT peuvent mettre des limites. C'est l'interaction entre les photons du CMB avec les électrons libres en mouvement le

long de la ligne de visée, [Sunyaev et Zeldovich, 1970]

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{\mathbf{n}}) = \sigma_T \int d\eta a e^{-\tau(\eta)} n_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta) \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{v}, \quad (8.15)$$

où \mathbf{v} est la vitesse radiale (le long de cette ligne de visée), et $n_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta)$ la densité électronique qui peut se décomposer en

$$n_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta) = n(\hat{\mathbf{n}}, \eta) \cdot x_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta) = (\bar{n}(\hat{\mathbf{n}}, \eta) + \delta n(\hat{\mathbf{n}}, \eta))(\bar{x}_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta) + \delta x_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta)) \quad (8.16)$$

soit au premier ordre,

$$n_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta) = \bar{n}(\hat{\mathbf{n}}, \eta)(1 + \delta n(\hat{\mathbf{n}}, \eta) + \delta x_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta)), \quad (8.17)$$

où $\delta n(\hat{\mathbf{n}}, \eta)$ et $\delta x_e(\hat{\mathbf{n}}, \eta)$ sont les variations autour des valeurs moyennes de la densité et de la fraction d'ionisation. Les anisotropies dues à l'inhomogénéité en densité une fois que la Réionisation est complète s'appelle l'effet Ostriker-Vishniak [Ostriker et Vishniac, 1986], tandis que les anisotropies dues à l'inhomogénéité de l'ionisation avant la fin de la Réionisation s'appelle la Réionisation inhomogène. La première estimation de cet effet pour des quasars ionisant l'Univers de $z = 12$ à $z = 6$ a été faite dans [Aghanim *et al.*, 1996]. Une étude récente avec SPT [Zahn *et al.*, 2012] montre que la puissance de l'effet SZ cinétique⁷ pour $\ell = 3000$ (sur une surface d'observation de $800^{\circ}2$, soit 2 % du ciel) est $\mathcal{D}_{3000}^{\text{patchy}} \leq 2.1 \mu \text{ K}^2$ à 95 % de niveau de confiance, ce qui donne une limite sur la durée de la Réionisation

$$\Delta z \stackrel{\text{def}}{=} z_{\bar{x}_e=0.2} - z_{\bar{x}_e=0.99} \leq 4.4, \quad (8.18)$$

à l'aide de simulations. Comprendre la Réionisation non homogène est important pour comprendre les sources à son origine. Par exemple, les quasars induisent une Réionisation très inhomogène, les galaxies font une transition plus uniforme, et l'annihilation de matière noire une transition très uniforme.

8.3.2.4 Approche exacte

Comme indiqué dans [Aghanim *et al.*, 2008], le traitement rigoureux se fait à partir des équations de Boltzmann [Bond et Efstathiou, 1987, Ma et Bertschinger, 1995, Hu et White, 1997b], qui conduisent à

$$\dot{\Delta}_{Q \pm iU} + \hat{\mathbf{n}}_i \partial_i \Delta_{Q \pm iU} = n_e \sigma_T a(\eta) \left(-\Delta_{Q \pm iU} + \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \sum_{m=-2}^2 {}_{\pm 2} Y_2^m(\hat{\mathbf{n}}_i) \Pi^{(m)} \right), \quad (8.19)$$

où Q et U sont les paramètres de Stokes, ${}_s Y_\ell^m$ l'harmonique sphérique spinnée de spin s , et $\Pi^{(m)}$ est défini à partir des composantes quadrupolaires en température $\Delta_{T2}^{(m)}(\mathbf{r}, \eta)$ et des perturbations en polarisation par

$$\Pi^{(m)}(\mathbf{r}, \eta) \stackrel{\text{def}}{=} \Delta_{T2}^{(m)}(\mathbf{r}, \eta) + 12\sqrt{6} \Delta_{+,2}^{(m)}(\mathbf{r}, \eta) + 12\sqrt{6} \Delta_{-,2}^{(m)}(\mathbf{r}, \eta). \quad (8.20)$$

7. C'est à dire l'effet Sunyaev-Zel'dovich lié au mouvement global de l'amas dans le référentiel du CMB, par opposition à l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique qui est lui lié à l'agitation thermique des électrons du gaz chaud. Pendant la Réionisation, les mouvements des bulles ionisées dans l'Univers globalement neutre pourraient induire un spectre $\mathcal{D}^{\text{patchy}}$ non nul.

Au premier ordre, seules les fluctuations en température jouent un rôle, et l'on peut résoudre pour un mode de Fourier donné $\Delta_{Q\pm iU}$ l'équation 8.19 par [Ng et Ng, 1996]

$$\Delta_{Q\pm iU}(\mathbf{k}, \hat{\mathbf{n}}, \eta_0) = \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \int_0^{\eta_0} d\eta e^{ik(\eta_0 - \eta)\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{n}}} g(\eta) \sum_m \pm_2 Y_2^m(\hat{\mathbf{n}}) X^{(m)}(\mathbf{k}, \eta), \quad (8.21)$$

où $g(\eta)$ est la fonction de visibilité définie auparavant. Le terme $X^{(m)}(\mathbf{k}, \eta)$ dépend de l'effet que l'on veut observer : dans l'équation 8.19, le terme n_e se décompose en $n_e(\mathbf{r}, \eta) = \bar{n}_e(\eta)[1 + \delta_e(\mathbf{r}, \eta)]$. Comme on l'a vu en 8.3.2.3, ces fluctuations de la densité d'électrons libres peuvent être dues soit à des fluctuations de densité, soit à des fluctuations de la fraction d'ionisation. Pour les contributions au premier ordre (en $\bar{n}_e(\eta)$), $X^{(m)}(\mathbf{k}, \eta) = \Pi^0(\mathbf{k}, \eta)$, tandis que pour le second ordre (en $\bar{n}_e(\eta)\delta_e(\mathbf{k}, \eta)$), la contribution est $S^{(m)}(\mathbf{k}, \eta) = \delta_e(\mathbf{k}, \eta)Q(\eta)$, où $Q(\eta)$ est le quadrupôle du rayonnement incidente. C'est cette équation qu'utilisent les codes de Boltzmann⁸.

8.4 Contrainte sur une histoire complexe

Comme on l'a établi à la section 8.1, les causes, et *a fortiori* le scénario exact de la Réionisation ne sont pas bien connus. On va voir dans cette section dans quelle mesure il est possible de reconstruire la fraction d'électrons libres $x_e(z)$ à l'aide du CMB.

Pour contraindre plus précisément l'histoire de la Réionisation, nous allons échantillonner la fraction d'ionisation par tranche de redshift avec

$$x_e(z) = x_i, \quad z_i - \frac{\Delta z}{2} < z < z_i + \frac{\Delta z}{2}, \quad (8.22)$$

entre z_{min} (après lequel la Réionisation est complète) et z_{max} (avant lequel la Réionisation n'a pas commencé) [Lewis *et al.*, 2006].

On peut ainsi voir l'influence sur le spectre de deux modèles pour $x_e(z)$ avec la même épaisseur optique, mais une histoire détaillée différente, comme sur la figure 8.8.

Il faudra ensuite utiliser une méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov pour extraire les fonctions de vraisemblance de la fraction d'électrons libres pour chaque tranche en redshift [Lewis *et al.*, 2006]. À ces échelles angulaires, la variance cosmique va être un des facteurs limitants de l'information que l'on pourra extraire des données.

8.4.1 Choix d'une paramétrisation

J'ai choisi d'avoir des bins de largeur constante, avec une largeur des transitions entre les bins δz_{bin} constante également. Entre deux transitions, j'ai donc choisi d'avoir une fraction d'ionisation constante pendant Δz_{bin} . On peut donc paramétriser une histoire par $n_{bins} + 2$ paramètres (plus le nombre de plateaux, redondant pour éviter les erreurs). Par exemple, sur la figure 8.9 :

```
num_plateau = 3
z_end_reio = 7.
delta_z = 2.
xe_plat(1) = 0.3
xe_plat(2) = 0.14
```

8. cf annexe B.

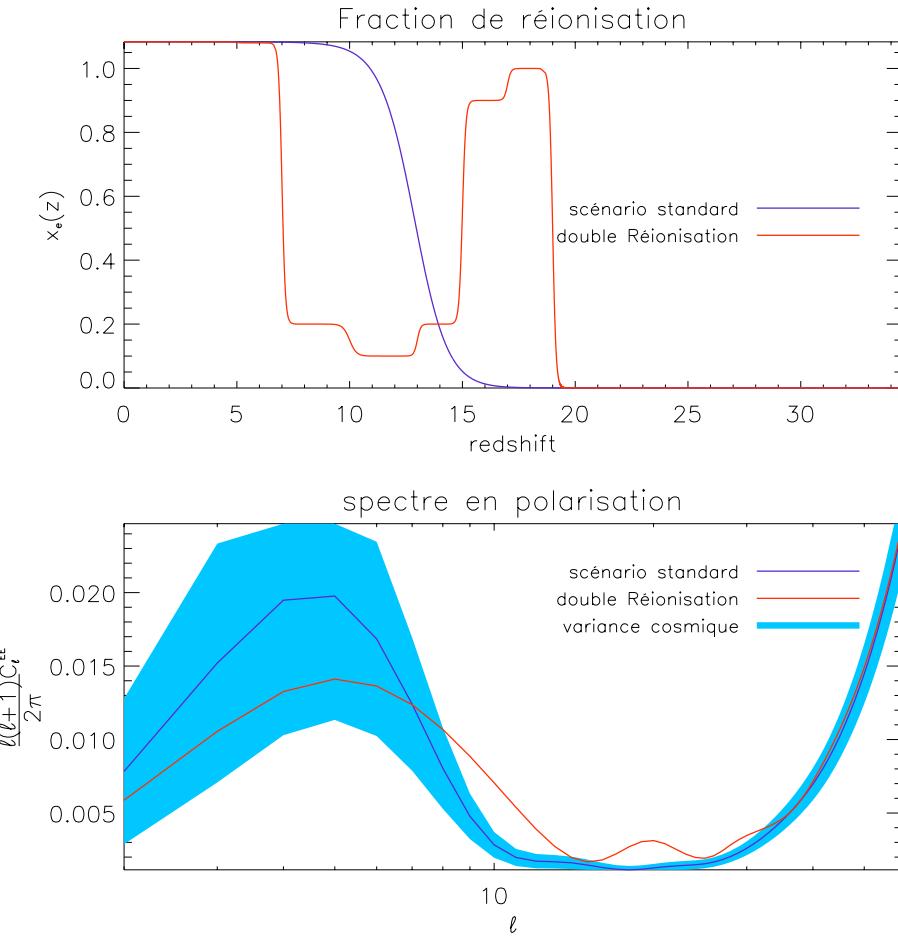


Figure 8.8 – On peut distinguer deux histoires avec une même épaisseur optique τ . L'histoire non standard à deux pics dans la fraction d'ionisation pourrait trouver une justification par des mécanismes de rétroaction dans la formation des premières étoiles [Furlanetto et Loeb, 2005]. Notez que la première ionisation de l'Hélium (en même temps que l'Hydrogène) implique $(x_e)_{\max} > 1$.

`xe_plat(3) = 0.5`

Notons que pour mon implémentation, les fractions intermédiaires sont multipliées par $f = 1.08$ pour prendre en compte l'hélium (voir 7.2.4). Nous utilisons une version modifiée de CLASS (version 1.7.2), pour laquelle les bords sont différemment gérés, afin de garder le même δz_{bin} que dans le reste de la fonction. CLASS construit les raccords entre un Univers complètement ionisé et un Univers encore régi par les équations de la recombinaison avec $z_{\text{fin}} = z_1 - (z_2 - z_1)$ et $z_{\text{début}} = z_n - (z_{n-1} - z_n)$. Notons également que pour éviter des problèmes de convergence au début de la Réionisation, nous rajoutons artificiellement un point $z_{\text{début}} = z_{\text{fin}} + n_{\text{bins}} \times (\Delta z_{\text{bin}} + \delta z_{\text{bin}}) + 5$.

Les transitions se font par des tangentes hyperboliques, de la forme

$$x(z) = x_i + \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\tanh\left(\frac{2(z-z_i)/(z_{i+1}-z_i)-1}{\alpha}\right)}{\tanh(1/\alpha)} \right] \times \underbrace{(x_{i+1} - x_i)}_{\delta z_{\text{bin}}}, \quad (8.23)$$

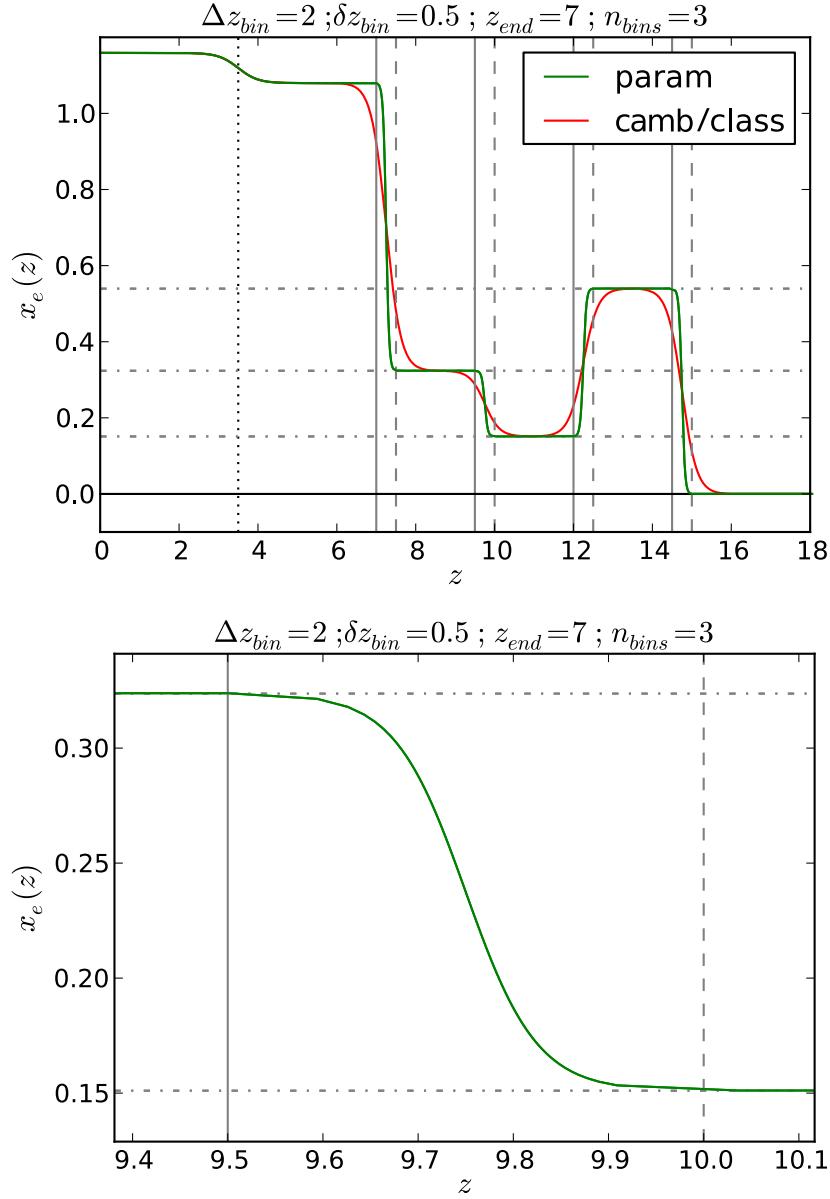


Figure 8.9 – Haut : Illustration de notre choix de binning pour la Réionisation (vert) comparé à ce qui est implémenté dans CLASS (rouge). Le début de la Réionisation a lieu à $z_{\text{début}} = z_{\text{fin}} + n_{\text{bins}} \times (\Delta z_{\text{bin}} + \delta z_{\text{bin}})$. Bas : Détail d'une transition en tangente hyperbolique. Dans notre paramétrisation, $x_e(z)$ est exactement constant hors de la transition.

où les x_i (sous-entendus $x_e(z_i)$) sont les fractions d'ionisation en z_i , et $\alpha = 0.3$ est un paramètre sans dimension qui donne la pente maximale. Cette implémentation de CLASS pour la Réionisation par bin est plus simple que celle de CAMB pour une Réionisation standard, pour laquelle la paramétrisation est faite en fonction du paramètre $y \stackrel{\text{def}}{=} (1+z)^{3/2}$, pour des raisons décrites dans [Lewis, 2011]. Notre but étant de toute façon d'avoir une fraction $x_e(z)$ qui soit modèle-indépendante et la plus abrupte possible entre les bins, cela n'a pas d'importance.

Comme le montre la figure 8.9 (en bas), cela permet d'avoir une continuité en $z = z_i$, et le choix de la valeur de α permet d'avoir une dérivée arbitrairement petite au niveau de ce

raccordement.

La figure présente également la paramétrisation de CLASS, pour laquelle l'écart entre les bins peut être arbitraire (il est constant avec ma paramétrisation).

8.4.2 Comparaison de CLASS et de CAMB

Si elle a l'avantage de ne pas être dépendante du modèle physique sous-jacent, une transition très rapide entre deux fractions d'ionisation risque de conduire à des instabilités numériques. J'ai vérifié dans cette section que ça n'est pas le cas pour ces deux logiciels disponibles CLASS et CAMB, pour lesquels nous avons implémenté cette paramétrisation.

L'article [Lesgourgues, 2011b] cite les différences entre les deux logiciels. Pour ce qui nous intéresse ici, notons que le calcul des quantités thermodynamiques en vue du calcul de la fonction de visibilité $g(z)$ se fait différemment. Dans CAMB, le module RECFAST calcule $x_e(z)$ et $c_b(z)$ (vitesse du son pour les baryons) en intégrant les équations de Boltzmann (vues au chapitre 7), puis modifie $x_e(z)$ pour prendre en compte la Réionisation, sans changer $c_b(z)$. Enfin, il re-calcule $x_e(z)$ et toutes les quantités dérivées ($\dot{\tau}(z)$, $\exp(-\tau(z))$, $g(z), \dots$), avec un échantillonnage constant en redshift cette fois, défini par un nombre de pas N_{thermo} entré en paramètre.

Pour CLASS, le pas en redshift pendant la Réionisation est calculé par $(d \ln x_e / dz)^{-1}$ multiplié par un paramètre `reionization_sampling`. Ainsi, le pas s'adapte naturellement à la pente, contrairement à CAMB (voir figure 8.10). De plus, la vitesse du son $c_b(z)$ est calculée seulement une fois que $x_e(z)$ a été modifié par la Réionisation.

J'ai comparé les spectres en température \mathcal{C}_ℓ^{TT} et en polarisation \mathcal{C}_ℓ^{EE} pour les versions de CLASS et CAMB modifiées pour avoir la paramétrisation de $x_e(z)$ décrite en 8.4.1. Pour un jeu de paramètres donné, la différence relative entre les spectres TT (respectivement EE) des deux codes est la courbe verte de la figure 8.11, milieu (resp. bas).

Afin de comparer les différences obtenues au cas où la Réionisation ne présente pas *a priori* de trop grosse discontinuité, on a aussi calculé (courbes noires) la différence des spectres issus de CLASS et CAMB correspondant à une même épaisseur optique.

Pour $10 < \ell < 3000$, la différence $(\mathcal{C}_{\ell, \text{CLASS}}^{TT} - \mathcal{C}_{\ell, \text{CAMB}}^{TT}) / \mathcal{C}_{\ell, \text{CLASS}}^{TT}$ est de l'ordre de quelques pour mille, que ce soit pour une comparaison des spectres obtenus avec une Réionisation standard ou pour une Réionisation beaucoup plus abrupte. Pour $\ell = 3$, la différence est approximativement de 1 % (suivant le jeu de paramètres choisi) dans le cas de la paramétrisation par bin, contre seulement 0.5 % pour la paramétrisation standard de CAMB.

On n'observe pas une telle remontée pour le spectre en EE, et $(\mathcal{C}_{\ell, \text{CLASS}}^{EE} - \mathcal{C}_{\ell, \text{CAMB}}^{EE}) / \mathcal{C}_{\ell, \text{CLASS}}^{EE}$ reste toujours inférieur à 0.5 %, que ce soit pour le modèle de Réionisation standard ou l'histoire $x_e(z)$ plus abrupte.

8.5 Conclusion

Bien comprendre l'histoire de la Réionisation est important à plusieurs titres : on peut ainsi contraindre les modèles astrophysiques de la formation des premiers astres mais aussi lever des dégénérescences sur les paramètres cosmologiques extraits du CMB. Parce qu'il est conçu pour en mesurer la polarisation sur tout le ciel, *Planck* est un instrument adapté pour cette mesure. Le fait que les deux logiciels se comportent de la même manière même en présence de fortes variations de $x_e(z)$, (quitte à changer quelques paramètres de précision, et sans modifier sensiblement le temps de calcul) signifie qu'une telle étude pourra être faite avec des logiciels déjà existants. J'ai montré la fiabilité du calcul des spectres de puissance pour différents logiciels. Des cas très dissemblables comme une réionisation simple ou double sont discernables,

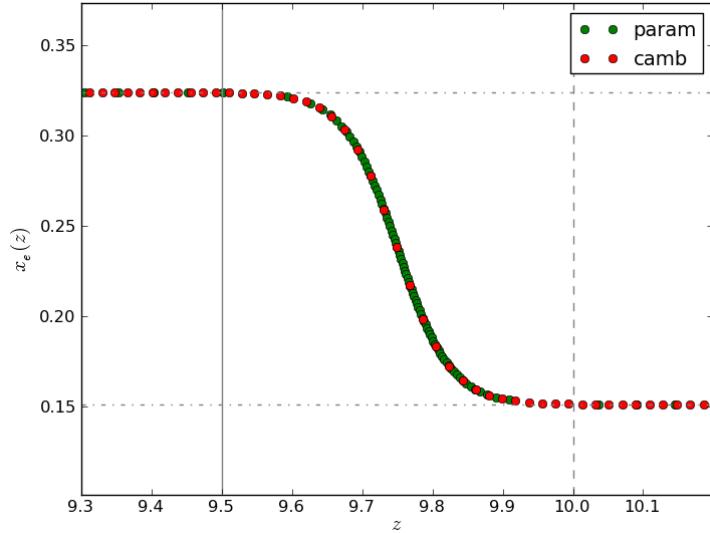


Figure 8.10 – Différence de l'échantillonnage par défaut de CLASS et CAMB pendant la Réionisation.

car les effets sur le spectre sont plus grands que la variance cosmique (voir figure 8.8). Pour les résultats de 2014, il faut maîtriser les résidus d'avant-plans, ainsi que la fuite de l'intensité totale en polarisation : c'est la principale source d'erreur systématique pour la polarisation à ces échelles angulaires. Elle s'explique d'une part par une erreur dans les bandes passantes des instruments différente pour deux bolomètres, mais aussi par une calibration imparfaite entre les instruments. Ces deux effets vont conduire à une mauvaise interprétation des différences entre deux bolomètres de type PSB. Une fois ces erreurs systématiques corrigées, le CMB offrira une contrainte importante pour la Réionisation, mais qui ne dispensera pas de l'étude directe des âges sombres avec la raie à 21 cm notamment.

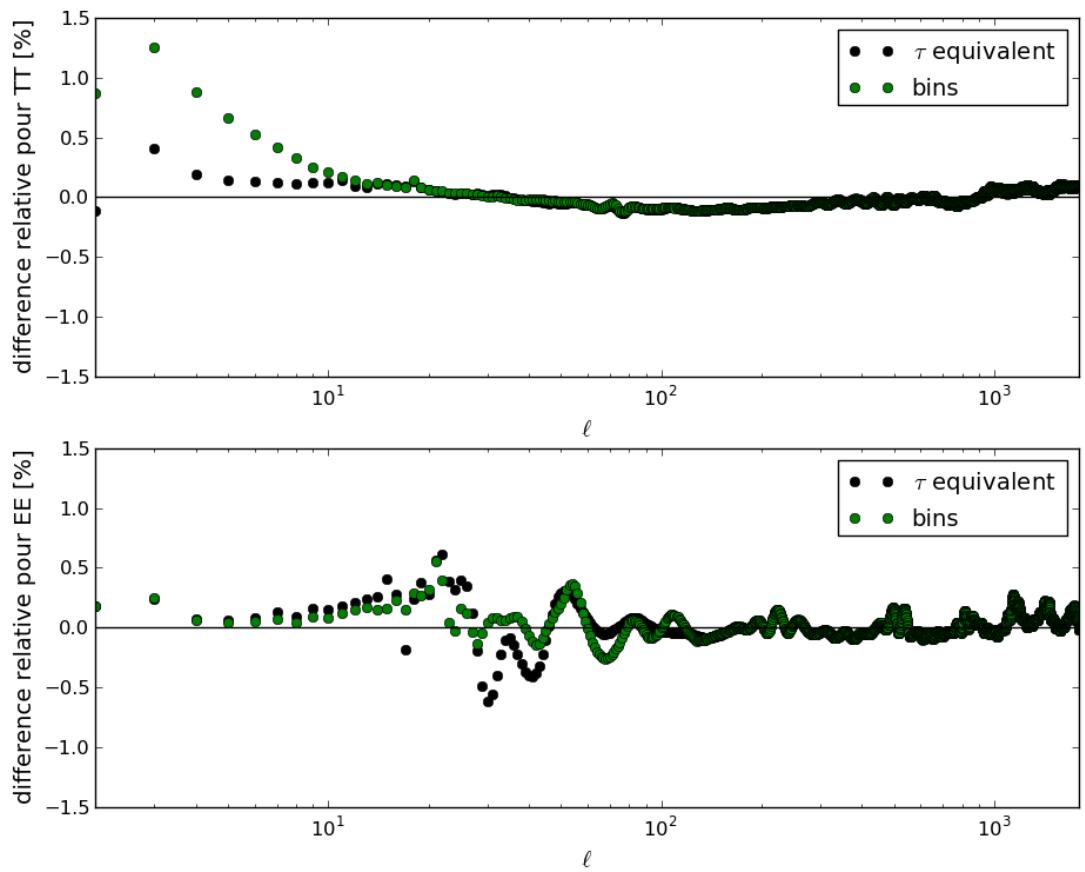


Figure 8.11 – Comparaison des différences entre CLASS et CAMB pour deux implémentations : notre approche par plateaux (“bins”) et l’approche par tangente hyperbolique standard ayant la même épaisseur optique (“ τ équivalent”). Haut : fraction d’ionisations. Notez que pour une même paramétrisation, les deux codes voient leurs $x_e(z)$ superposés, seul l’échantillonnage changeant. Milieu : différence relative pour le spectre en TT. Bas : différence relative pour le spectre en EE.

Conclusion

La cosmologie est entrée depuis la dernière décennie du XX^e siècle dans une ère de précision, et bénéficie de nombreuses observables indépendantes qui vont toutes dans sens d'un modèle dit "de concordance". C'est ce modèle que les premiers résultats cosmologiques de *Planck* viennent de confirmer avec une précision inégalée. Conçu pour améliorer la mesure des anisotropies en température du CMB de manière à n'être limité que par la variance cosmique, la collaboration *Planck* a atteint ce but grâce à la qualité des instruments embarqué, mais aussi grâce aux méthodes d'analyse développées par la collaboration.

La première partie de cette thèse est consacrée à ma contribution à ces travaux, en particulier l'étude des données ordonnées en temps. Je me suis attaché à la caractérisation des propriétés du bruit, ce qui a permis de repérer un certain nombre de problèmes comme la présence de sauts dans la ligne de base. Je présente l'algorithme de détection et de correction que j'ai contribué à développer, ainsi que la validation de cette méthode. J'ai participé à la sélection des rings qui ont été projetés sur les cartes, et j'expose dans cette thèse une méthode pour vérifier si cette sélection est de suffisamment bonne qualité pour ne pas introduire d'erreur systématique dans les spectres finaux.

Ainsi, *Planck* offre des données d'une qualité inégalée – et vraisemblablement inégalable pendant bien plus d'une décennie. Ces données sont utiles à la communauté des cosmologistes mais aussi à celle de la physique galactique et extra-galactique, grâce aux catalogues de près de 25 000 sources et à la couverture du ciel sur neuf fréquences, allant de 30 à 857 GHz. J'ai présenté dans la seconde partie ces objets délivrés par la collaboration, ainsi que l'analyse cosmologique qui en a été faite. De ce point de vue, *Planck* n'offre aucun soutien à une extension du modèle de concordance à six paramètres. Cette description simple mais totalement efficace fait appel à des paramètres connus à présent avec une précision de l'ordre du pourcent. C'est notamment le cas de l'inflation, qui est renforcée par le fait que l'indice spectral soit inférieur à 1 à plus de 5σ et ne possède pas de variation. L'absence de courbure, ainsi que la gaussianité des fluctuations de la carte fait que les modèles les plus simples de champs scalaires restent les meilleurs candidats à l'origine de l'inflation.

Il n'a été question jusqu'ici que des données en température : les résultats cosmologiques concernant la polarisation ne seront publiques qu'en 2014. Ce sont les spectres en *TE* et *EE* qui permettront de lever des dégénérescences qui affectent la détermination des paramètres cosmologiques avec le spectre *TT* seul. En particulier, un des résultats les plus attendus est la mesure de τ , l'épaisseur optique à la réionisation, qui quantifie la proportion de photons émis lors du découplage qui ont à nouveau interagi le long de la ligne de visée. En plus de contraindre ce paramètre, le spectre du CMB permet aussi en principe d'apporter des informations sur l'histoire de l'ionisation de l'Univers. Parmi les approches envisageables, on peut modéliser la physique à l'origine de la Réionisation, et contraindre les paramètres correspondants. Cela peut néanmoins créer un biais si le modèle utilisé ne reflète pas les causes exactes de la Réionisation. Dans la troisième partie de cette thèse, j'ai étudié l'alternative qui consiste à

ajuster la fraction d'ionisation en la considérant constante par tranche de redshift. J'ai montré que cette approche ne conduit pas à des instabilités dans deux des logiciels disponibles pour ce genre de calculs, et qu'ils ont des résultats compatibles entre eux, même dans le cas de discontinuité marquées dans la fraction d'électrons libres. La fiabilité des algorithmes étant démontrée, on peut donc envisager de contraindre cette histoire. Cette étape cruciale dans la formation des structures est encore très mal connue. Avant l'arrivée des radiotélescopes comme SKA sondant la raie à 21 cm décalée vers le rouge, le CMB reste une observable privilégiée pour contraindre l'histoire de la fin des âges sombres.

Parce qu'elle modifie également l'histoire de l'ionisation de l'Univers, je me suis intéressé à l'effet que pourrait avoir l'annihilation de WIMPs sur les photons du CMB. Cet impact est quantifié par un unique paramètre $p_{\text{ann}} \propto \langle \sigma v \rangle / m$, qui permet de relier les observables du CMB aux caractéristiques (section efficace $\langle \sigma v \rangle$ et masse m) d'une hypothétique particule de matière noire. Les cascades de particules ainsi générées vont ioniser (pour une fraction χ_i), exciter (pour une fraction χ_α) et chauffer (pour une fraction χ_h) le milieu. J'ai analysé l'impact d'une éventuelle erreur sur la répartition dans ces trois canaux pour la reconstruction de l'observable correspondante. En modifiant les algorithmes existants pour qu'ils prennent en paramètre les fractions d'énergie déposée dans chacun des canaux, j'ai calculé la vraisemblance sur une grille de paramètres $(\chi_i, \chi_\alpha, p_{\text{ann}})$. J'ai trouvé qu'une mauvaise prise en compte de ces paramètres (χ_i, χ_α) ne compromet pas la reconstruction de p_{ann} , ou ne change pas les limites que l'on peut poser. Réciproquement, le CMB seul ne nous permet pas d'avoir plus d'information sur les (χ_i, χ_α) .

L'an prochain, la collaboration *Planck* publiera les données en polarisation. Cela apportera une amélioration du spectre *EE* entre *Planck* et *WMAP* équivalente à l'amélioration que *WMAP* a apporté à *COBE* pour la température. Une analyse encore plus exigeante que pour le traitement des données en température est en cours, notamment pour contrôler les systématiques propres à la polarisation. En particulier, la recherche des modes *B* permettrait d'apporter des contraintes fortes sur les modèles d'inflation.

En attendant la future mission spatiale dédiée au CMB (par exemple PRISM⁹) l'étude de la polarisation du CMB se fait également à partir du sol ou de ballons, avec des expériences telles que Spider, BICEP2, ACTPol, SPTPol ou QUBIC.

Le modèle de concordance ne peut être testé que par la combinaison avec d'autres observables (BAOs, cisaillement gravitationnel, supernovæ, comptage d'amas, ...). Ces dernières seront mesurées avec précision par la future génération d'expériences, dont la prise de données est prévue pour l'horizon 2020 ; il s'agit par exemple de LSST ou d'*Euclid*.

9. qui vient d'être proposée à l'ESA : <http://www.prism-mission.org/>

Quatrième partie

Appendices

A

Précisions sur superclean

A.1 Démonstration de l'équation 4.4

On a donné en 4.4 la formule donnant l'écart-type attendu pour la différence de deux spectres, le second étant fait avec une carte qui est un sous-ensemble de la statistique de la première carte :

$$\sigma_{expected}^2 (C_\ell^S - C_\ell^T) = N_\ell \frac{2C_\ell^T \frac{1-g}{g} + N_\ell \frac{1-g^2}{g^2}}{f_{sky}(2\ell+1)}, \quad (\text{A.1})$$

où C_ℓ^S est le pseudo-spectre pour la sélection superclean, C_ℓ^T pour la sélection totale, et N_ℓ pour le bruit de la carte totale. La fraction des données de la carte normale utilisées pour faire la carte superclean est $g = 0.65$ (ou 0.55 pour les canaux galactiques).

Cette formule est valable si le bruit dans les cartes FIRST et LAST ont le même spectre, et sont totalement décorrélés ; et que la seule différence entre la sélection normale et la sélection superclean est le nombre de réalisation stochastique de même moyenne et variance qui les constituent. C'est justement ce que l'on cherche à montrer.

L'indice T (resp. S) indique la carte DX9 (resp. superclean), tandis que l'exposant indique la partie du ring utilisée (FIRST ou LAST).

Si a est la carte du ciel, on pose

$$\text{cartes totales : } a_T^F = a + n_T^F \quad \text{et} \quad a_T^L = a + n_T^L \quad (\text{A.2})$$

$$\text{cartes supercleans : } a_S^F = a + n_S^F \quad \text{et} \quad a_S^L = a + n_S^L. \quad (\text{A.3})$$

Les bruits FIRST et LAST étant totalement décorrélés, on a $\langle n_T^F n_T^L \rangle = \langle n_S^F n_S^L \rangle = 0$. Les auto-corrélations des cartes sont, pour un ℓ donné, $\langle n_S^X n_S^X \rangle \stackrel{\text{def}}{=} \langle n^2 \rangle = N_\ell$, et $\langle n_S^X n_S^X \rangle = N_\ell/g$, et

$\langle a^2 \rangle \stackrel{\text{def}}{=} C_\ell^T$. Il vient alors

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{expected}}^2 (C_S^{FL} - C_T^{FL}) &= \left\langle (C_S^{FL} - C_T^{FL})^2 \right\rangle = \left\langle (a_S^F a_S^L - a_T^F a_T^L)^2 \right\rangle \\
&= \left\langle a_S^F a_S^L a_S^F a_S^L - 2a_S^F a_S^L a_T^F a_T^L + a_T^F a_T^L a_T^F a_T^L \right\rangle \\
&= \cancel{\left\langle a_S^F a_S^L \right\rangle} \cancel{\left\langle a_S^F a_S^L \right\rangle} + \left\langle a_S^F a_S^F \right\rangle \left\langle a_S^L a_S^L \right\rangle + \cancel{\left\langle a_S^F a_S^L \right\rangle} \cancel{\left\langle a_S^F a_S^L \right\rangle} \\
&\quad - 2 \left(\cancel{\left\langle a_S^F a_S^L \right\rangle} \cancel{\left\langle a_T^F a_T^L \right\rangle} + \left\langle a_S^F a_T^F \right\rangle \left\langle a_S^L a_T^L \right\rangle + \cancel{\left\langle a_S^F a_T^L \right\rangle} \cancel{\left\langle a_T^F a_T^L \right\rangle} \right) \\
&\quad + \cancel{\left\langle a_T^F a_T^L \right\rangle} \cancel{\left\langle a_T^F a_T^L \right\rangle} + \left\langle a_T^F a_T^F \right\rangle \left\langle a_T^L a_T^L \right\rangle + \cancel{\left\langle a_T^F a_T^L \right\rangle} \cancel{\left\langle a_T^F a_T^L \right\rangle} \\
&= \left\langle a_S^F a_S^F \right\rangle \left\langle a_S^L a_S^L \right\rangle - 2 \left\langle a_S^F a_T^F \right\rangle \left\langle a_S^L a_T^L \right\rangle + \left\langle a_T^F a_T^F \right\rangle \left\langle a_T^L a_T^L \right\rangle \\
&= \left\langle (a + n_S^F)^2 \right\rangle \left\langle (a + n_S^L)^2 \right\rangle \\
&\quad - 2 \left\langle (a + n_S^F) (a + n_T^F) \right\rangle \left\langle (a + n_S^L) (a + n_T^L) \right\rangle \\
&\quad + \left\langle (a + n_T^F)^2 \right\rangle \left\langle (a + n_T^L)^2 \right\rangle \\
&= \left(\left\langle a^2 \right\rangle + \frac{1}{g} \left\langle n^2 \right\rangle \right)^2 - 2 \left(\left\langle a^2 + n^2 \right\rangle \right)^2 + \left(\left\langle a^2 + n^2 \right\rangle \right)^2 \\
&= \left\langle a^2 \right\rangle^2 + \frac{2 \left\langle a^2 \right\rangle \left\langle n^2 \right\rangle}{g} + \frac{1}{g^2} \left\langle n^2 \right\rangle^2 - \left(\left\langle a^2 \right\rangle + \left\langle n^2 \right\rangle \right)^2 \\
&= \cancel{\left\langle a^2 \right\rangle}^2 + \frac{2}{g} \left\langle a^2 \right\rangle \left\langle n^2 \right\rangle + \frac{1}{g^2} \left\langle n^2 \right\rangle^2 - \cancel{\left\langle a^2 \right\rangle}^2 - 2 \left\langle a^2 \right\rangle \left\langle n^2 \right\rangle - \left\langle n^2 \right\rangle^2 \\
&= \left\langle n^2 \right\rangle \left(2 \left\langle a^2 \right\rangle \frac{1-g}{g} + \left\langle n^2 \right\rangle \frac{1-g^2}{g^2} \right) \\
&= \left\langle n^2 \right\rangle \frac{1-g}{g} \left(2 \left\langle a^2 \right\rangle + \frac{1+g}{g} \left\langle n^2 \right\rangle \right),
\end{aligned}$$

d'où la formule 4.4, en divisant par $f_{\text{sky}}(2\ell + 1)$ pour prendre en compte le nombre de modes sur lesquelles la moyenne est faite pour un multipôle ℓ donné.

A.2 Impact des différents critères de la sélection superclean au niveau temporel

On présente ici, pour la même sélection de ring que sur la figure 4.7, l'impact "temporel" (plus précisément par ring, leur longueur variant entre 35 et 65 minutes) des critères individuellement.

On ne présente pas l'impact du critère sur le cinquième relevé (il s'agit de la fin du relevé 3), mais tous les autres problèmes sont représentés sur cet sélection de 601 rings, c'est à dire environ deux semaines.

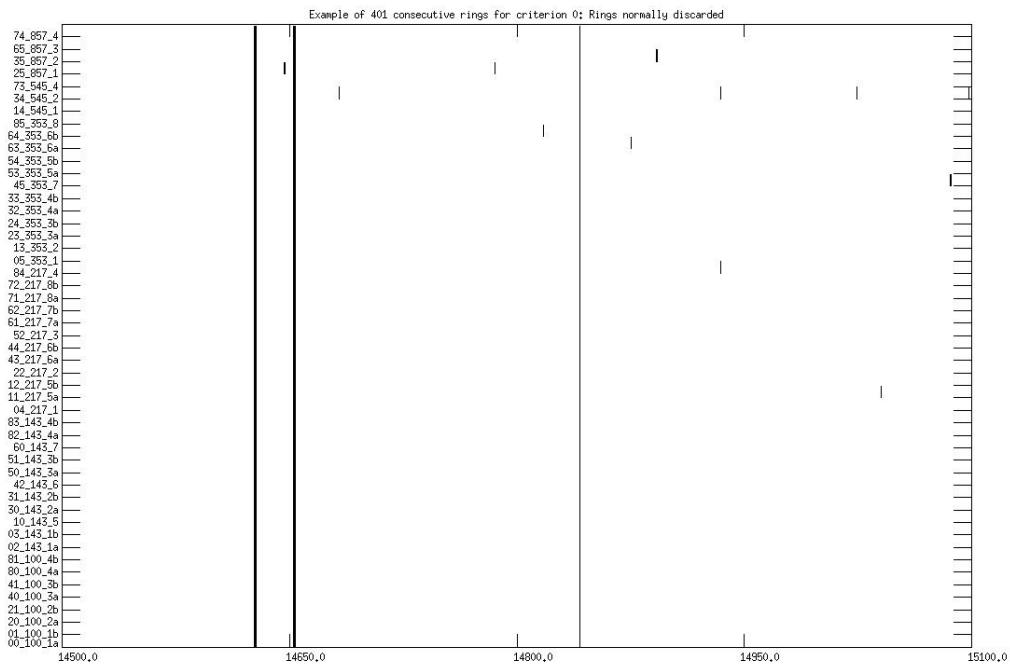


Figure A.1 – *Rings normalement rejétés*

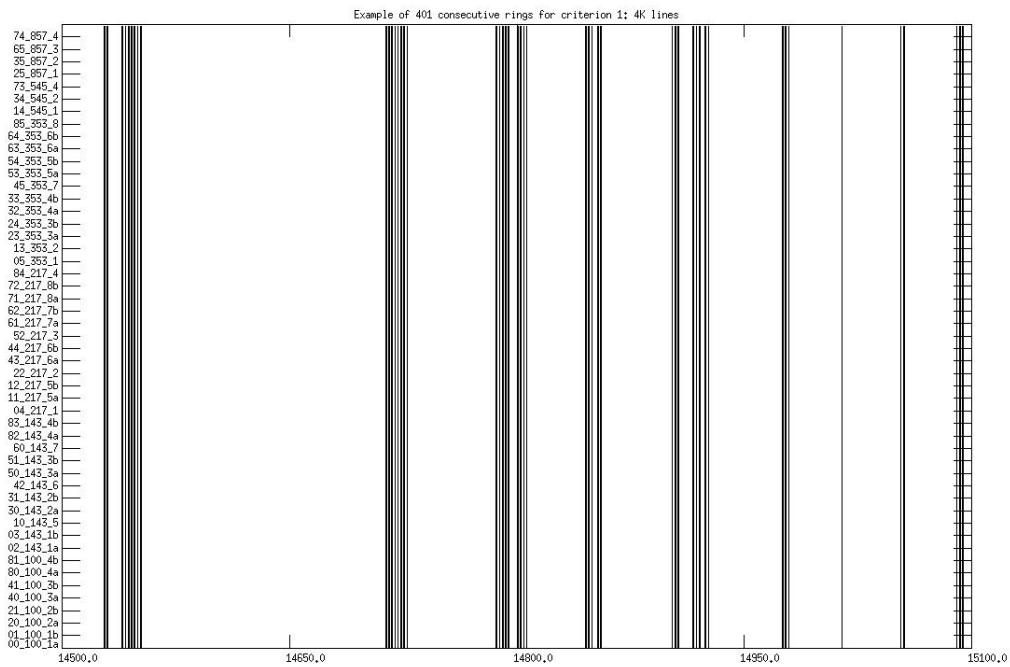


Figure A.2 – *Raies 4 K*

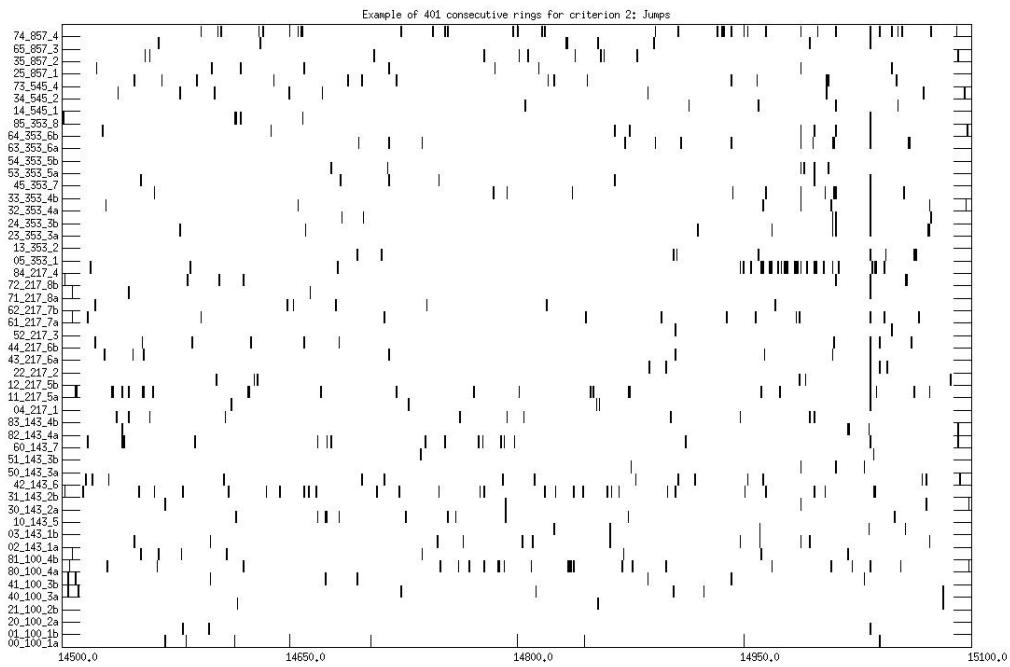


Figure A.3 – *Sauts*

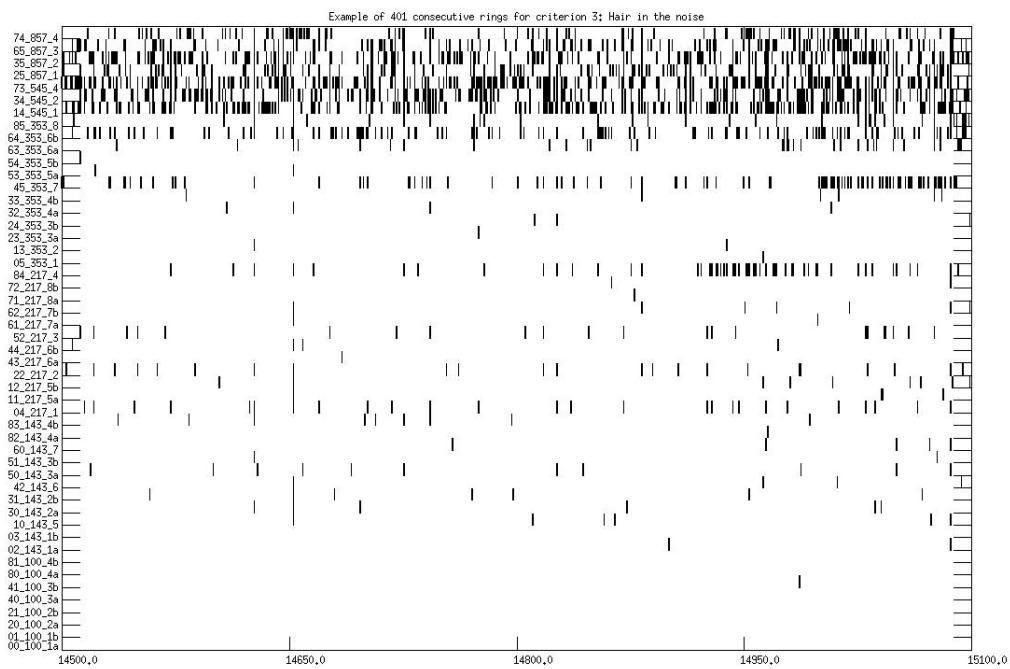


Figure A.4 – *Hausse du bruit*

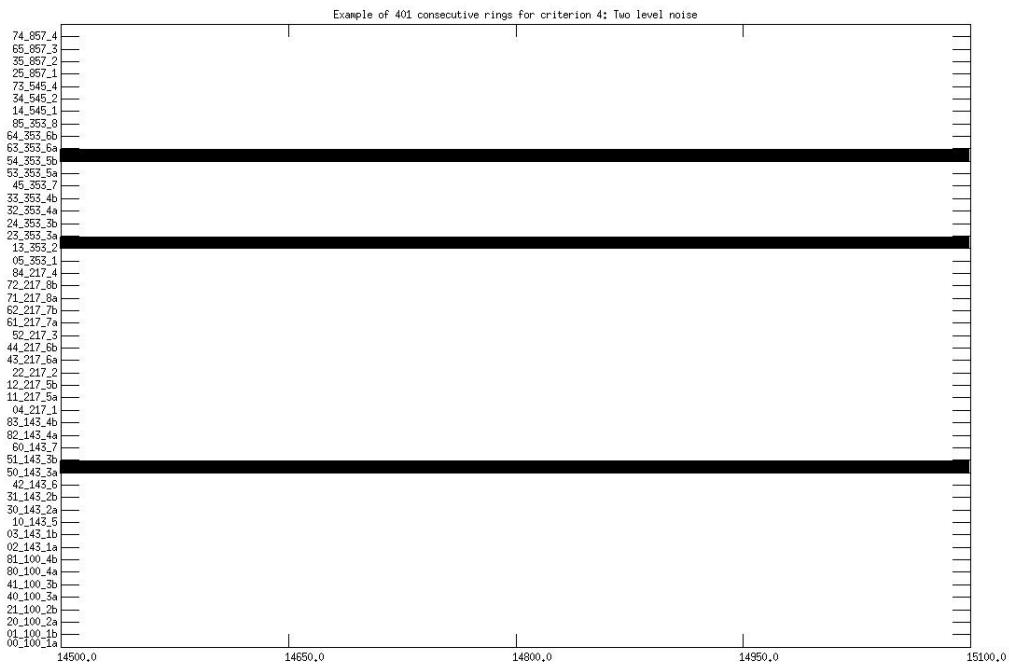


Figure A.5 – Bruit à deux niveaux

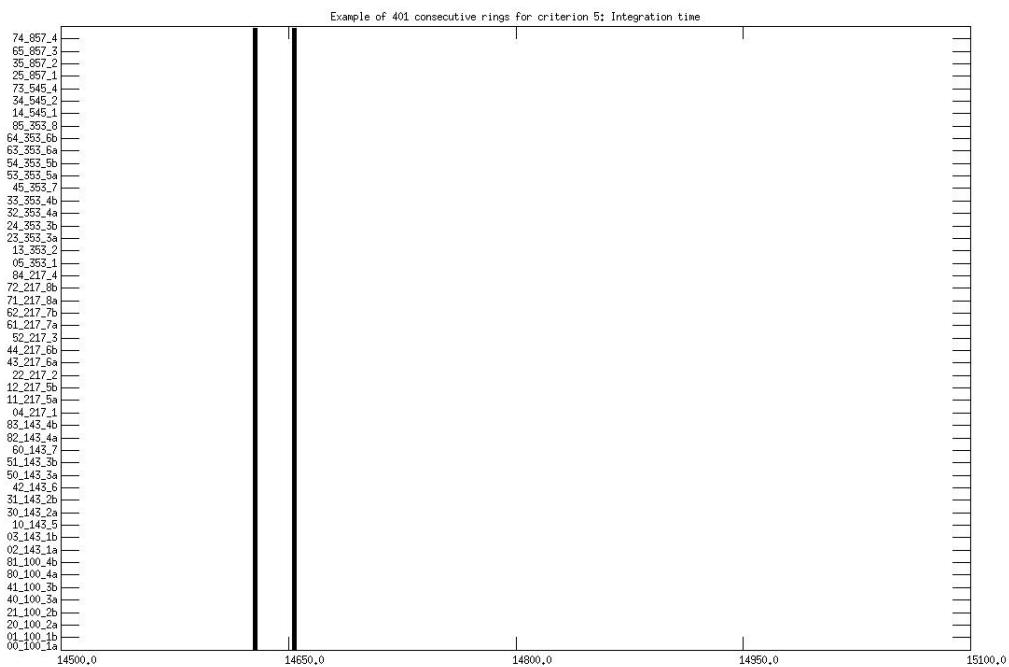


Figure A.6 – Temps d'intégration

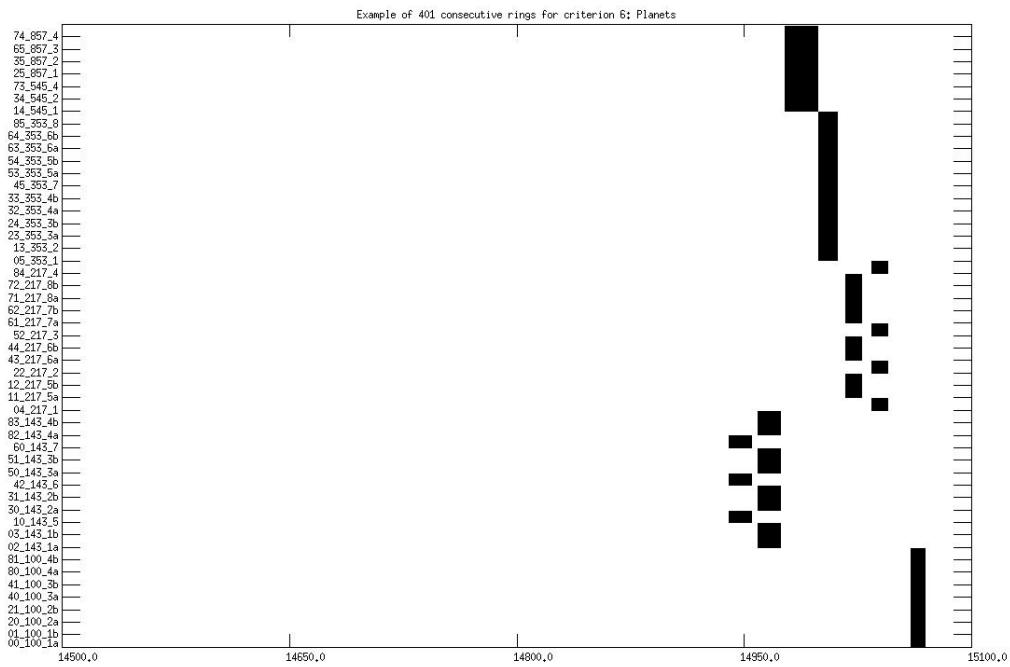


Figure A.7 – Planètes

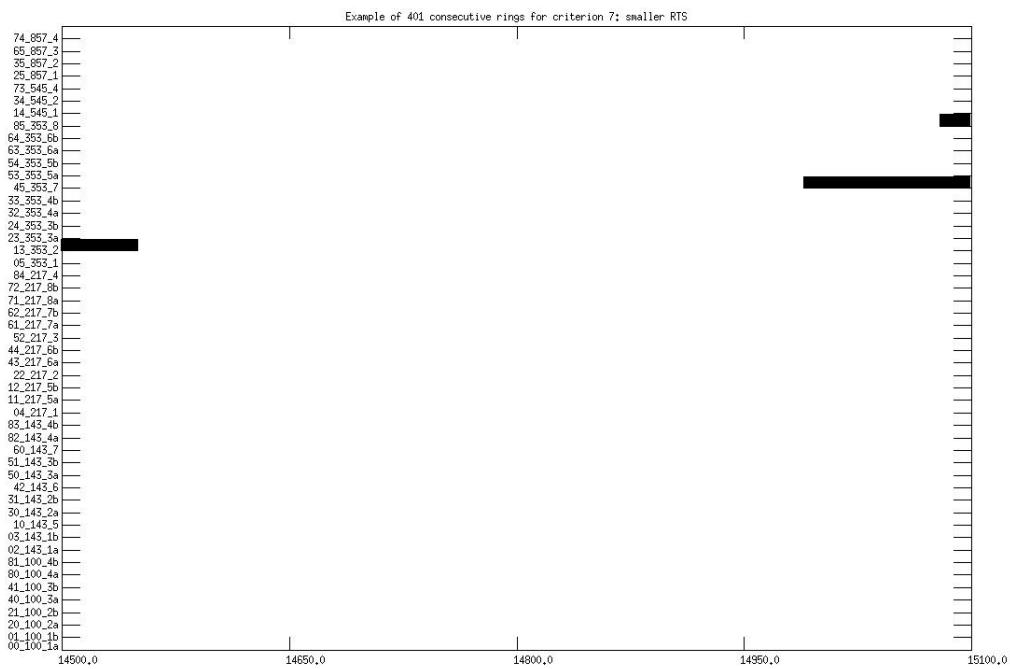


Figure A.8 – RTS de faible amplitude

B

Les différents algorithmes utilisés

B.1 Les algorithmes de Boltzmann

Ces algorithmes permettent de calculer l'évolution des perturbations de l'Univers, et d'en déduire les observables associées que sont les spectres du CMB et la répartition des structures à grande échelles. Ils utilisent donc les équations de Boltzmann et d'Einstein, ainsi que de nombreuses techniques de calculs ayant donné lieu à une abondante littérature [Bond et Efstathiou, 1987, Ma et Bertschinger, 1995, Hu et White, 1997b].

Ils prennent en entrée les paramètres cosmologiques, avec ou sans les extensions au modèle standard. On peut également leur donner des paramètres correspondant à la précision du calcul.

En sortie, ils peuvent renvoyer

- les spectres de puissance du CMB dûs aux perturbations scalaires ($C_\ell^{TT}, C_\ell^{EE}, C_\ell^{TE}$),
- les spectres de puissance du CMB dûs aux perturbations tensorielles ($C_\ell^{TT}, C_\ell^{EE}, C_\ell^{TE}, C_\ell^{BB}$),
- les fonctions de transfert,
- le spectre de puissance de la matière,
- les quantités thermodynamiques comme la température des baryons T_b , et la fraction d'ionisation x_e à chaque instant.

B.1.1 CAMB

Écrit en fortran, CAMB¹ est basé sur CMBFAST [Zaldarriaga, 1997, Zaldarriaga et Seljak, 1997], dont il utilise la technique d'intégration le long de la ligne de visée. CAMB est toujours mis à jour, et prend en compte toutes les nouvelles possibilités.

B.1.2 CLASS

CLASS² [Lesgourgues, 2011a, Blas *et al.*, 2011a] est un code développé pour apporter à ses prédecesseurs meilleure flexibilité, précision, vitesse, et surtout ergonomie. Écrit en C, il est donc plus rapide et plus facilement parallélisable que du C++, mais mime sa notion de classe,

1. <http://camb.info>

2. <http://class-code.net/>

ce qui le rend à la fois plus modulaire et plus lisible. C'est ce qui m'a poussé à utiliser ce logiciel, dans les chapitre 8 (et dans une moindre mesure le chapitre 7, puisque cela concernait surtout HyRec), dans lequel on peut plus facilement modifier ou ajouter des modules, par exemple des phénomènes liés à la nouvelle physique.

B.2 Les algorithmes de recombinaison

Ces algorithmes sont appelés par ceux de Boltzmann. Ils traitent du calcul rapide de la recombinaison des atomes d'hydrogène et d'hélium, en prenant à la fois en compte des critères de rapidité, et d'exactitude en incluant le plus de processus possibles (transitions entre les différents niveaux électroniques, effets du rayonnement ambiant, ...). Cela leur permet de calculer la fraction d'ionisation $x_e(z)$ pendant la recombinaison qui produit des erreurs sur les C_ℓ inférieures au pour mille.

B.2.1 RECFast

RECFast³ utilise un modèle classique d'atome à trois niveaux (*cf* section 7.2.2), amélioré grâce aux résultats de [Seager *et al.*, 1999] sur un très grand nombre de transitions. Des paramétrisations de ces différences permettent d'effectuer ce calcul très rapidement, et pour des cosmologies arbitraires.

B.2.2 HyRec

HyRec⁴ utilise le calcul exact de la recombinaison de l'atome à plusieurs niveaux décrit dans [Ali-Haimoud et Hirata, 2011]. Les techniques de calcul utilisées pour décrire le transfert radiatif en font un logiciel extrêmement rapide (environ 2 secondes pour toute la recombinaison). C'est la version de cet algorithme (implémentée dans CLASS) que j'ai modifiée dans le chapitre 7.

3. <http://www.astro.ubc.ca/people/scott/recfast.html>

4. <http://www.sns.ias.edu/~yacine/hyrec/hyrec.html>

Bibliographie

[Aad *et al.*, 2012] Aad, G., Abajyan, T. et Abbott, B. e. a. (2012). Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*.

[Aghanim *et al.*, 1996] Aghanim, N., Desert, F. X., Puget, J. L. et Gispert, R. (1996). Ionization by early quasars and cosmic microwave background anisotropies. *A&A*, 311:1–11.

[Aghanim *et al.*, 2008] Aghanim, N., Majumdar, S. et Silk, J. (2008). Secondary anisotropies of the CMB. *Reports on Progress in Physics*, 71(6):066902.

[Ali-Haimoud et Hirata, 2011] Ali-Haimoud, Y. et Hirata, C. M. (2011). Hyrec : A fast and highly accurate primordial hydrogen and helium recombination code. *Phys. Rev. D*, 83: 043513.

[Alvarez *et al.*, 2009] Alvarez, M. A., Busha, M., Abel, T. et Wechsler, R. H. (2009). Connecting Reionization to the Local Universe. *ApJ*, 703:L167–L171.

[Anderson *et al.*, 2013] Anderson, L., Aubourg, E., Bailey, S. *et al.* (2013). The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Measuring D_A and H at z=0.57 from the Baryon Acoustic Peak in the Data Release 9 Spectroscopic Galaxy Sample. *ArXiv e-prints*.

[Anninos *et al.*, 1997] Anninos, P., Zhang, Y., Abel, T. et Norman, M. L. (1997). Cosmological hydrodynamics with multi-species chemistry and nonequilibrium ionization and cooling. *New Astronomy*, 2:209–224.

[Ashdown *et al.*, 2007] Ashdown, M. A. J., Baccigalupi, C. et Balbi, A. e. a. (2007). Making sky maps from Planck data. *A&A*, 467:761–775.

[Aver *et al.*, 2012] Aver, E., Olive, K. A. et Skillman, E. D. (2012). An mcmc determination of the primordial helium abundance. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012(04):004.

[Barkana et Loeb, 2001] Barkana, R. et Loeb, A. (2001). In the beginning : The First sources of light and the reionization of the Universe. *Phys.Rept.*, 349:125–238.

[Basdevant et Dalibard, 2011] Basdevant, J.-L. et Dalibard, J. (2011). *Mécanique quantique*. Ellipses.

[Baumann, 2009] Baumann, D. (2009). TASI Lectures on Inflation.

[Bayes et Price, 1763] Bayes, T. et Price, R. (1763). An Essay towards Solving a Problem in the Doctrine of Chances. By the Late Rev. Mr. Bayes, F. R. S. Communicated by Mr. Price, in a Letter to John Canton, A. M. F. R. S. *Philosophical Transactions* (1683-1775), 53.

[Becker *et al.*, 2001] Becker, R. H., Fan, X. et White, R. L. e. a. (2001). Evidence for reionization at Z ~ 6 : Detection of a Gunn-Peterson trough in a Z = 6.28 quasar. *Astron.J.*, 122:2850.

[Bennett *et al.*, 1996] Bennett, C. L., Banday, A. J. et Gorski, K. M. e. a. (1996). Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations : Maps and Basic Results. *ApJ*, 464:L1.

[Benoit *et al.*, 2003] Benoit, A., Ade, P. et Amblard, A. e. a. (2003). The cosmic microwave background anisotropy power spectrum measured by archeops. *aap*, 399.

[Benoît *et al.*, 2003] Benoît, A., Ade, P. et Amblard, A. a. a. (2003). Cosmological constraints from Archeops. *A&A*, 399:L25–L30.

[Bernstein *et al.*, 1989] Bernstein, J., Brown, L. S. et Feinberg, G. (1989). Cosmological helium production simplified. *Reviews of Modern physics*, 61(1):25.

[Bethe, 1939] Bethe, H. A. (1939). Energy Production in Stars. *Physical Review*, 55:434–456.

[Blas *et al.*, 2011a] Blas, D., Lesgourgues, J. et Tram, T. (2011a). The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) II : Approximation schemes. *JCAP*, 1107:034.

[Blas *et al.*, 2011b] Blas, D., Lesgourgues, J. et Tram, T. (2011b). The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS). Part II : Approximation schemes. *JCAP*, 7:34.

[Bonamente *et al.*, 2006] Bonamente, M., Joy, M. K. et LaRoque, S. J. e. a. (2006). Determination of the cosmic distance scale from sunyaev-zel'dovich effect and chandra x-ray measurements of high-redshift galaxy clusters. *The Astrophysical Journal*, 647(1):25.

[Bond et Efstathiou, 1987] Bond, J. R. et Efstathiou, G. (1987). The statistics of cosmic background radiation fluctuations. *MNRAS*, 226:655–687.

[Bowman et Rogers, 2010] Bowman, J. D. et Rogers, A. E. E. (2010). A lower limit of $\Delta z > 0.06$ for the duration of the reionization epoch. *Nature*, 468:796–798.

[Bromm *et al.*, 2002] Bromm, V., Coppi, P. S. et Larson, R. B. (2002). The Formation of the First Stars. I. The Primordial Star-forming Cloud. *ApJ*, 564:23–51.

[Bromm *et al.*, 2001] Bromm, V., Kudritzki, R. P. et Loeb, A. (2001). Generic spectrum and ionization efficiency of a heavy initial mass function for the first stars. *The Astrophysical Journal*, 552(2):464.

[Chandrasekhar, 1960] Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative transfer*. Dover Publications, New York.

[Chatrchyan *et al.*, 2012] Chatrchyan, S., Khachatryan, V. et et al., S. A. M. (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*.

[Christensen *et al.*, 2001] Christensen, N., Meyer, R., Knox, L. et Luey, B. (2001). Bayesian methods for cosmological parameter estimation from cosmic microwave background measurements. *Classical and Quantum Gravity*, 18:2677–2688.

[Ciardi *et al.*, 2002] Ciardi, B., Bianchi, S. et Ferrara, A. (2002). Lyman continuum escape from inhomogeneous ism. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 331:463.

[Cirelli *et al.*, 2011] Cirelli, M., Corcella, G. et Hektor, A. e. a. (2011). PPPC 4 DM ID : A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection. *JCAP*, 1103:051.

[Cole *et al.*, 2005] Cole, S., Percival, W. J., Peacock, J. A., Norberg, P., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Baldry, I., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R. et al. (2005). The 2df galaxy redshift survey : power-spectrum analysis of the final data set and cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362(2):505–534.

[Colombi *et al.*, 2009] Colombi, S., Jaffe, A., Novikov, D. et Pichon, C. (2009). Accurate estimators of power spectra in n-body simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393(2):511–526.

[Condon *et al.*, 1998] Condon, J. J., Cotton, W. D. et Greisen, E. W. e. a. (1998). The nrao vla sky survey. *The Astronomical Journal*, 115(5):1693.

[Conley *et al.*, 2011] Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., Regnault, N., Astier, P., Balland, C., Basa, S., Carlberg, R., Fouchez, D., Hardin, D. et al. (2011). Supernova constraints and systematic uncertainties from the first three years of the supernova legacy survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(1):1.

[Couchman et Rees, 1986] Couchman, H. M. P. et Rees, M. J. (1986). Pregalactic evolution in cosmologies with cold dark matter. *MNRAS*, 221:53–62.

[Delabrouille *et al.*, 1998] Delabrouille, J., Puget, J. L., Gispert, R. et Lamarre, J. M. (1998). Scanning strategies for the Planck mission. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

[Dodelson, 2003] Dodelson, S. (2003). *Modern Cosmology*. Academic Press.

[Dunkley *et al.*, 2009] Dunkley, J., Komatsu, E. et Nolta, M. e. a. (2009). Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Likelihoods and Parameters from the WMAP data. *Astrophys.J.Suppl.*, 180:306–329.

[Dünner *et al.*, 2013] Dünner, R., Hasselfield, M. et Marriage, T. A. e. a. (2013). The Atacama Cosmology Telescope : Data Characterization and Mapmaking. *ApJ*, 762:10.

[Dupac et Tauber, 2004] Dupac, X. et Tauber, J. (2004). Scanning strategy for mapping the Cosmic Microwave Background anisotropies with Planck. *Astron.Astrophys.*

[Efstathiou et Bond, 1999] Efstathiou, G. et Bond, J. R. (1999). Cosmic confusion : degeneracies among cosmological parameters derived from measurements of microwave background anisotropies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 304(1):75–97.

[Einstein, 1916] Einstein, A. (1916). Strahlungs-Emission und Absorption nach der Quantentheorie. *Deutsche Physikalische Gesellschaft*, 18:318–323.

[Eisenstein *et al.*, 2005] Eisenstein, D. J., Zehavi, I. et Hogg, D. W. e. a. (2005). Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *ApJ*, 633:560–574.

[Fan *et al.*, 2006a] Fan, X., Strauss, M. A. et Richards, G. T. e. a. (2006a). A survey of $z > 5.7$ quasars in the Sloan Digital Sky Survey. 4. discovery of seven additional quasars. *Astron.J.*, 131:1203–1209.

[Fan *et al.*, 2006b] Fan, X.-H., Strauss, M. A. et Becker, R. H. e. a. (2006b). Constraining the evolution of the ionizing background and the epoch of reionization with $z \approx 6$ quasars. 2. a sample of 19 quasars. *Astron.J.*, 132:117–136.

[Ferreira et Jaffe, 2000] Ferreira, P. G. et Jaffe, A. H. (2000). Simultaneous estimation of noise and signal in cosmic microwave background experiments. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312(1):89–102.

[Field, 1959a] Field, G. B. (1959a). The Spin Temperature of Intergalactic Neutral Hydrogen. *ApJ*, 129:536.

[Field, 1959b] Field, G. B. (1959b). The Time Relaxation of a Resonance-Line Profile. *ApJ*, 129:551.

[Filippenko, 2004] Filippenko, A. V. (2004). Evidence from type Ia supernovae for an accelerating universe and dark energy. *Measuring and Modeling the Universe*, 1:270.

[Finkbeiner *et al.*, 2012] Finkbeiner, D. P., Galli, S., Lin, T. et Slatyer, T. R. (2012). Searching for dark matter in the CMB : A compact parametrization of energy injection from new physics. *Phys. Rev. D*, 85:043522.

[Finlator, 2011] Finlator, K. (2011). Recent Advances in Cosmological Hydrogen Reionization. *PoS*, BASH11:012.

[Fixsen, 2009] Fixsen, D. J. (2009). The temperature of the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal*, 707(2):916.

[Fixsen *et al.*, 1994] Fixsen, D. J., Cheng, E. S. et Cottingham, D. A. e. a. (1994). Calibration of the COBE FIRAS instrument. *ApJ*, 420:457–473.

[Forney, 1973] Forney, D. (1973). The viterbi algorithm. *Proceedings of the IEEE*, 61(3):268–278.

[Freedman *et al.*, 2001] Freedman, W. L., Madore, B. F. et Gibson, B. K. e. a. (2001). Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553:47–72.

[Furlanetto et Loeb, 2005] Furlanetto, S. et Loeb, A. (2005). Is double reionization physically plausible ? *Astrophys.J.*, 634:1–13.

[Furlanetto *et al.*, 2006] Furlanetto, S. R., Peng Oh, S. et Briggs, F. H. (2006). Cosmology at low frequencies : The 21cm transition and the high-redshift universe. *Physics Reports*, 433(4):181–301.

[Furlanetto et Stoever, 2010] Furlanetto, S. R. et Stoever, S. J. (2010). Secondary ionization and heating by fast electrons. *MNRAS*, 404:1869–1878.

[Galli *et al.*, 2011] Galli, S., Iocco, F., Bertone, G. et Melchiorri, A. (2011). Updated CMB constraints on dark matter annihilation cross sections. *Phys. Rev. D*, 84(2):027302.

[Galli *et al.*, 2013] Galli, S., Slatyer, T. R., Valdes, M. et Iocco, F. (2013). Systematic Uncertainties In Constraining Dark Matter Annihilation From The Cosmic Microwave Background.

[Gamow *et al.*, 1948] Gamow, G., Alpher, R. A. et Bethe, H. (1948). The origin of chemical elements. *Phys. Rev.*, 73:7.

[Giesen *et al.*, 2012] Giesen, G., Lesgourgues, J., Audren, B. et Ali-Haïmoud, Y. (2012). CMB photons shedding light on dark matter. *JCAP*, 12:8.

[Górski *et al.*, 2005] Górski, K. M., Hivon, E. et Banday, A. J. e. a. (2005). HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *ApJ*, 622:759–771.

[Gorski *et al.*, 1999] Gorski, K. M., Wandelt, B. D., Hansen, F. K., Hivon, E. et Banday, A. J. (1999). The HEALPix Primer. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

[Gotlib, 1970] Gotlib, M. (1970). *Rubrique à brac*. Dargaud.

[Griffiths *et al.*, 1999] Griffiths, L. M., Barbosa, D. et Liddle, A. R. (1999). Cosmic microwave background constraints on the epoch of reionization. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 308(3):854–862.

[Gunn et Peterson, 1965] Gunn, J. E. et Peterson, B. A. (1965). On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. *Astrophys.J.*, 142:1633.

[Guth, 1981] Guth, A. H. (1981). Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23:347–356.

[Haiman et Knox, 1999] Haiman, Z. et Knox, L. (1999). Reionization of the Intergalactic Medium and its Effect on the CMB. In de Oliveira-Costa, A. et Tegmark, M., éditeurs : *Microwave Foregrounds*, volume 181 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 227.

[Harrison, 1970] Harrison, E. R. (1970). Fluctuations at the threshold of classical cosmology. *Phys.Rev.*, D1:2726–2730.

[Hinshaw *et al.*, 2013] Hinshaw, G. F., Larson, D. et Komatsu, E. e. (2013). Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Cosmological parameter results. *ApJS*.

[Hu *et al.*, 1999] Hu, W., Eisenstein, D. J., Tegmark, M. et White, M. (1999). Observationally determining the properties of dark matter. *Phys. Rev. D*, 59(2):023512.

[Hu et Sawicki, 2007] Hu, W. et Sawicki, I. (2007). Parametrized post-friedmann framework for modified gravity. *Physical Review D*, 76(10):104043.

[Hu et Sugiyama, 1996] Hu, W. et Sugiyama, N. (1996). Small-scale cosmological perturbations : an analytic approach. *The Astrophysical Journal*, 471(2):542.

[Hu et White, 1997a] Hu, W. et White, M. (1997a). A cmb polarization primer. *New Astronomy*, 2(4):323–344.

[Hu et White, 1997b] Hu, W. et White, M. (1997b). The damping tail of cosmic microwave background anisotropies. *The Astrophysical Journal*, 479(2):568.

[Hurier, 2012] Hurier, G. (2012). *Études des amas de galaxies avec l'expérience Planck, via l'effet Sunyaev-Zel'dovitch*. Thèse de doctorat, Univ. J. Fourier.

[Inoue *et al.*, 2005] Inoue, A. K., Iwata, I., Deharveng, J.-M., Buat, V. et Burgarella, D. (2005). Upper limit on Lyman continuum flux escaping from galaxies at $z \geq 3$ using VLT narrow-band photometry. *Astron.Astrophys.*

[Iocco *et al.*, 2009] Iocco, F., Mangano, G., Miele, G., Pisanti, O. et Serpico, P. D. (2009). Primordial nucleosynthesis : from precision cosmology to fundamental physics. *Physics Reports*, 472(1):1–76.

[Jelic *et al.*, 2010] Jelic, V., Zaroubi, S. et Aghanim, N. e. a. (2010). Cross-correlation Study between the Cosmological 21-cm Signal and the kinetic Sunyaev-Zel'dovich effect. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(4):2279–2290.

[Jensen *et al.*, 2013] Jensen, H., Datta, K. K. et Mellema, G. e. a. (2013). Probing reionization with LOFAR using 21-cm redshift space distortions.

[Johnson et Khochfar, 2011] Johnson, J. L. et Khochfar, S. (2011). The contribution of supernovae to cosmic reionization. *The Astrophysical Journal*, 743(2):126.

[Jones et Wyse, 1985] Jones, B. J. T. et Wyse, R. F. G. (1985). The ionisation of the primeval plasma at the time of recombination. *A&A*, 149:144–150.

[Kamionkowski *et al.*, 1997] Kamionkowski, M., Kosowsky, A. et Stebbins, A. (1997). Statistics of cosmic microwave background polarization. *Phys.Rev.*, D55:7368–7388.

[Klemens, 2008] Klemens, B. (2008). *Modeling with data : tools and techniques for scientific computing*. Princeton University Press.

[Koester *et al.*, 2007] Koester, B. P., McKay, T. A. et Annis, J. e. a. (2007). A MaxBCG Catalog of 13,823 Galaxy Clusters from the Sloan Digital Sky Survey. *ApJ*, 660:239–255.

[Lamarre *et al.*, 2010] Lamarre, J.-M., Puget, J.-L. et Ade, P. e. a. (2010). Planck pre-launch status : The hfi instrument, from specification to actual performance. *Astronomy and Astrophysics*, 520.

[Lawrence *et al.*, 2007] Lawrence, A., Warren, S. J. et Almaini, O. e. a. (2007). The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS). *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 379:1599–1617.

[Lesgourgues, 2006] Lesgourgues, J. (2006). *Inflationary cosmology*. Troisième cycle de la physique en Suisse romande.

[Lesgourgues, 2011a] Lesgourgues, J. (2011a). The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) I : Overview. *ArXiv e-prints*.

[Lesgourgues, 2011b] Lesgourgues, J. (2011b). The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) III : Comparision with CAMB for LambdaCDM. *ArXiv e-prints*.

[Lesgourgues et Pastor, 2012] Lesgourgues, J. et Pastor, S. (2012). Neutrino mass from cosmology. *Advances in High Energy Physics*, 2012.

[Lewis, 2011] Lewis, A. (2011). Camb notes.

[Lewis *et al.*, 2000] Lewis, A., Challinor, A. et Lasenby, A. (2000). Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models. *ApJ*, 538:473–476.

[Lewis *et al.*, 2006] Lewis, A., Weller, J. et Battye, R. (2006). The Cosmic Microwave Background and the Ionization History of the Universe. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 373:561–570.

[Liang *et al.*, 2011] Liang, Z., Fixsen, D. et Gold, B. (2011). All-sky observational evidence for an inverse correlation between dust temperature and emissivity spectral index. *arXiv preprint arXiv:1201.0060*.

[Limon *et al.*, 2003] Limon, M., Wollack, E. et Bennett, C. L. e. a. (2003). Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) : Explanatory Supplement. http://lambda.gsfc.nasa.gov/data/map/doc/MAP_supplement.pdf.

[Linde, 2007] Linde, A. (2007). *Inflationary cosmology*. Springer.

[Lindhard *et al.*, 1963] Lindhard, J., Scharff, M. et Schiøtt, H. E. (1963). Range concepts and heavy ion ranges (notes on atomic collisions, ii) mat-fys. *Medd. Dan. Vidensk. Selsk*, 34:14.

[Ma et Bertschinger, 1995] Ma, C.-P. et Bertschinger, E. (1995). Cosmological Perturbation Theory in the Synchronous and Conformal Newtonian Gauges. *ApJ*, 455:7.

[Macías-Pérez et Bourrachot, 2006] Macías-Pérez, J. F. et Bourrachot, A. (2006). A wavelet analysis of cmb time-ordered data applied to archeops. *A&A*, 459:987–1000.

[Madau *et al.*, 1997] Madau, P., Meiksin, A. et Rees, M. J. (1997). 21 centimeter tomography of the intergalactic medium at high redshift. *The Astrophysical Journal*, 475(2):429.

[Mangano *et al.*, 2005] Mangano, G., Miele, G. et Pastor, S. e. a. (2005). Relic neutrino decoupling including flavour oscillations. *Nuclear Physics B*, 729:221–234.

[Mann, 2013] Mann, A. (2013). SUSY Searches for Inclusive Squark and Gluino Production at the LHC.

[Mather *et al.*, 1994] Mather, J. C., Cheng, E. S. et Cottingham, D. A. e. a. (1994). Measurement of the cosmic microwave background spectrum with the cobe firas instrument. *The Astrophysical journal*, 420(2):439–444.

[McDowell, 1961] McDowell, M. R. C. (1961). On the formation of H₂ in H I regions. *The Observatory*, 81:240–243.

[Meiksin, 2009] Meiksin, A. A. (2009). The physics of the intergalactic medium. *Reviews of modern physics*, 81(4):1405–1469.

[Melchiorri et Vittorio, 1997] Melchiorri, A. et Vittorio, N. (1997). Polarization of the microwave background : theoretical framework. In Lineweaver, C. H., Bartlett, J. G., Blanchard, A., Signore, M. et Silk, J., éditeurs : *Cosmological Background Radiation*, pages 419–440.

[Mellema *et al.*, 2013] Mellema, G., Koopmans, L. V. E. et Abdalla, F. A. a. (2013). Reionization and the Cosmic Dawn with the Square Kilometre Array. *Experimental Astronomy*.

[Mortlock *et al.*, 2011] Mortlock, D. J., Warren, S. J. et Venemans, B. P. e. a. (2011). A luminous quasar at a redshift of z = 7.085. *Nature*, 474:616.

[Newman et Penrose, 1966] Newman, E. et Penrose, R. (1966). Note on the Bondi-Metzner-Sachs group. *J.Math.Phys.*, 7:863–870.

[Ng et Ng, 1996] Ng, K. L. et Ng, K.-W. (1996). Large-Angle Polarization and Anisotropy of the Cosmic Microwave Background Radiation and Reionization. *ApJ*, 456:413.

[Ostriker et Vishniac, 1986] Ostriker, J. P. et Vishniac, E. T. (1986). Generation of microwave background fluctuations from nonlinear perturbations at the ERA of galaxy formation. *ApJ*, 306:L51–L54.

[Page *et al.*, 2007] Page, L., Hinshaw, G. et Komatsu, E. e. a. (2007). Three-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : polarization analysis. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 170(2):335.

[Particle Data Group, 2012] Particle Data Group (2012). Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 86(1):010001.

[Peebles, 1968] Peebles, P. J. E. (1968). Recombination of the Primeval Plasma. *ApJ*, 153:1.

[Peebles et Dicke, 1968] Peebles, P. J. E. et Dicke, R. H. (1968). Origin of the Globular Star Clusters. *ApJ*, 154:891.

[Peebles et Yu, 1970] Peebles, P. J. E. et Yu, J. T. (1970). Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe. *ApJ*, 162:815.

[Perlmutter *et al.*, 1999] Perlmutter, S., Aldering, G. et Goldhaber, G. e. a. (1999). Measurements of ω and λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517(2):565.

[Peter et Uzan, 2005] Peter, P. et Uzan, J.-P. (2005). *Cosmologie primordiale*. Belin Paris.

[Pettini et Cooke, 2012] Pettini, M. et Cooke, R. (2012). A new, precise measurement of the primordial abundance of deuterium. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(4): 2477–2486.

[Planck 2013, XIII] Planck 2013 (XXIII). Planck 2013 results. xxiii. isotropy and statistics of the cmb.

[Planck Collaboration, 2011a] Planck Collaboration (2011a). Planck early results. I. The Planck mission. *A&A*, 536:A1.

[Planck Collaboration, 2011b] Planck Collaboration (2011b). Planck Early Results. I. The Planck mission. *Astron.Astrophys.*, 536:16464.

[Planck Collaboration, 2011c] Planck Collaboration (2011c). Planck Early Results. II. The thermal performance of Planck.

[Planck Collaboration, 2013a] Planck Collaboration (2013a). Planck 2013 results. i. overview of products and scientific results.

[Planck Collaboration, 2013b] Planck Collaboration (2013b). Planck 2013 results. vi. high frequency instrument data processing.

[Planck Collaboration, 2013c] Planck Collaboration (2013c). Planck 2013 results. viii. hfi photometric calibration and mapmaking.

[Planck Collaboration, 2013d] Planck Collaboration (2013d). Planck 2013 results. x. energetic particle effects : characterization, removal, and simulation.

[Planck Collaboration, 2013e] Planck Collaboration (2013e). Planck 2013 results. xv. cmb power spectra and likelihood.

[Planck Collaboration, 2013f] Planck Collaboration (2013f). Planck 2013 results. xvi. cosmological parameters.

[Planck Collaboration, 2013g] Planck Collaboration (2013g). Planck 2013 results. xvii. gravitational lensing by large-scale structure.

[Planck Collaboration, 2013h] Planck Collaboration (2013h). Planck 2013 results. xviii. gravitational lensing-infrared background correlation.

[Planck Collaboration, 2013i] Planck Collaboration (2013i). Planck 2013 results. xxii. constraints on inflation.

[Planck Collaboration, 2013j] Planck Collaboration (2013j). Planck 2013 results. xxvi. background geometry and topology of the universe.

[Planck Collaboration, 2013k] Planck Collaboration (2013k). Planck 2013 results. xxvii. doppler boosting of the cmb : Eppur si muove.

[Planck Collaboration, 2013l] Planck Collaboration (2013l). *Planck explanatory supplement 2013*. ESA.

[Planck-HFI Collaboration, 2011a] Planck-HFI Collaboration (2011a). Planck early results : first assessment of the High Frequency Instrument in-flight performance.

[Planck-HFI Collaboration, 2011b] Planck-HFI Collaboration (2011b). Planck early results. VI. The High Frequency Instrument data processing. *A&A*, 536:A6.

[Planck-HFI Collaboration, 2013a] Planck-HFI Collaboration (2013a). Planck 2013 results. vi. high frequency instrument data processing.

[Planck-HFI Collaboration, 2013b] Planck-HFI Collaboration (2013b). Planck 2013 results. vii. hfi time response and beams.

[Ponthieu, 2003] Ponthieu, N. (2003). *Etude de la polarisation du fond diffus cosmologique et de la poussière galactique par l'expérience Archeops*. Thèse de doctorat, Thèse LPSC/Université Joseph Fourier.

[Rees, 1997] Rees, M. (1997). *Before the beginning : Our universe and others*. Addison-Wesley.

[Renault, 1996] Renault, C. (1996). *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle sous forme d'objets compacts de faible masse*. Thèse de doctorat, CEA Saclay.

[Riazuelo, 2000] Riazuelo, A. (2000). *Signature de divers modèles d'Univers primordial dans les Anisotropies du Rayonnement fossile*. Thèse de doctorat, Univ. Paris XI.

[Riess *et al.*, 1998] Riess, A. G., Filippenko, A. V. et Challis, P. e. a. (1998). Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal*, 116(3):1009.

[Riess *et al.*, 2011] Riess, A. G., Macri, L. et Casertano, S. e. a. (2011). A 3% solution : determination of the hubble constant with the hubble space telescope and wide field camera 3. *The Astrophysical Journal*, 730(2):119.

[Rijo et Forteza, 2013] Rijo, J. B. et Forteza, F. J. (2013). Something new about recombination.

[Ross *et al.*, 2011] Ross, A. J., Ho, S. et Cuesta, A. J. e. a. (2011). Ameliorating systematic uncertainties in the angular clustering of galaxies : a study using the sdss-iii. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417(2):1350–1373.

[Rubin et Ford, 1970] Rubin, V. C. et Ford, Jr., W. K. (1970). Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ*, 159:379.

[Rybicki et Lightman, 2008] Rybicki, G. B. et Lightman, A. P. (2008). *Radiative processes in astrophysics*. Wiley-vch.

[Sachs et Wolfe, 1967] Sachs, R. K. et Wolfe, A. M. (1967). Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. *ApJ*, 147:73.

[Saha, 1920] Saha, M. N. (1920). Ionisation in the Solar Chromosphere. *Nature*, 105:232–233.

[Salopek et Bond, 1990] Salopek, D. S. et Bond, J. R. (1990). Nonlinear evolution of long-wavelength metric fluctuations in inflationary models. *Phys. Rev. D*, 42:3936–3962.

[Salvio, 2013] Salvio, A. (2013). Higgs Inflation at NNLO after the Boson Discovery.

[Saslaw et Zipoy, 1967] Saslaw, W. C. et Zipoy, D. (1967). Molecular Hydrogen in Pre-galactic Gas Clouds. *Nature*, 216:976–978.

[Seager *et al.*, 1999] Seager, S., Sasselov, D. D. et Scott, D. (1999). A New Calculation of the Recombination Epoch. *ApJ*, 523:L1–L5.

[Shull et van Steenberg, 1985] Shull, J. M. et van Steenberg, M. E. (1985). X-ray secondary heating and ionization in quasar emission-line clouds. *The Astrophysical Journal*, 298:268–274.

[Sievers *et al.*, 2013] Sievers, J. L., Hlozek, R. A. et Nolta, M. R. e. a. (2013). The Atacama Cosmology Telescope : Cosmological parameters from three seasons of data.

[Silk, 1968] Silk, J. (1968). Cosmic Black-Body Radiation and Galaxy Formation. *ApJ*, 151:459.

[Slatyer *et al.*, 2009] Slatyer, T. R., Padmanabhan, N. et Finkbeiner, D. P. (2009). Cmb constraints on wimp annihilation : Energy absorption during the recombination epoch. *Phys. Rev. D*, 80:043526.

[Sullivan *et al.*, 2011] Sullivan, M., Guy, J., Conley, A., Regnault, N., Astier, P., Balland, C., Basa, S., Carlberg, R., Fouchez, D., Hardin, D. *et al.* (2011). Snls3 : constraints on dark energy combining the supernova legacy survey three-year data with other probes. *The Astrophysical Journal*, 737(2):102.

[Sunyaev et Zeldovich, 1970] Sunyaev, R. A. et Zeldovich, Y. B. (1970). Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation. *Ap&SS*, 7:3–19.

[Suyu *et al.*, 2013] Suyu, S. H., Auger, M. W. et Hilbert, S. e. a. (2013). Two accurate time-delay distances from strong lensing : Implications for cosmology. *The Astrophysical Journal*, 766(2):70.

[Suyu *et al.*, 2012] Suyu, S. H., Treu, T. et Blandford, R. D. e. a. (2012). The hubble constant and new discoveries in cosmology. *arXiv preprint arXiv* :1202.4459.

[Switzer et Hirata, 2008] Switzer, E. R. et Hirata, C. M. (2008). Primordial helium recombination. 3. Thomson scattering, isotope shifts, and cumulative results. *Phys.Rev.*, D77:083008.

[Tauber *et al.*, 2010] Tauber, J., Mandolesi, N. et Puget, J.-L. e. a. (2010). Planck pre-launch status : The planck mission. *Astronomy & Astrophysics*, 520:A1–1.

[Tegmark *et al.*, 1997] Tegmark, M., Silk, J., Rees, M. J., Blanchard, A., Abel, T. et Palla, F. (1997). How Small Were the First Cosmological Objects ? *ApJ*, 474:1.

[Thomas *et al.*, 2008] Thomas, R. M., Zaroubi, S. et Ciardi, B. e. a. (2008). Fast Large-Scale Reionization Simulations.

[Tristram *et al.*, 2011] Tristram, M., Filliard, C. et Perdereau, O. e. a. (2011). Iterative destriping and photometric calibration for Planck-HFI, polarized, multi-detector map-making. *A&A*, 534:A88.

[Tristram *et al.*, 2005] Tristram, M., Patanchon, G., Macías-Pérez, J., Ade, P., Amblard, A., Ansari, R., Aubourg, É., Benoît, A., Bernard, J.-P., Blanchard, A. *et al.* (2005). The cmb temperature power spectrum from an improved analysis of the archeops data. *A&A*, 436:785–797.

[Tumlinson *et al.*, 2001] Tumlinson, J., Giroux, M. L. et Shull, J. M. (2001). Probing the first stars with hydrogen and helium recombination emission. *The Astrophysical Journal Letters*, 550(1):L1.

[Valdés *et al.*, 2010] Valdés, M., Evoli, C. et Ferrara, A. (2010). Particle energy cascade in the intergalactic medium. *MNRAS*, 404:1569–1582.

[Wise, 2012] Wise, J. H. (2012). First Light : A Brief Review.

[Wouthuysen, 1952] Wouthuysen, S. A. (1952). On the excitation mechanism of the 21-cm (radio-frequency) interstellar hydrogen emission line. *AJ*, 57:31–32.

[Wright *et al.*, 2010] Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M. et Mainzer, A. K. e. a. (2010). The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission Description and Initial On-orbit Performance. *AJ*, 140:1868–1881.

[Wyithe *et al.*, 2011] Wyithe, J. S. B., Mould, J. et Loeb, A. (2011). The shocking truth : The small contribution to hydrogen reionization from gravitational infall. *The Astrophysical Journal*, 743(2):173.

[Zahn *et al.*, 2012] Zahn, O., Reichardt, C. et Shaw, L. e. a. (2012). Cosmic microwave background constraints on the duration and timing of reionization from the South Pole Telescope. *Astrophys.J.*, 756:65.

[Zaldarriaga, 1997] Zaldarriaga, M. (1997). Polarization of the microwave background in reionized models. *Phys. Rev. D*, 55:1822–1829.

[Zaldarriaga et Seljak, 1997] Zaldarriaga, M. et Seljak, U. (1997). All-sky analysis of polarization in the microwave background. *Physical Review D*, 55(4):1830.

[Zaroubi, 2012] Zaroubi, S. (2012). The Epoch of Reionization.

[Zeldovich, 1972] Zeldovich, Y. (1972). A Hypothesis, unifying the structure and the entropy of the universe. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 160:1P–3P.

[Zhang *et al.*, 2006] Zhang, L., Chen, X., Lei, Y.-A. et Si, Z.-g. (2006). Impacts of dark matter particle annihilation on recombination and the anisotropies of the cosmic microwave background. *Physical Review D*, 74(10):103519.

[Zwicky, 1937] Zwicky, F. (1937). On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *ApJ*, 86:217.

Résumé

Le satellite *Planck* a été conçu pour mesurer de manière ultime les anisotropies primaires en température du fond diffus cosmologique (CMB), et améliorer les contraintes existantes sur sa polarisation. La première partie de cette thèse s'inscrit dans le cadre du traitement des données de l'instrument à haute fréquence de ce satellite. Les propriétés statistiques du bruit sont testées. Des effets systématiques dans l'estimateur du bruit sont ainsi détectés, et certains ont pu être corrigés. La sélection des données à projeter sur les cartes est ensuite présentée, ainsi que la validation de la qualité de ces données. Cette sélection est finalement comparée à une sélection pour laquelle les critères sont beaucoup plus sévères, afin de vérifier que l'impact des données imparfaites résiduelles est négligeable. Nous montrons que les données validées pour une utilisation scientifique répondent bien aux exigences de gaussianité et de stationnarité : des effets instrumentaux ne devraient pas induire de fausses conclusions cosmologiques. La seconde partie porte sur l'interprétation des données ainsi obtenues. Le modèle de concordance est présenté, ainsi que les résultats rendus publiques par la collaboration *Planck* en 2013. La troisième partie est dédiée à deux études phénoménologiques concernant l'ionisation de l'Univers. Premièrement, l'influence de l'annihilation de matière noire sur le spectre du CMB est étudiée : une méthode pour estimer l'impact de l'incertitude des canaux par lesquels se font ces dépôts d'énergie est développée. Il ressort que les hypothèses sur la façon exacte dont l'énergie s'injecte dans le plasma ne sont pas cruciales pour retrouver les paramètres associés à l'annihilation. Deuxièmement, l'époque de la Réionisation et son rôle dans le spectre du CMB est présentée, avec l'analyse d'une paramétrisation de la fraction d'ionisation. Nous montrons la fiabilité des différents algorithmes dans le cas où la fraction d'ionisation est constante par morceaux, c'est-à-dire même en présence de fortes discontinuités.

Mots-clés : Cosmologie observationnelle, *Planck*, Analyse de données, Réionisation, Matière noire.

Abstract

The *Planck* satellite was designed to perform the ultimate measurement of the primary fluctuations of the cosmic microwave background (CMB), and to improve on the existing polarization constraints. In this framework, the first part of this thesis focusses on the data processing of *Planck*'s high frequency instrument. In particular, the statistical properties of the noise have been tested. This has allowed us to identify systematic effects in the noise estimator, among which some have been corrected. The selection of the data to be projected on the maps, along with its quality validation, are then presented. Comparing this selection to a case where the criteria are much more severe, we conclude that any residual imperfections in the selected data are negligible. We also show that the data validated for scientific use meet the requirements of gaussianity and stationarity : instrumental effects will not influence cosmological conclusions. The second part of this document deals with the scientific interpretation of these data. The concordance model is presented along with the main 2013 results released by the *Planck* collaboration. Finally, the third part is dedicated to two phenomenological studies of the ionization of the Universe. First, the influence of dark matter annihilation on the CMB spectrum is investigated : we develop a method to measure the impact of uncertainties in the thermodynamical processes at play and conclude that the parameters associated to dark matter annihilation are not strongly dependent on the underlying hypotheses used to model the energy deposition in the plasma. Second, the epoch of reionization and its role on the CMB spectrum is presented, along with an analysis of the parametrization of the ionization fraction. We show the reliability of different algorithms in the case where the ionization fraction is piecewise-constant, *i.e.* even in the presence of strong discontinuities.

Keywords : Observational cosmology, *Planck*, Data processing, Reionization, Dark matter.

