Analyse des anisotropies du fond diffus cosmologique dans le cadre de l'expérience ARCHEOPS

Alexandre Amblard

▶ **To cite this version:**

Alexandre Amblard. Analyse des anisotropies du fond diffus cosmologique dans le cadre de l'expérience ARCHEOPS. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT : . tel-00001684

HAL Id: tel-00001684

https://theses.hal.science/tel-00001684

Submitted on 12 Sep 2002

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.

1. QUELQUES RUDIMENTS SUR LE CMB

1.1 Introduction

Le rayonnement du fond diffus cosmologique, appelé CMB (*Cosmic Microwave Background*), est né du découplage des photons avec la matière baryonique et les électrons. Il a été émis environ 300 000 ans après le *Big Bang* : c'est de nos jours encore la trace observable la plus ancienne de l'Univers.
Ce rayonnement a d'abord été prédit par Gamow, Alpher et Herman (Gamow, 1948; Alpher et Herman, 1948) en 1948 afin d'expliquer l'abondance relative des différents éléments (H, He, D, ...) dans l'Univers. Dans le cadre de la théorie du *Big Bang*, leur modèle de nucléosynthèse primordiale prévoyait l'existence d'un rayonnement de corps noir à environ 5 K –Tolman (Tolman, 1934) avait déjà montré en 1934 la nature de corps noir d'un rayonnement tel que le CMB–. Son observation est une des confirmations majeures de la théorie du *Big Bang*, avec la nucléosynthèse primordiale et la mesure de la récession des galaxies par Hubble (Hubble, 1929).
En effet la théorie du *Big Bang* prévoit que notre Univers est en expansion. Ceci implique qu'en remontant dans le temps, l'Univers est plus dense donc plus chaud. Si on remonte suffisamment loin l'Univers est si chaud que la matière se trouve sous forme de plasma en équilibre thermique. Lors de l'expansion de l'Univers la température s'abaisse. Vers 3000 K (0,2 eV) la matière baryonique se découple du rayonnement. Le nombre de photons suffisamment énergétiques (au moins 13,6 eV) pour ioniser la matière –essentiellement des atomes d'hydrogène– n'est plus assez important. Le grand nombre de photons par rapport aux baryons (10^9 photons environ pour 1 baryon) explique le décalage entre la température du découplage et l'énergie de liaison de l'atome d'hydrogène. Une fois les atomes d'hydrogène formés, les photons n'interagissent presque plus avec la matière, leur libre parcours moyen est plus grand que l'horizon. Les photons provenant du découplage n'ont quasiment pas interagi ; les fluctuations de température du rayonnement sont donc liées à la distribution de la matière à cette époque. Le CMB nous fournit une photographie de notre Univers

300 000 ans après le *Big Bang*. Ces propriétés renferment des informations sur notre Univers qui peuvent être résumer dans un jeu de paramètres, appelés paramètres cosmologiques. Le nombre et la nature de ces paramètres dépendent du modèle, mais quelques uns sont quasiment incontournables tels que : Ω_b, Ω_{cdm}, Ω_Λ, la densité de baryon, de matière noire froide, d'énergie du vide (constante cosmologique, énergie noire), H_0, la constante de Hubble (taux d'expansion de l'Univers). Ce chapitre est consacré à la description détaillée du CMB et notamment de ses fluctuations : tout d'abord avec un résumé des différentes observations du CMB, passées, présentes et futures ; ensuite une description de l'histoire de notre Univers ; puis celle de la formation du CMB et de ses fluctuations ; et pour finir la liaison entre la mesure de ces fluctuations et notre connaissance de l'Univers.

1.2 Histoire et futur des observations du CMB

La découverte de ce rayonnement revient à Penzias et Wilson (Penzias et Wilson, 1965), qui en 1965, soit une vingtaine d'années après les prédictions de Gamow, Alpher et Hermann, en mesurant l'émission du reste de supernova Cassiopeia A, détectèrent le CMB, le prenant au début pour une source de bruit instrumental. Ils mesurèrent un excés de température de 3,5±1,0 K à une longueur d'onde de 7,3 cm. Dicke *et al.* (Dicke et al., 1965) publièrent un papier juste après pour interpréter ce rayonnement comme l'émission du fond diffus cosmologique.
Cependant d'autres mesures précédents celles de Penzias et Wilson avaient déjà indiquées retrospectivement l'existence du CMB : en 1941 Andrew Mc Kellar et Walter Adams (McKellar, 1941; Adams, 1941) mesurèrent les états rotationnels de la molécule CN par absorption des nuages interstellaires et Mc Kellar calcula une température du fond d'environ 2,3 K en comparant la fraction de molécules dans le premier niveau excité et le niveau fondamental.

Les mesures confirmants celle de Penzias et Wilson ne se font pas attendre. Quelques mois après, Roll et Wilkinson (Roll et Wilkinson, 1966) mesure la température de 3,0±0,5 K à 3,2 cm. La présence de ce fond diffus était clair, le but fut alors de mesurer le spectre du CMB pour vérifier sa nature de corps noir. Woody et Richards (Woody et L., 1979; Woody et L., 1981; Woody et L., 1982) sont les premiers à donner une indication sur la forme du spectre en mesurant le maximum d'émission autour de 300 GHz, grâce à une expérience embarquée dans un ballon. Les erreurs de mesures ne permirent cependant pas d'affirmer que les déviations du spectre par

rapport à une distribution de Planck fussent plus petites que 30%. Finalement une dizaine d'années plus tard, le satellite COBE, 'COsmic Background Explorer', lancé en 1989 par la NASA, pour une durée de 4 ans (1990-1994), mesura le spectre du CMB avec une précision encore inégalée (Figure 1.1), grâce à l'instrument FIRAS, *Far InfraRed Absolute Spectrophotometer.*

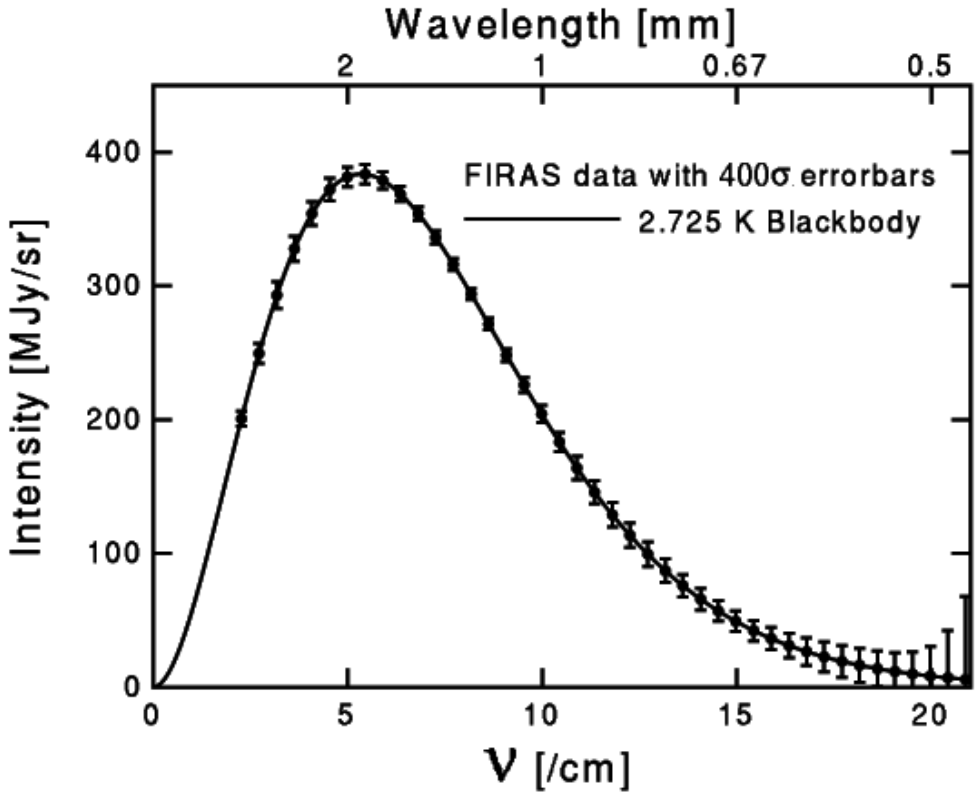


Fig. 1.1: Spectre du CMB mesuré par FIRAS, les barres d'erreur représentent 400 σ. Ce spectre suit parfaitement une fonction de Planck à T=2,725 K.

L'analyse des résultats de FIRAS (Fixsen et al., 1996) indique que le CMB est un corps noir à 2,728 $\pm$ 0,004 K (à 95% de niveau de confiance) . Les écarts à une distribution de corps noir n'ont pas pu être mis en évidence, les paramètres de distorsion du spectre (Fixsen et al., 1996) sont $|\mu| < 9 \times 10^{-5}$, le potentiel chimique qui caractérise l'écart à l'équilibre thermique et $|y| < 15 \times 10^{-6}$, qui caractérise une distortion Compton (limites supérieures à 95% de niveau de confiance).

Le satellite COBE embarquait aussi à son bord 2 autres instruments DMR, *Differential Microwave Radiometer*, destiné à cartographier l'émission du CMB et déterminer son niveau d'homogénéité, et DIRBE, *Diffuse InfraRed Background Experiment*, destiné à mesurer le fond diffus infrarouge (CIB) qui provient des premières étoiles et

galaxies de notre Univers. La cartographie de DMR, couvrant la totalité du ciel, établit l'incroyable homogénéité du flux (Figure 1.2), les premières déviations provenant du mouvement du soleil par rapport à la surface de dernière diffusion. Ce mouvement engendre un effet Doppler qui provoque une variation de $3,358 \pm 0,024$ mK (Lineweaver et al., 1996) dans la direction $(l;b) = (264,31° \pm 0,2°; 48,05° \pm 0,11°)$ (l, b indique respectivement la longitude et la latitude galactique du point chaud).

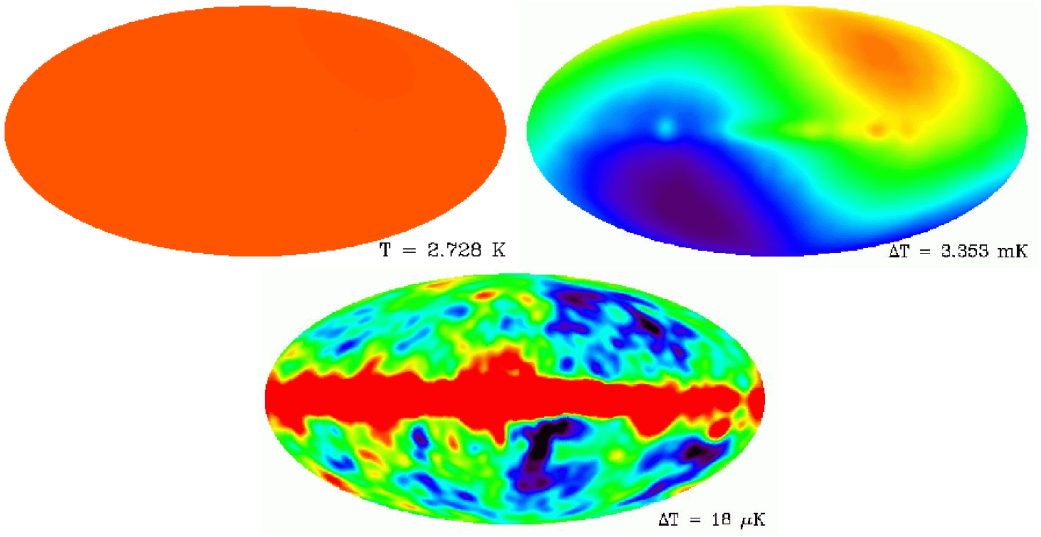


Fig. 1.2: Cartes de DMR (coordonnées galactiques), de gauche à droite, la carte brute, qui montre l'homogénéité du CMB, la carte du dipôle obtenue en soustrayant la moyenne, et la carte des fluctuations du CMB, obtenue en soustrayant le dipôle, la barre centrale est due à l'émission de notre galaxie.

Une fois ce dipôle soustrait, les cartes de DMR laissent apparaître des fluctuations 100 fois plus petites, dont notamment l'émission due au plan galactique. Les fluctuations polaires ($b > 20 - 30°$) sont par contre les traces des fluctuations de densité de notre Univers, il y a quelques milliards d'années (z $\sim$ 1100). Dès 1992, Smoot et al. (Smoot et al., 1992) détectèrent ces anisotropies à plus de 7 σ sur la carte de DMR, la dispersion de la carte (pour $|b| > 20^o$ et dipôle soustrait) ramenée à 10 degrés (FWHM) de résolution angulaire était de 30$\pm$5 μK. Pour la connaissance du CMB, le satellite COBE a donc été une étape très importante, car il a permis de mesurer le spectre du CMB, confirmant sa nature de corps noir, son incroyable homogénéité, et les premières fluctuations intrinsèques autour de sa température moyenne.
Une fois le spectre du CMB établi avec une aussi grande précision, les recherches se concentrèrent sur la caractérisation des fluctuations de température du CMB sur des échelles plus petites (< 7 °), car comme on le voit sur les cartes de DMR, la

résolution angulaire de DMR était limitée (7^o FWHM, (Boggess et al., 1992)). Pendant près de 10 ans des observations au sol, et en ballon stratosphérique accumulèrent quelques informations sur la puissance des fluctuations à différentes échelles, mais furent limitées par la contamination atmosphérique et par leur faible rapport signal sur bruit (Figure 1.3).

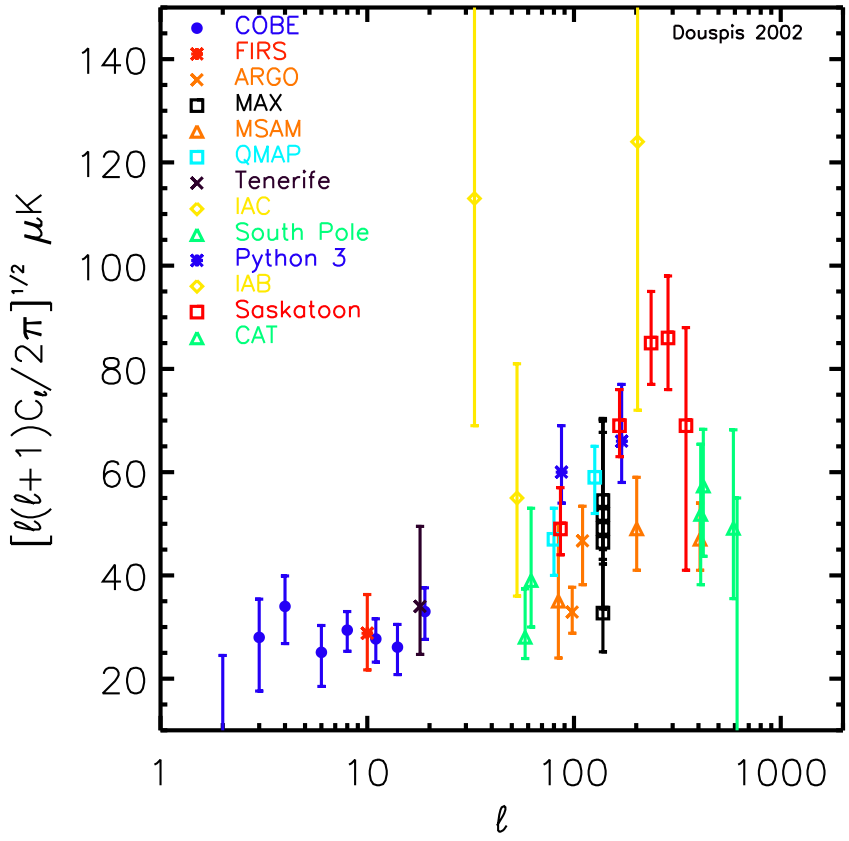


Fig. 1.3: Mesures du spectre des anisotropies obtenues avant les résultats de TOCO par différentes expériences, on devine la présence du premier pic acoustique autour de $\ell \approx 200$, même si son absence ne peut être statistiquement exclue.

Sur la Figure 1.3, les mesures de la puissance des anisotropies du CMB sont représentées en fonction de leur mode ℓ (mode de leur décomposition sur la base des harmoniques sphériques), qui représente leur taille angulaire ($\ell \sim 200/\theta^o$). La présence de pics dans le diagramme de la puissance en fonction de l'échelle angulaire est attendue, et comme nous le verrons par la suite ces pics donnent des informations à la fois sur le modèle de formation des anisotropies du CMB et sur les paramètres cosmologiques de notre Univers. En 1995, aucun pic n'est encore détecté, les résultats de Saskatoon (Netterfield et al., 1996) en 1996 laisse apparaître un pic mais compatible avec une absence de pic à cause de grandes barres d'erreur. TOCO (Miller et al.,

1999) en 1999 annonce la découverte du premier pic à $\ell \sim 200$, leur mesure à $\ell = 409$ ayant 99,6% de chance d'être inférieure à la valeur à $\ell = 226$ la plus proche du pic $\Delta T = 83\mu$K.
Le paysage change une nouvelle fois très rapidement grâce aux résultats coup sur coup de 2 expériences ballons BOOMERanG et MAXIMA. En cartographiant les anisotropies sur une petite région du ciel ($30^o \times 60^o$, Figure 1.4) BOOMERanG (de Bernardis et al., 2000) mesura avec une grande précision le premier pic du spectre de puissance.

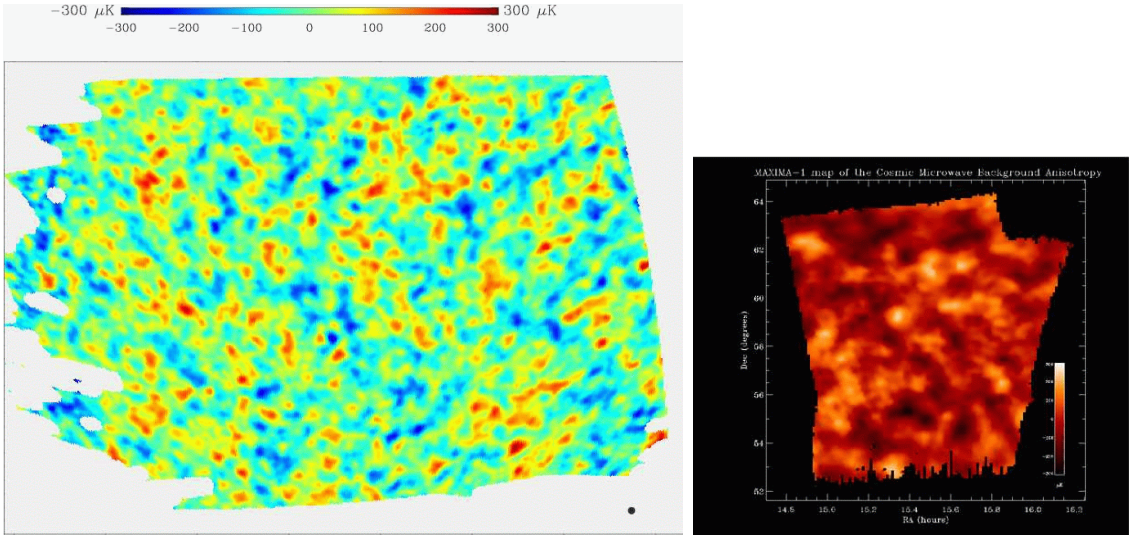


Fig. 1.4: Cartes des anisotropies du CMB de BOOMERanG (à gauche) et Maxima (à droite), la taille des fluctuations correspond à léchelle du premier pic du spectre de puissance $\sim 1^o$.

Le vol de BOOMERanG eu lieu pendant l'hiver 1998-1999, la nacelle circonvolua autour du pôle sud pendant 10 jours, atterissant quasiment sur l'aire de lancement. L'instrument était composé de 16 bolomètres refroidis à 300 mK couvrant 4 bandes de fréquences entre 90 et 400 GHz. Grâce à ce vol BOOMERanG fit une des découvertes majeures en cosmologie : notre Univers est quasiment plat (courbure de la métrique). Aux premiers résultats (Lange et al., 2001) en 2000, qui déclenchèrent aussi une polémique sur la valeur de Ω_b (BOOMERanG trouvait une valeur excédant les prévisions de la nucléosynthèse primordiale), suivirent ceux de l'année 2001 (Netterfield et al., 2001). Ces derniers furent établis sur une portion plus importante du ciel (1,8% du ciel) et en combinant 4 détecteurs, l'analyse des déteteurs redonna une valeur pour Ω_b compatible avec la nucléosynthèse primordiale. MAXIMA (Hanany et al., 2000; Balbi et al., 2000; Lee et al., 2001) confirma les résultats de BOOMERanG quelques semaines après avec les mesures de son vol d'août 1998. Ce vol de 3 heures couvrit

quelques 0,3% du ciel, la nacelle embarquait 16 bolomètres refroidis à 100 mK répartis sur 3 bandes de fréquences de 150 à 410 GHz.

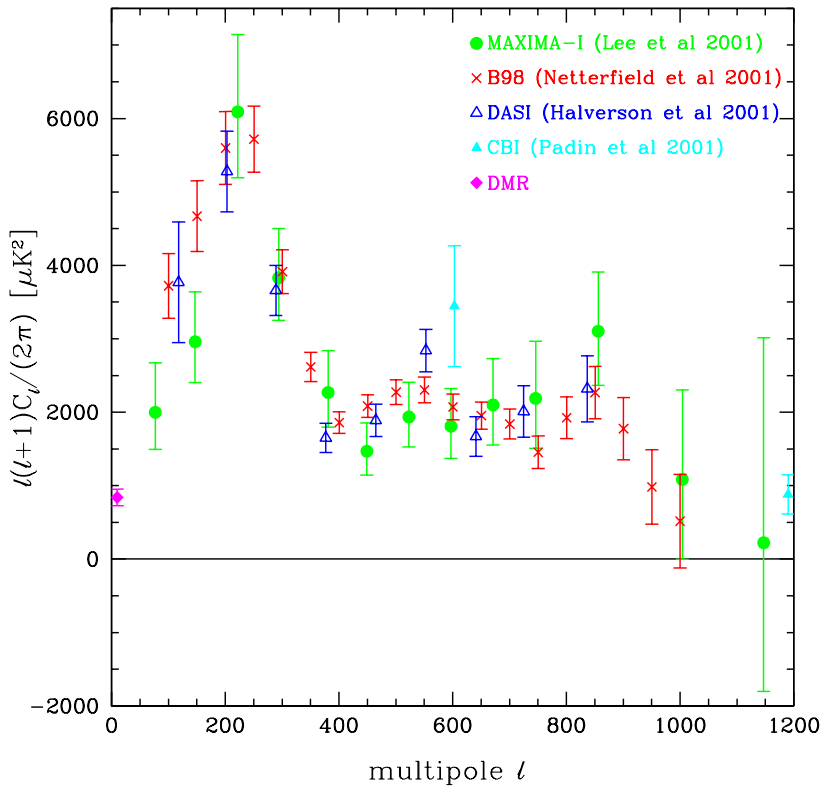


Fig. 1.5: Résultats les plus précis à ce jour de la mesure du spectre de puissance des anisotropies du CMB par MAXIMA (Lee et al., 2001), BOOMERanG (Netterfield et al., 2001), DASI (Halverson et al., 2001), CBI (Padin et al., 2001) , et COBE-DMR.

Avec BOOMERanG et MAXIMA, les expériences ballons semblent avoir montrer leur supériorité sur les observations au sol (pour le CMB), car elles bénéficient d'un fond d'émission atmosphérique beaucoup moins grand. Seules les expériences interférométriques au sol, comme DASI (Halverson et al., 2001) ou CBI (Padin et al., 2001) donnent des résultats d'une précison comparable. Les mesures des 4 expériences précédemment citées sont actuellement avec les mesures de COBE-DMR pour les grandes échelles les plus précises du spectre de puissance des anisotropies du CMB (Figure 1.5).

Toutes ces mesures ont permis de contraindre fortement les paramètres cosmologiques, la densité totale de l'Univers est très bien connue (à 5% près, Tableau 1.1) et est quasiment égale à la densité critique, ce qui signifie que notre Univers est plat. La

A priori	Ω_{tot}	n_s	Ω_Λ	Ω_m	Ω_b	τ_c	h	Age
faible	$1.02^{+0.06}_{-0.06}$	$0.96^{+0.10}_{-0.09}$	$0.51^{+0.23}_{-0.20}$	$0.51^{+0.20}_{-0.20}$	$0.07^{+0.03}_{-0.03}$	$0.12^{+0.18}_{-0.09}$	$0.56^{+0.10}_{-0.10}$	$15.2^{+1.9}_{-1.9}$
LSS	$1.02^{+0.04}_{-0.05}$	$0.97^{+0.10}_{-0.08}$	$0.55^{+0.09}_{-0.09}$	$0.49^{+0.12}_{-0.12}$	$0.07^{+0.02}_{-0.02}$	$0.10^{+0.15}_{-0.08}$	$0.56^{+0.09}_{-0.09}$	$15.0^{+1.3}_{-1.3}$
SNIa	$1.02^{+0.07}_{-0.05}$	$0.99^{+0.11}_{-0.10}$	$0.73^{+0.07}_{-0.10}$	$0.31^{+0.06}_{-0.06}$	$0.06^{+0.03}_{-0.03}$	$0.14^{+0.21}_{-0.11}$	$0.61^{+0.09}_{-0.09}$	$15.9^{+2.5}_{-2.5}$
LSS & SNIa	$0.99^{+0.03}_{-0.04}$	$1.03^{+0.10}_{-0.09}$	$0.65^{+0.05}_{-0.06}$	$0.34^{+0.07}_{-0.07}$	$0.05^{+0.02}_{-0.02}$	$0.14^{+0.17}_{-0.10}$	$0.67^{+0.09}_{-0.09}$	$13.7^{+1.2}_{-1.2}$
$h = 0.71 \pm 0.08$	$0.98^{+0.04}_{-0.05}$	$0.97^{+0.10}_{-0.09}$	$0.62^{+0.10}_{-0.18}$	$0.40^{+0.13}_{-0.13}$	$0.05^{+0.02}_{-0.02}$	$0.10^{+0.16}_{-0.08}$	$0.65^{+0.08}_{-0.08}$	$13.7^{+1.6}_{-1.6}$
Plat	1.00	$0.95^{+0.09}_{-0.08}$	$0.57^{+0.12}_{-0.37}$	$0.48^{+0.24}_{-0.24}$	$0.06^{+0.02}_{-0.02}$	$0.09^{+0.13}_{-0.07}$	$0.61^{+0.13}_{-0.13}$	$14.3^{+0.6}_{-0.6}$
Plat & LSS	1.00	$0.98^{+0.10}_{-0.07}$	$0.62^{+0.07}_{-0.07}$	$0.38^{+0.07}_{-0.07}$	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$0.12^{+0.16}_{-0.08}$	$0.62^{+0.06}_{-0.06}$	$14.5^{+0.7}_{-0.7}$
Plat & SNIa	1.00	$0.98^{+0.11}_{-0.09}$	$0.68^{+0.04}_{-0.06}$	$0.33^{+0.05}_{-0.05}$	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$0.10^{+0.15}_{-0.08}$	$0.66^{+0.05}_{-0.05}$	$14.0^{+0.6}_{-0.6}$
Plat, LSS & SNIa	1.00	$1.03^{+0.10}_{-0.09}$	$0.66^{+0.04}_{-0.06}$	$0.33^{+0.05}_{-0.05}$	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$0.15^{+0.17}_{-0.10}$	$0.66^{+0.05}_{-0.05}$	$14.0^{+0.6}_{-0.6}$

Tab. 1.1: Paramètres cosmologiques estimés à partir des données de BOOMERanG et certains *a priori* (extrait de (Netterfield et al., 2001)). Ω_{tot}, Ω_Λ, Ω_m, Ω_b sont exprimés en densité critique $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,88\,h^2 \times 10^{-26}\,\mathrm{kg.m^{-3}}$, h représente $H_0/(100\,\mathrm{km^{-1}s^{-1}Mpc^{-1}})$, Age l'âge de l'Univers en milliards d'années. n_s représente l'indice spectral des fluctuations priomordiales de densié (il sera expliqué plus en détail plus tard), et τ_c la profondeur optique due à la reionisation. Les *a priori* faibles sont l'âge de l'Univers supérieur à 10 milliards d'années et h compris entre 0,45 et 0,90.

répartition de cette densité en matière baryonique, non-baryonique et "énergie noire" commence aussi à être très bien déterminée si on adjoint d'autres mesures à celles du CMB telles que celles des Supernovæ de type Ia (SNIa) ou celles des grandes structures (LSS) pour lever les dégénérescences. Les SNIa permettent de mesurer la constante de Hubble H_0 et le paramètre de décélération q_0 (il dépend de Ω_m et Ω_Λ), le spectre de la distribution spatiale de la matière des grandes structures permet aussi d'obtenir certaines informations sur les paramètres cosmologiques.

L'avenir est maintenant dans la mesure des anisotropies de température du CMB sur un ciel complet avec à la fois une très grande précision et une trés grande résolution angulaire, et la mesure de la polarisation du CMB qui permet de lever certaines dégérescences entre paramètres et de vérifier l'existence des ondes gravitationnelles primordiales. Les expériences satellites MAP et Planck sont les seules dans un avenir proche (lancement respectivement en 2001 et 2007) qui obtiendront une couverture du ciel complète comme COBE mais avec une résolution angulaire respective de 12 et 5 minutes d'arc. MAP (Page, 2000) est un satellite de la NASA, lancé en juin 2001 qui va pendant 2 ans cartographier le ciel, mesurant aussi bien l'intensité que la polarisation, depuis le point de Lagrange L2 [1] avec des antennes radiométriques amplifiées par des HEMT. Il embarque 10 détecteurs observant de 22 à 90 GHz. Sa

[1] les points de Lagrange sont des points d'équilibre, il en existe 5, certains sont stables d'autres non, le point L2 est un point d'équilibre instable situé dans la direction opposée au soleil par rapport à la terre

sensibilité devrait lui permettre de mesurer les fluctuations de température du CMB jusqu'à la limite de sa résolution angulaire (mode ℓ de l'ordre de 1000, soit les trois premiers pics acoustiques, voir figure 1.6). Mesurant la polarisation, MAP devrait être aussi une des premières expériences à mesurer la polarisation du CMB.

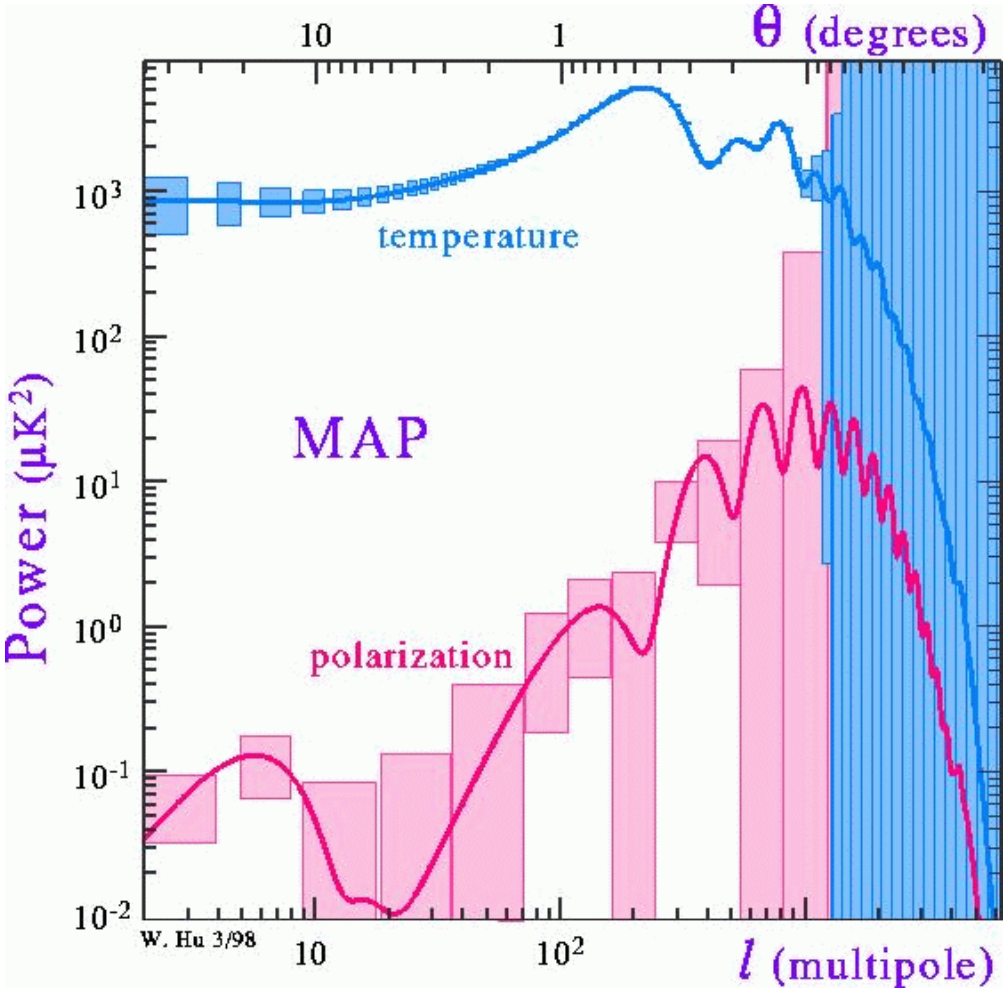


Fig. 1.6: Prévisions de la sensibilité de MAP dans la mesure du spectre de puissance, C_ℓ, des fluctuations de température et de polarisation (mode E) du fond diffus cosmologique (extrait de (Hu, 1998)).

Planck (Lamarre et al., 2000; Mandolesi et al., 2000) est un satellite de l'ESA qui sera lancé en 2007, il observera aussi depuis le point de Lagrange L2 pendant 14 mois. Il embarquera 2 types d'instruments, un observatoire basse fréquence LFI, avec une technologie proche de celle de MAP, comportant 56 détecteurs répartis dans 4 bandes de fréquences entre 30 et 100 GHz, et un observatoire haute-fréquence HFI, composé de 48 détecteurs bolométriques refroidis à 100 mK, répartis dans 6 bandes de fréquence de 100 à 857 GHz.

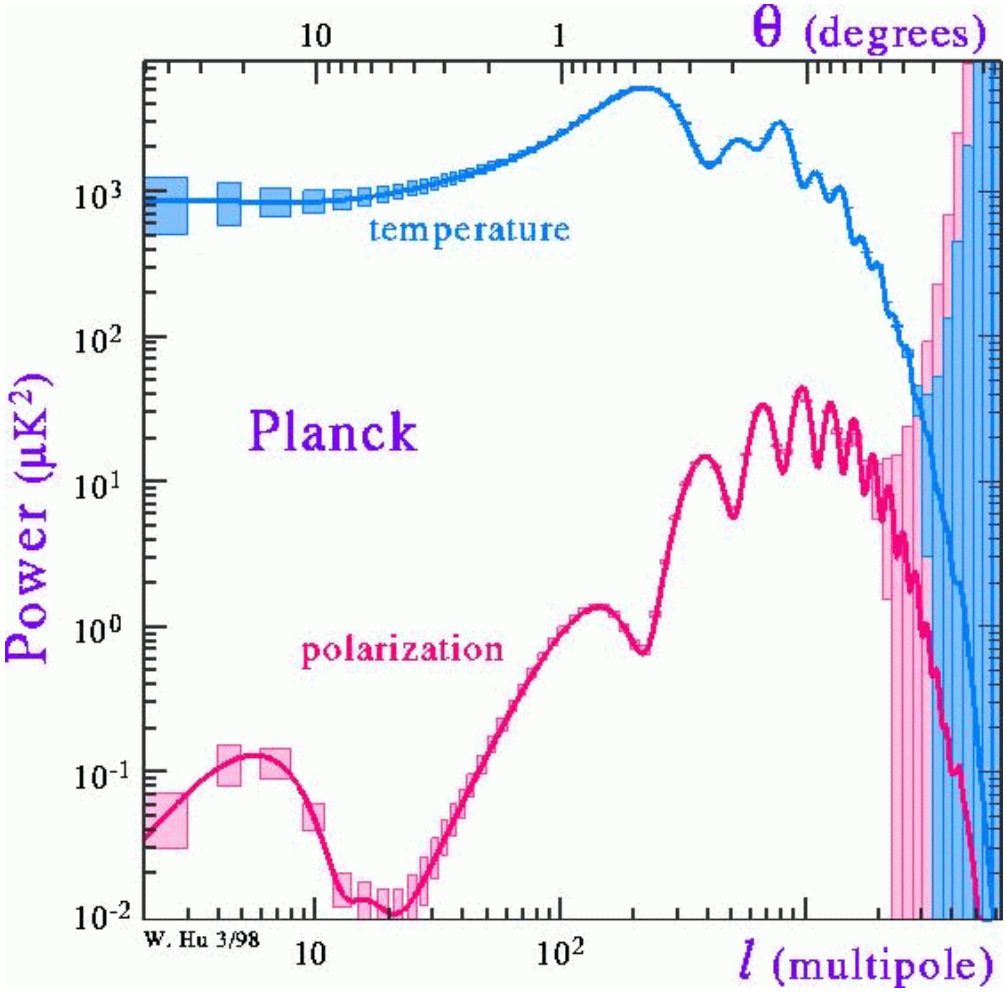


Fig. 1.7: Prévisions de la sensibilité de Planck dans la mesure du spectre de puissance, C_ℓ, des fluctuations de température et de polarisation (mode E) du fond diffus cosmologique (extrait de (Hu, 1998)).

Les mesures de fluctuations de température que Planck va effectuer sont considérées comme les mesures ultimes du CMB, tant sa sensibilité est grande (Figure 1.7), la mesure de la polarisation devrait aussi grâce à Planck passer dans une ère de mesure de précision comme l'intensité aujourd'hui. Ces mesures de température et de polarisation permettront d'affiner les mesures de tous les paramètres cosmologiques, et d'exclure un nombre important de modèles.

1.3 Quelques rappels de cosmologie

La théorie du *Big Bang* prévoit que notre Univers est en expansion, cette expansion est décrite par les équations d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mathcal{R}g_{\mu\nu} \equiv G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \tag{1.1}$$

$G_{\mu\nu}$ est le tenseur d'Einstein et décrit la métrique de l'Univers, $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion de tous les champs présents dans l'Univers (matières et radiation), et Λ est la constante cosmologique. $R_{\mu\nu}$ représente le tenseur de Ricci, $\mathcal{R}$ le scalaire de Ricci, et $g_{\mu\nu}$ décrit la métrique de l'Univers. Pour un Univers homogène et isotrope, la métrique dépend d'un seul paramètre, k, qui représente sa courbure : k = 0 pour un Univers plat, k = 1 pour un Univers fermé et k = −1 pour un Univers ouvert. Cette métrique est appelée métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker, FLRW (Friedmann, 1922; Lemaître, 1927; Robertson, 1936; Walker, 1936). On l'exprime de la façon suivante :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\phi^2\right] \tag{1.2}$$

t, r, θ, ϕ sont les coordonnées comobiles, elles sont constantes pour un point fixe de l'Univers, quelque soit les variations de la métrique. $a(t)$ est le facteur d'échelle qui permet de passer des coordonnées comobiles aux coordonnées physiques. Dans cette métrique, *ie* pour un Univers homogène et isotrope, on peut réécrire l'équation d'Einstein sous une forme plus simple, car le tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}$ vaut :

$$\begin{aligned} R_{00} &= -3\frac{\ddot{a}}{a} \\ R_{ij} &= -\left[\frac{\ddot{a}}{a} + 2\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{2k}{a^2}\right] g_{ij} \end{aligned} \tag{1.3}$$

et le scalaire de Ricci $\mathcal{R}$:

$$\mathcal{R} = -6\left[\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2}\right] \tag{1.4}$$

On obtient alors les équations :

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.5}$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = -8\pi G p + \Lambda \tag{1.6}$$

L'équation 1.5 est appelée équation de Friedmann, et l'équation 1.6 peut être déduit de l'équation de Friedmann et de l'équation suivante :

$$\dot{\rho} = -3(\rho + p)\frac{\dot{a}}{a} \tag{1.7}$$

Cette équation est elle-même déduite de $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$, obtenue avec l'identité de Bianchi $\partial_\lambda R^\mu_{\nu\alpha\beta} + \partial_\beta R^\mu_{\nu\lambda\alpha} + \partial\alpha R^\mu_{\nu\beta\lambda} = 0$ où $R^\mu_{\nu\alpha\beta}$ représente le tenseur de Riemann. L'équation 1.7 représente la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Parmi ces trois équations (1.5, 1.6 & 1.7), l'équation de conservation (équation 1.7) et l'équation de Friedmann (équation 1.5) sont les plus utilisées. Le taux d'expansion $\frac{\dot{a}}{a}$ est communément remplacé par H. H_0, la constante de Hubble, correspond au taux d'expansion de notre Univers aujourd'hui au temps t_0 [2], soit $H(t_0)$.

En remplaçant dans l'équation de Friedmann la densité de matière et de rayonnement $\rho = \rho_m + \rho_\gamma$ et la constante cosmologique Λ par la densité totale d'énergie $\Omega_{tot} = \Omega_m + \Omega_\gamma + \Omega_\Lambda = \frac{\rho_m + \rho_\gamma}{\rho_c} + \frac{\Lambda}{3H^2}$ ($\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$ est appelée densité critique), on obtient :

$$\Omega_{tot} - 1 = \frac{k}{a^2 H^2} \tag{1.8}$$

L'équation 1.8 permet de faire la liaison entre la densité totale de l'Univers et sa géométrie, car étant donné que $a^2H^2 \geq 0$:

Univers fermé	$k = 1$	$\Omega_{tot} > 1$
Univers plat	$k = 0$	$\Omega_{tot} = 1$
Univers ouvert	$k = -1$	$\Omega_{tot} < 1$

C'est pour cela que ρ_c est appelée densité critique, c'est la densité pour laquelle l'Univers est plat ($\rho_{tot} = \rho_c$). Si on prend une équation d'état simple $p = w\rho$, où w est une constante par rapport au temps, l'utilisation de l'équation 1.7 permet de connaître la variation de la densité en fonction du facteur d'échelle a :

$$\rho \propto a^{-3(w+1)} \tag{1.9}$$

La densité de photons, de matière et d'énergie du vide, pour lesquels w égale respectivement $\frac{1}{3}$, 0, et -1, varieront respectivement en a^{-4}, a^{-3}, *constante*. En utilisant l'équation de Friedmann on peut ensuite retrouver la variation du facteur d'échelle en fonction du temps et celle des densités. Pour les cas simples où l'Univers est plat et dominé par le rayonnement, la matière, ou la constante cosmologique, on trouve respectivement $a \propto t^{1/2}$, $t^{2/3}$, $\exp\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t$ et $\rho \propto t^{-2}$, t^{-2}, *constante*.

La figure 1.8 donne un aperçu de l'histoire de l'Univers, les parties les plus anciennes étant extrapolées à partir de nos connaissances de l'Univers et de la physique des particules. L'Univers, par le passé, était plus chaud (Figure 1.8) et plus dense. Le temps

[2] le zéro en indice réfère généralement à l'époque actuelle

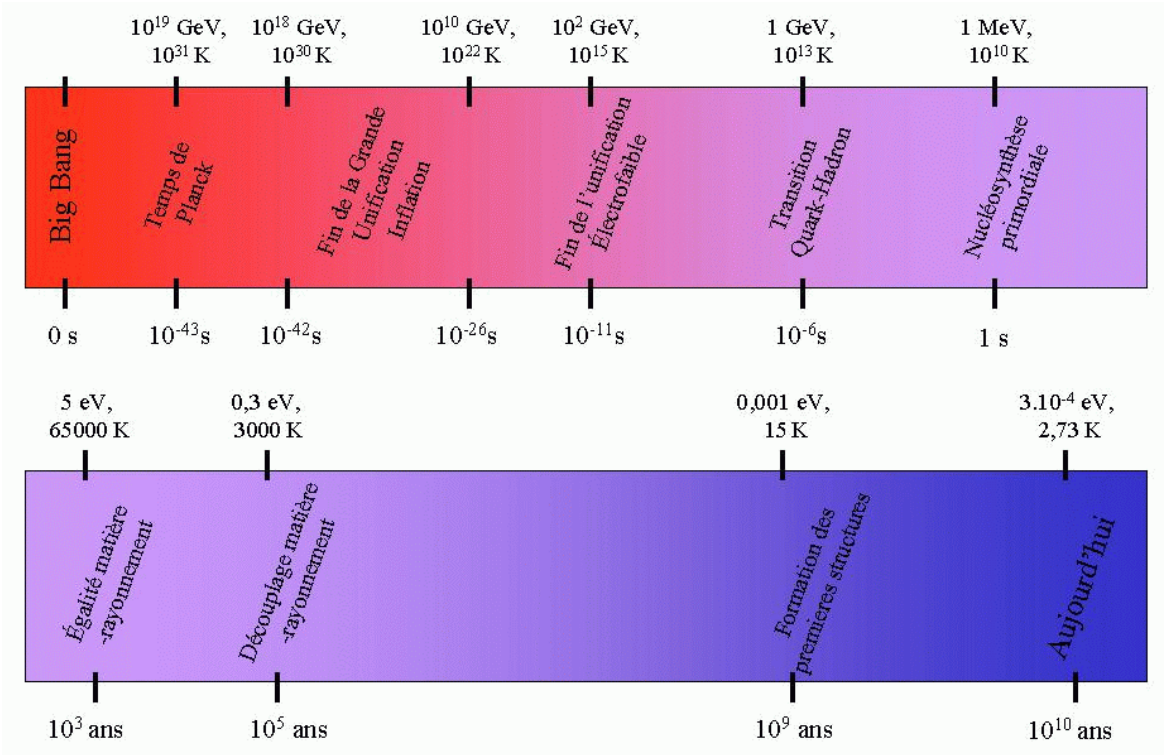


Fig. 1.8: Histoire de l'Univers en quelques points suivant le modèle du *Big Bang*. L'échelle donne l'ordre de grandeur de l'énergie et du temps auquel ont eu lieu les différents événements.

0 est une singularité, qui définit le "début" de l'Univers, le *Big Bang*. Le temps de Planck, 10^{-43} s, correspondant à une énergie d'environ 10^{19} GeV, est le moment avant lequel la physique actuelle perd sa validitée (la gravitation doit tenir compte des effets quantiques, or la gravitation quantique reste encore à inventer). Il existe néanmoins quelques théories qui essaient d'aller au-delà et de décrire l'Univers avant. Certaines théories font appel à la théorie des supercordes (Veneziano, 2000), et d'autres à celle des branes (Khoury et al., 2001), elles tentent toutes les deux d'éviter l'introduction de conditions initiales. Au delà du temps de Planck, cette chronologie pourrait être découpée en 2 parties, l'une non accessible par les expériences en laboratoire, et qui reste très spéculative avant 10^{-12} s correspondant aux énergies supérieures au TeV (on pourra gagner un facteur 10 une fois que le LHC fonctionnera), et la partie postérieure, où l'observation et les mesures peuvent se compléter.

Autour de 10^{18} à 10^{10} GeV (grande échelle d'énergie mais petite échelle temporelle, liée à la connaissance imparfaite de l'époque inflationnaire), l'inflation et la fin de la grande Unification ont lieu. Avant la fin de la grande Unification les forces primor-

diales sont indifférenciées (sauf la gravitation), la brisure de cette symétrie aurait créé l'asymétrie matière-antimatière, et peut avoir générer des defauts topologiques [3] L'inflation correspond au moment où les fluctuations quantiques vont devenir macroscopiques grâce à une expansion très rapide. L'inflation est pour le moment la seule théorie qui explique la formation des inhomogénéités dans l'Univers, responsable de la formation des grandes structures, et qui est en accord avec les plus récentes observations. L'Inflation sera discutée plus en détail dans la section suivante 1.4.

Vers 300 GeV (10^{-11} s), c'est la brisure spontanée de symétrie électrofaible, les bosons de gauge $W^{\pm}$, Z^0 acquièrent une masse via le processus de Higgs. Les interactions portées par les bosons $W^{\pm}$, Z^0 n'ont plus le même taux d'interaction par particule, il passe de $\alpha^2 T$ à $\alpha^2 T^5/m_X^4$, où α caractérise la force de l'interaction, m_X la masse du boson, et T la température. A partir de ce moment, la contribution des interactions faibles décroît donc beaucoup plus vite que celle des interactions électromagnétiques.

À 100-300 MeV (10^{-4} s), les hadrons, mésons et baryons, se forment à partir du plasma de quarks et de gluons. Entre 1 MeV (1 s) et 0,1 MeV (3 minutes), les protons et les neutrons se combinent pour former les premiers noyaux atomiques, c'est la nucléosynthèse primordiale. Les interactions qui régissent le nombre de protons et de neutrons sont :

$$\begin{aligned} n &\longleftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \\ \nu_e + n &\longleftrightarrow p + e^- \\ e^+ + n &\longleftrightarrow p + \bar{\nu}_e \end{aligned} \tag{1.10}$$

Le couplage assuré par ces réactions implique que le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons s'expriment de la façon suivante (m_n et m_p sont respectivement la masse du neutron et du proton, μ_e et μ_ν sont respectivement le potentiel chimique de l'électron et du neutrino) :

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp[-(m_n - m_p)/T + (\mu_e - \mu_\nu)/T] \approx \exp[-(m_n - m_p)/T] \tag{1.11}$$

Le couplage entre particules subsiste tant que les taux d'interaction des réactions précédemment citées (équation 1.10) sont supérieurs au taux d'expansion $H \approx T^2/m_{pl}$

[3] Les brisures spontanées de symétrie peuvent engendrer des défauts topologiques tels que les murs de domaine, les cordes cosmiques ou les monopôles. Certaines théories les utilisèrent pour expliquer la formation des grandes structures, mais de nos jours aucun défaut n'a pu être observé et les observations plaident pour une abondance réduite de ces objets.

(m_{pl} représente la masse de Planck). Pour un Univers plat, avec une constante cosmologique négligeable et dominé par le rayonnement, on a :

$$H = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}\rho} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}\frac{\pi^2 g(T) T^4}{30}} = \sqrt{\frac{8\pi^3 g(T)}{90}}\frac{T^2}{m_{pl}} \approx 1,66\frac{\sqrt{g(T)}T^2}{m_{pl}} \qquad (1.12)$$

, $g(T)$ représente le nombre de degrés de liberté des fermions et bosons, pour T au dessus du MeV il vaut 10,75. La valeur de $g(T)$ dépendant entre autres du nombre d'espèces de neutrinos, la nucléosynthèse primordiale pose des limites sur le nombre total d'espèces (Olive, 1999).

À partir d'environ 0,8 MeV ($\alpha^2 T^5/m_W^4 \approx H \approx \frac{T^2}{m_{pl}}$), l'équilibre est brisé, et les neutrons se désintègrent en protons, le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons est d'environ 0,2 à ce moment. Au bout de 3 minutes la moitié des neutrons se sont désintégrés, et le rapport chute à environ 1/7. Les neutrons restant interagissent avec les protons pour former des noyaux légers D, ^{3}He, ^{4}He, ^{7}Li, ^{7}Be, etc. via les processus suivants (quelques exemples) :

$$\begin{array}{lll} n + p \longrightarrow \mathrm{D} + \gamma & & \\ \mathrm{D} + \mathrm{D} \longrightarrow {}^3\mathrm{He} + \mathrm{n} & \mathrm{D} + \mathrm{D} \longrightarrow \mathrm{T} + \mathrm{p} & \mathrm{D} + \mathrm{T} \longrightarrow {}^4\mathrm{He} + \mathrm{n} \\ {}^3\mathrm{He} + \mathrm{D} \longrightarrow {}^4\mathrm{He} + \mathrm{p} & {}^3\mathrm{He} + \mathrm{D} \longrightarrow {}^4\mathrm{He} + \mathrm{n} & \\ {}^3\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \longrightarrow {}^7\mathrm{Be} + \gamma & \mathrm{T} + {}^4\mathrm{He} \longrightarrow {}^7\mathrm{Li} + \gamma & {}^7\mathrm{Be} + \mathrm{n} \longrightarrow \mathrm{p} + {}^7\mathrm{Li} \end{array} \qquad (1.13)$$

Pour que les éléments plus lourds que le deutérium se forment on voit que la réaction $n + p \longrightarrow \mathrm{D} + \gamma$ ne doit pas être compenser par $\mathrm{D} + \gamma \longrightarrow \mathrm{n} + \mathrm{p}$. Le taux d'interaction créant les noyaux de deutérium, $n_p n_n < \sigma_{np} v >$ doit être plus grand que le taux de destruction de ces noyaux, $n_\mathrm{D} n_\gamma < \sigma_{\mathrm{D}\gamma} v >$ (n_p, n_n, n_γ, n_D représente la densité de protons, neutrons, de photons et de deutérium, v la vitesse relative entre les 2 particules interagissants, σ la section efficace). Pour se faire, il faut que la section efficace $\sigma_{\mathrm{D}\gamma}$ soit plus faible que la section efficace σ_{np}, car la densité de photons est beaucoup importante que celle des protons. C'est le cas quand la température s'abaisse à 70 keV, car il n'y a plus assez de photons dont l'énergie est suffisante pour dissocier le noyau de deutérium (énergie de liaison de D : 2,22 MeV).

La température décroît et à partir de 30 keV, les réactions nucléaires s'arrêtent à cause de la barrière Coulombienne (interaction électromagnétique entre particules chargées). Les éléments instables T, ^{5}Li, ^{7}Be, ^{8}Be se désintègrent, le noyau le plus

éléments	énergie de liaison	énergie de liaison par nucléon
D	2,22 MeV	1,11 MeV
T	6,92 MeV	2,31 MeV
^{3}He	7,72 MeV	2,57 MeV
^{4}He	28,3 MeV	7,08 MeV
^{7}Li	39,3 MeV	5,27 MeV
^{7}Be	37,6 MeV	5,37 MeV

Tab. 1.2: Tableau des énergies de liaison et des énergies de liaison par nucléon pour quelques éléments légers. Le noyau de ^{4}He a la plus grande énergie de liaison par nucléon pour les noyaux avec $A \leq 7$, c'est donc le plus stable.

présent (à part le noyau d'hydrogène) est le noyau d'hélium 4, car c'est le noyau avec la plus grande énergie de liaison par nucléon pour les noyaux où $A \leq 7$ (voir tableau 1.2), et aucun noyau avec $A > 7$ n'est formé à cause de la très faible stabilité des éléments à $A = 5$ ou $A = 8$. Le nombre de neutrons présents lors de l'amorce des réactions nucléaires de synthèse détermine la quantité d'hélium formé (on note Y_p l'abondance relative - par rapport au noyau d'hydrogène - de noyau ^{4}He), quasiment tous les neutrons se retrouvent dans ces noyaux :

$$Y_p = \frac{2n_n/n_p}{1 - n_n/n_p} \tag{1.14}$$

La valeur de la densité relative de neutrons n_n/n_p dépend du taux des réactions dues à l'interaction faible et de la rapidité avec laquelle la température décroît en raison de l'expansion de l'Univers. Une plus grande densité de baryons comparativement aux photons fait que la nucléosynthèse se produit à une énergie plus importante, moins de neutrons seront désintégrés, donc plus d'hélium sera formé.

La figure 1.9 montre un exemple de prédictions obtenues en utilisant un modèle standard de nucléosynthèse, ainsi que des mesures d'abondances d'éléments légers qui permettent de déduire η, le rapport du nombre de baryons sur le nombre de photons (on utilise parfois la variable $\eta_{10} = \eta \times 10^{10}$). Les observations donnent les contraintes sur η_{10} et $\Omega_b h^2$ de la table 1.3.

Les valeurs d'$\Omega_b h^2$ sont en accord à 2 σ avec celle obtenue par la mesure des anisotropies du CMB -valeur de BOOMERanG (Netterfield et al., 2001) $0,019 \leq \Omega_b h^2 \leq 0,026$ à 1 σ-, les mesures de D faible donnant les résultats les plus proches, et D fort les plus éloignés.

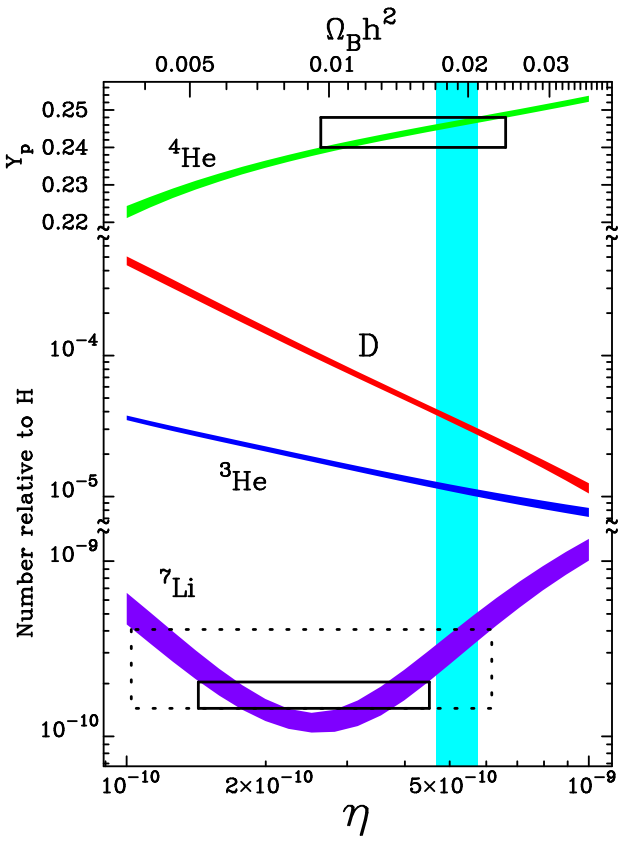


Fig. 1.9: Abondances des noyaux légers d'^{4}He, D, ^{3}He, ^{7}Li (extrait de (Nollett et Burles, 2000)). Les courbes verte, rouge, bleue et violette sont les prédictions du modèle standard de la nucléosynthèse primordiale, leurs largeurs représentent les incertitudes à 95 % de niveau de confiance sur les sections efficaces (Nollett et Burles, 2000), les rectangles sont les observations de ces différents éléments (Bonifacio et Molaro, 1997; Izotov et Thuan, 1998; Olive et al., 1998; Olive et Steigman, 1995), et la bande bleue claire verticale est la valeur de η estimée par Burles & Tytler (Burles et Tytler, 1999a; Burles et Tytler, 1999b).

Aprés la nucléosynthèse primordiale, l'Univers est principalement composé :

- d'un plasma de protons, de noyaux d'Hélium, d'électrons et de photons couplés entre eux ;
- de particules découplées : les neutrinos, et des particules reliques massives et non-relativistes qui formeraient la matière noire froide non-baryonique ;
- et d'une énergie noire, dont on connaît peu de chose actuellement.

L'interaction dominante dans le plasma est l'interaction Compton électron-photon (l'interaction photon-proton est défavorisée par le facteur $(m_e/m_p)^2$). Cette interac-

$\hat{\eta}_{10} = 2,4$	$\hat{\Omega}_b h^2 = 0,0089$	à partir de ^{7}Li et ^{4}He
$1,7 \leq \eta_{10} \leq 4,7$	$0,006 \leq \Omega_b h^2 \leq 0,017$	
$\hat{\eta}_{10} = 1,9$	$\hat{\Omega}_b h^2 = 0,007$	à partir de D fort (valeurs
$1,6 \leq \eta_{10} \leq 3,3$	$0,006 \leq \Omega_b h^2 \leq 0,012$	les plus fortes observées)
$\hat{\eta}_{10} = 5,3$	$\hat{\Omega}_b h^2 = 0,019$	à partir de D faible (valeurs
$4,7 \leq \eta_{10} \leq 6,3$	$0,017 \leq \Omega_b h^2 \leq 0,023$	les plus basses observées)

Tab. 1.3: Valeurs de de η_{10} et $\Omega_b h^2$ calculées à partir de l'observation de l'abondance de ^{4}He-^{7}Li, et de D (Cyburt et al., 2001) (D fort et D faible indiquent l'utilisation d'une observation de l'abondance de D grande ou petite). Le $\hat{\eta}_{10}$ et le $\hat{\Omega}_b h^2$ indique le maximum de vraisemblance, les intervalles correspondent à 95% de niveau de confiance.

tion ne permet pas au plasma d'atteindre l'équilibre thermique et donc aux photons d'atteindre la distribution de corps noir, la distribution des photons en fréquence obtenue est celle de Bose-Einstein (μ représente le potentiel chimique) :

$$S_\mu(\nu; T, \mu) = \frac{2hc^2\nu^3}{e^{x+\mu} - 1} \tag{1.15}$$

La variable x représente $\frac{hc\nu}{kT}$, l'équation 1.15 est la solution de l'équation de Kompaneets (Kompaneets, 1957; Peebles, 1993), qui décrit l'évolution du nombre de photons. L'interaction double Compton permet d'atteindre l'équilibre thermique (Bartlett, 2001; Danese et De Zotti, 1982), car elle permet de changer le nombre de photons et ramène μ à 0. Le *bremsstrahlung* ($p + e \longleftrightarrow p' + e' + \gamma$), qui est aussi une source de photons, est beaucoup moins efficace aux températures supérieures à 1 keV. Cette température d'1 keV est la température de thermalisation, si des photons issus d'un processus non-thermique comme la désintégration d'une particule massive sont émis à une température plus importante, l'interaction Compton et double-Compton auront le temps de ramener le plasma à l'équilibre thermique. Si des photons sont émis entre 0,1 et 1 keV, seule la réaction Compton sera efficace (par rapport à l'expansion de l'Univers) et le potentiel μ sera différent de 0, le spectre du fond de photons aura une distortion de Bose-Einstein par rapport au spectre de Planck. Actuellement la limite apportée par COBE sur la valeur de $\mu < 9 \times 10^{-5}$ (Fixsen et al., 1996) montre qu'il y a eu peu de photons émis à cette période.

Si des photons sont émis après 0,1 keV, l'effet Compton n'a pas le temps de ramener le fond de photons à une distribution de Bose-Einstein, on parle de distortion Compton, la forme de la distribution des photons en fréquence, au premier ordre en

y, est la suivante :

$$S_y(\nu; T, y) = \frac{2hc^2\nu^3}{e^x - 1}\left(1 + \frac{yx}{1 - e^{-x}}[x\coth(x/2) - 4]\right) \tag{1.16}$$

La quantité d'énergie déposée dans le plasma au cours de cette période plus tardive est aussi contrainte par COBE $|y| < 15 \times 10^{-6}$ (Fixsen et al., 1996).

Après la thermalisation des photons, le rayonnement domine encore la densité totale d'énergie, mais comme la densité du rayonnement décroît plus vite que celle de la matière, les densités s'égalisent à un certain moment appelé égalité matière-rayonnement. Le moment de l'égalité matière-rayonnement peut être estimé grâce aux mesures actuelles de la densité d'énergie sous forme de radiation $\Omega_R \approx 8,8 \times 10^{-5}$ et sous forme de matière $\Omega_M \approx 0,3$. En utilisant la variation des densités en fonction de $a(t)$:

$$a(t_{eq}) = a_0\frac{\Omega_R}{\Omega_M} \approx 2,9 \times 10^{-4}a_0 \Longrightarrow 1 + z_{eq} = \frac{a_0}{a_{eq}} \approx 3400 \tag{1.17}$$

La variable z est appelé *redshift*, il représente le décalage vers le rouge du rayonnement émis du point 1 de l'espace-temps et observée aujourd'hui, $z_1 + 1 \equiv \frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{a_0}{a_1}$ (λ : longueur d'onde), aujourd'hui z vaut 0. Le plasma photon-baryon-électron a une température d'environ 9400 K (0,8 eV) au moment de l'égalité, qui a donc lieu juste avant le découplage des photons avec la matière (figure 1.8).

La température continue à baisser et aux environs de 3000 K (0,2 eV), il n'y a plus de photons suffisamment énergétiques pour ioniser les atomes d'hydrogène, les noyaux et les électrons se recombinent. Au même moment le taux d'interaction Compton qui couple la matière et le rayonnement devient plus petit que le taux d'expansion de l'Univers et les photons se découplent, on appelle communément découplage ou recombinaison cette période. Le fond de photons, CMB, n'interagit quasiment plus et se propage librement jusqu'à nous. Le couplage de ce fond avec la matière permet de visualiser les inhomogénéités éventuelles de la distribution de matière au moment du découplage. Nous verrons plus en détail dans la partie suivante comment se sont formés ses fluctuations.
À partir de cet instant, la matière et les photons n'interagissent plus que gravitationnellement (à part localement), la matière s'effondre et les premières structures de notre Univers apparaissent vers 15 K ($z \approx 5$).

1.4 Création et évolution des fluctuations de densité

Le CMB a été émis lors du découplage de la matière et du rayonnement à $z \approx 1100$ ($T \approx 3000$K). Ce rayonnement de corps noir est isotrope et homogène à 10^{-5}, ces petites inhomogénéités ont été mesurées à différentes échelles par des expériences telles que COBE ($> 7°$), MAXIMA($> 10'$), BOOMERanG($> 10'$), DASI($> 10'$), et CBI($> 5'$) . Ces petites inhomogénéités de température sont les traces des fluctuations de densité des baryons et des électrons qui se sont effrondrés ensuite pour former les structures de notre Univers. L'origine de ces fluctuations n'est pas encore aujourd'hui complètement identifée, mais il existe quelques modèles, qu'on peut regrouper en 3 grandes classes :

- modèles inflationnaires (Liddle et Lyth, 2000) ;
- modèles par défauts topologiques (Vilenkin et Shellard, 1995; Durrer et al., 2001) ;
- modèles d'Univers ekpyrotic (Khoury et al., 2001).

Les modèles basés sur la formation de défauts topologiques sont quasiment exclus par les observations. Ce type de modèle ne permet pas en général de créer une série de pics, comme ceux mesurés actuellement, dans le spectre de puissance des fluctuations, car la génération des fluctuations par ce biais ne permet pas d'assurer la cohérence de phase des fluctuations d'une certaine taille. Ils peuvent encore néanmoins contribuer au signal du CMB mesuré de manière non négligeable, Bouchet *et al.* (Bouchet et al., 2002) ajuste une contribution de 18% avec un modèle de cordes cosmiques.
Les théories ekpyrotiques sont encore balbutiantes, elles prévoient un spectre des fluctuations de la métrique (mode tensoriel correspondant aux ondes gravitationnelles) très bleu (indice spectral $n_T \approx 2$).
Les modèles les plus utilisés sont les modèles inflationnaires car ils sont en accord avec les observations actuelles. Le nombre important de modèles ne permet pas de prédictions très précises, mais les prochaines mesures des fluctuations du CMB devraient pouvoir restreindre le nombre de modèles viables. La suite de cette partie sera consacrée à une introduction au modèle de l'inflation et à la façon dont les fluctuations évoluent.

Un modèle inflationnaire a été proposée pour la première fois en 1979 par Starobinsky (Starobinsky, 1979), mais il ne résolvait pas les problèmes du modèle standard cosmologique (platitude, horizon). En 1981 Guth (Guth, 1981) propose un modèle plus simple, qui malheureusement souffrait de trop graves problèmes pour être viable

(Guth et Weinberg, 1983). De nouveaux modèles d'inflation voient le jour et en 1983 Linde propose le modèle d'inflation chaotique (Linde, 1983) qui semble résoudre les problèmes des modèles précédents, c'est actuellement le type d'inflation utilisé. Ce modèle postule que la densité d'énergie dans l'Univers est dominée par le potentiel $V(\phi)$ d'un champ scalaire homogène ϕ, en utilisant la relation entre le lagrangien du champ scalaire et le tenseur $T_{\mu\nu}$ ($T_{\mu\nu} = -2\frac{\partial L_\phi}{\partial g_{\mu\nu}} + g_{\mu\nu}L_\phi$), on trouve l'expression de la densité ρ_ϕ et la pression p_ϕ du champ :

$$\begin{aligned} \rho_\phi &= \tfrac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \\ p_\phi &= \tfrac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) \end{aligned} \tag{1.18}$$

En remplaçant dans l'équation de Friedmann et l'équation 1.7 ρ et p, on obtient les équations pour le champ scalaire :

$$\begin{aligned} H^2 &= \tfrac{8\pi G}{3}\left[V(\phi) + \tfrac{1}{2}\dot{\phi}^2\right] - \tfrac{k}{a^2} + \tfrac{\Lambda}{3} \\ \ddot{\phi} &+ 3H\dot{\phi} = -V'(\phi) \end{aligned} \tag{1.19}$$

Si la densité de ϕ est dominé par le potentiel alors le paramètre w de l'équation d'état sera proche de -1. Pour que l'inflation ait lieu, indépendamment du modèle, il faut que l'expansion de l'Univers s'accélère $\ddot{a} > 0$. Si on se place dans le cas où la constante cosmologique est nulle ou négligeable, des équations de Friedmann (équation 1.5) et de conservation de l'energie-impulsion (équation 1.7) on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \tag{1.20}$$

Si on veut rajouter la contribution d'une constante cosmologique, il faut rajouter un terme $\frac{\Lambda}{3}$ à gauche de l'équation. La condition pour l'accélération du facteur d'échelle devient juste $p < -\frac{\rho}{3}$ car $a > 0$, ce qui dans le cas du champ scalaire implique que $V(\phi) > \dot{\phi}^2$ comme annoncé précédemment. La motivation pour l'introduction de l'inflation dans la théorie du *Big Bang* ne fut pas la création des fluctuations de densité mais la résolution des problèmes de platitude et d'horizon. Utilisant $a^{-2}H^{-2} = \dot{a}^{-2} \propto t$ pour un Univers dominé par la matière ou $a^{-2}H^{-2} = \dot{a}^{-2} \propto t^{2/3}$ pour un Univers dominé par le rayonnement, l'équation 1.8 montre que la densité totale de l'Univers s'éloigne de la densité critique exceptée si l'Univers est vraiment plat. Avec cette même équation, on peut calculer avec la précision actuelle sur la connaissance d'Ω_{tot} de l'ordre de 0,05, l'écart entre la densité totale de l'Univers et la densité critique quand l'Univers avait 1 seconde :

$$|\Omega_{tot} - 1|_{t=1s} < \left(\frac{t_{eg}}{t_0}\right)^{2/3} \left(\frac{t_{1s}}{t_{eg}}\right) |\Omega_{tot} - 1|_{t_0} \approx 10^{-16} \tag{1.21}$$

La densité totale doit donc avoir été très proche de 1 par le passé pour être compatible avec les mesures actuelles, ce problème n'en est peut être pas un car on ne peut exclure que la densité de l'Univers puisse avoir été strictement égale à 1.

Un autre problème de ce type provient de l'apparente homogénéité observée via le CMB, et ceci alors que l'horizon [4] comobile actuel est plus grand que l'horizon comobile lors du découplage :

$$a^{-1}H^{-1} \propto t^{1/3} \tag{1.22}$$

Le rayonnement du CMB provient de régions causalement disconnectées depuis le découplage matière-rayonnement. Pour l'époque précédente, c'est aussi le cas car même quand le rayonnement domine, l'horizon comobile croît ($a^{-1}H^{-1} \propto t^{1/2}$) en fonction du temps. Le ciel observé comporte donc de nombreuses régions causalement déconnectées les unes des autres, la faible inhomogénéité (10^{-5}) entre ces régions semble donc extrêmement peu probable.

L'inflation procure une solution à chacun de ses problèmes (platitude et horizon) grâce à la propriété la définissant $\ddot{a} > 0$.
Pour la platitude, on peut calculer la variation de l'écart à la platitude en fonction du temps (équation 1.8). En utilisant l'expansion de l'Univers $\dot{a} > 0$, on a :

$$-\frac{2\ddot{a}}{\dot{a}^3} < 0 \tag{1.23}$$

Ce qui est identique à :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{a^2H^2}\right) < 0 \tag{1.24}$$

Dans tous les cas (Univers plat, ouvert ou fermé) $|\Omega_{tot} - 1|$ décroît vers 0, il suffit donc que la période d'inflation dure suffisamment longtemps pour avoir un Univers actuellement plat.

[4] distance parcourue par un photon depuis son émission, c'est la zone qui peut être liée causalement, dans la suite on l'approxime à H^{-1}

Le problème d'horizon se règle de manière encore plus simple avec $\ddot{a} > 0$, duquel on obtient rapidement :

$$\ddot{a} > 0 \Longleftrightarrow -\frac{\ddot{a}}{\dot{a}^2} < 0 \Longleftrightarrow \frac{\partial}{\partial t}\left(a^{-1}H^{-1}\right) < 0 \tag{1.25}$$

L'horizon comobile décroît durant l'inflation si l'inflation dure suffisamment longtemps alors l'horizon actuel sera plus petit qu'il ne fut et les régions visibles aujourd'hui auront pu être causalement liées auparavant (Figure 1.10).

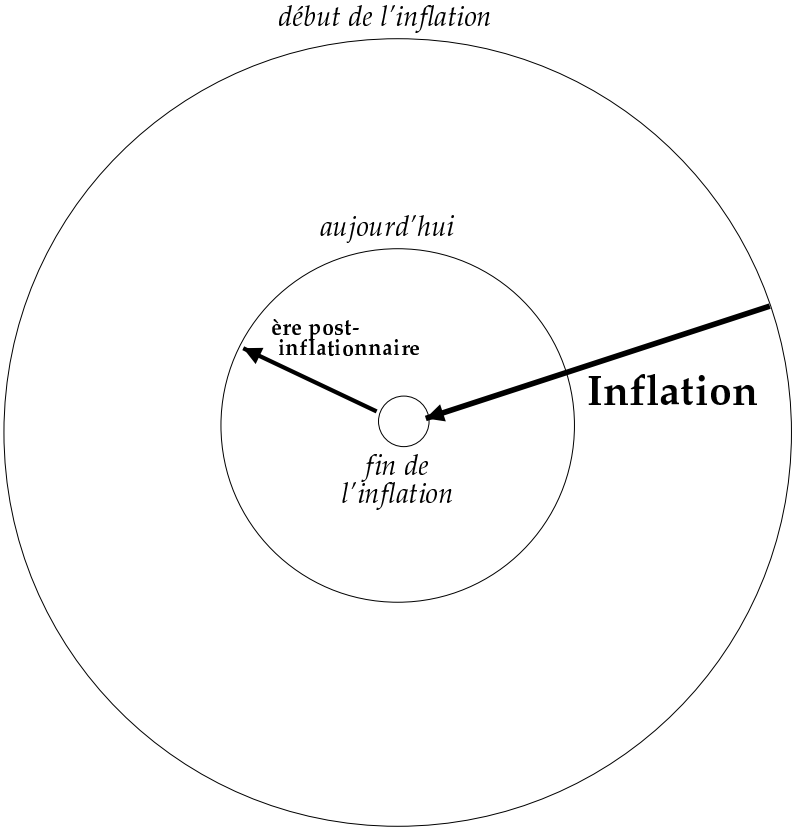


Fig. 1.10: Le schéma représente la variation de l'horizon comobile ($a^{-1}H^{-1}$), au moment de l'inflation l'horizon comobile se met à décroître à cause de l'expansion rapide et ne se remet à augmenter qu'à la fin de l'inflation. La taille de l'horizon peut donc être plus petite maintenant que par le passé si l'inflation a duré assez longtemps.

La durée de l'inflation se mesure par la quantité d'accroissement de l'Univers, *ie* du facteur d'échelle $a(t)$, comme l'inflation engendre une extension extrêment importante on prend le logarithme de cette valeur, qui se nomme nombre de *e-folding* N :

$$N = \ln \frac{a(t_{fin})}{a(t_{deb})} \tag{1.26}$$

Les paramètres t_{fin} et t_{deb} représente le temps de fin et de début de la période inflationnaire, souvent t_{deb} est laissé comme paramètre et on a $N(t)$, l'accroissement de a depuis t jusqu'à la fin de l'inflation. La valeur typique de N pour permettre de résoudre les problèmes précédemment cités est de 60. Négligeant le terme $\ddot{\phi}$ dans la deuxième équation de 1.19 et utilisant les propriétés de l'accélération de l'expansion ($\dot{\phi}^2 < V(\phi)$), on se place alors dans le *slow roll approximation* (SRA), le champ roule doucement le long du potentiel. Dans cette approximation, les équations 1.19 deviennent (en négligeant la constante cosmologique et la courbure) :

$$H^2 \approx \frac{8\pi G}{3} V \tag{1.27}$$

$$3H\dot{\phi} \approx -V' \tag{1.28}$$

Le terme de courbure omis n'est pas très important car comme nous l'avons vu avant, l'inflation rend l'Univers plat et donc rapidement $k = 0$. La contribution de la constante cosmologique mesurée aujourd'hui pendant l'inflation est aussi négligeable car :

$$\frac{\Omega_\Lambda^{infl}}{\Omega_m^{infl}} = \left(\frac{t_{eg}}{t_0}\right)^2 \left(\frac{t_{fin}}{t_{eg}}\right)^{3/2} \left(\frac{a_{infl}}{a_{fin}}\right)^3 < 10^{-68} \tag{1.29}$$

t_0, t_{eg}, t_{fin} représente respectivement le temps d'aujourd'hui (prix comme 10^{10} ans), de l'égalité matière-rayonnement (pris comme 10^{10} s), de la fin de l'inflation (pris comme 10^{-26} s). a_{infl} et a_{fin} représente le paramètre d'échelle à un moment et à la fin de l'inflation ($a_{infl} < a_{fin}$). Si on introduit une énergie noire à la place de la vraie constante cosmologique, la densité de cette énergie noire ne pourra pas être plus grande que celle de la matière $-1 < w_{\text{energie noire}} < 0$ et la densité de matière est négligeable devant le potentiel du champ scalaire. On caractérise les modèles d'inflation SRA par 2 paramètres ϵ et η, il existe plusieurs définitions de ces paramètres mais toutes font intervenir les dérivées première et seconde du potentiel ainsi que le potentiel lui-même, une définition typique de ϵ et η est ($m_{pl}^{-2} = G$) :

$$\epsilon = \frac{m_{pl}^2}{16\pi}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 \tag{1.30}$$

$$\eta = \frac{m_{pl}^2}{8\pi}\left(\frac{V''}{V}\right) \tag{1.31}$$

La définition de l'inflation SRA impose que ces deux paramètres soient petits $\epsilon << 1$ et $|\eta| << 1$, mais ces conditions ne sont pas suffisantes pour garantir le *slow-roll*, il faut que le champ ait une vitesse faible $\dot{\phi}^2 < V$. La formulation Hamilton-Jacobi (Salopek et Bond, 1990) de l'inflation permet de définir 2 paramètres similaires ϵ_H et η_H, tel que $\epsilon_H << 1$ et $|\eta_H| << 1$ soient des conditions suffisantes $\left(\epsilon_H = \frac{m_{pl}^2}{8\pi}\left(\frac{H'}{H}\right)^2 \text{ et } \eta_{\mathrm{H}} = \frac{\mathrm{m_{pl}^2}}{8\pi}\left(\frac{\mathrm{H''}}{\mathrm{H}}\right)\right)$. Même si le champ est supposé homogène, il a des fluctuations quantiques gaussiennes, et on peut décrire le spectre de puissance de ces fluctuations dans le cas SRA par :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) = \left.\frac{128\pi}{3m_{pl}^6}\frac{V^3}{V'^2}\right|_{k=aH} \tag{1.32}$$

$$\mathcal{P}_{grav}(k) = \left.\frac{32}{3m_{pl}^4}V\right|_{k=aH} \tag{1.33}$$

$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}$ est le spectre de fluctuations de densité, et $\mathcal{P}_{grav}$ correspond à celui des fluctuations de la métrique. Pour caractériser ces spectres, on définit des indices spectraux tels que :

$$n_s(k) - 1 \equiv \frac{d\ln\mathcal{P}_{\mathcal{R}}}{d\ln k} \Longrightarrow \mathcal{P}_{\mathcal{R}} \propto k^{n_s-1}$$

$$n_t(k) \equiv \frac{d\ln\mathcal{P}_{grav}}{d\ln k} \Longrightarrow \mathcal{P}_{grav} \propto k^{n_t}$$

Ces indices spectraux dépendent des paramètres du *slow-roll* ϵ et η, en utilisant le fait que les spectres sont évalués pour $k = aH$ et que H change peu comparativement à a, on a $d\ln k = Hdt$, avec les équations SRA on fait correspondre $\frac{d}{d\ln k} = -\frac{m_{pl}^2}{8\pi}\frac{V'}{V}\frac{d}{d\phi}$, pour obtenir la valeur de n_s et n_t :

$$n_s = 1 - \frac{m_{pl}^2}{8\pi}\frac{V'}{V}\frac{d}{d\phi}\ln\left(\frac{128\pi}{3m_{pl}^6}\frac{V^3}{V'^2}\Big|_{k=aH}\right) = 1 - \frac{m_{pl}^2}{8\pi}\frac{V'}{V}\left[3\frac{V'}{V} - 2\frac{V''}{V'}\right]$$

$$n_s = 1 - \frac{3m_{pl}^2}{8\pi}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 + \frac{m_{pl}^2}{4\pi}\left(\frac{V''}{V}\right) = 1 - 6\epsilon + 2\eta$$

$$n_t = -\frac{m_{pl}^2}{8\pi}\frac{V'}{V}\frac{d}{d\phi}\ln\left(\frac{32}{3m_{pl}^4}V\Big|_{k=aH}\right) = -\frac{m_{pl}^2}{8\pi}\frac{V'}{V}\left[\frac{V'}{V}\right] = -2\epsilon$$

Les indices des spectres scalaire et tensoriel des fluctuations primordiales dépendent uniquement des paramètres de *slow roll*, si on se place dans cette hypothèse, leur mesure permet de mieux connaître les propriétés du potentiel V du champ scalaire. En calculant le rapport entre le spectre des fluctuations de la métrique et de densité, on s'aperçoit qu'il est égal à 4ϵ ($\frac{\mathcal{P}_{grav}}{\mathcal{P}_{\mathcal{R}}} = \frac{32}{3m_{pl}^4}V\frac{3m_{pl}^6}{128\pi}\frac{V'^2}{V^3} = \frac{m_{pl}^2}{4\pi}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 = 4\epsilon$), le spectre de puissance des perturbations tensorielles est donc beaucoup plus faible que celui des perturbations scalaires. Un paramètre important relié à ce rapport est r le rapport de la contribution du mode tensoriel sur le mode scalaire dans le spectre de puissance des anisotropies du CMB (Liddle et Lyth, 1992) :

$$r \equiv \frac{C_\ell^{grav}}{C_\ell^{\mathcal{R}}} \approx 12,4\epsilon \tag{1.34}$$

Les modèles d'inflation peuvent se diviser en 3 familles :

- les modèles à grand champ : le champ évolue sur une longue distance $\Delta\phi$ comparée à la masse de Planck m_{pl}, les potentiels typiques de ce genre de modèles sont $V = \frac{1}{2}m^2\phi^2$, ou plus généralement de la forme $V(\phi) \propto (\phi/\mu)^p$ (avec $p > 1$). La courbure du potentiel est positive $V'' > 0$, la relation entre η et ϵ dans ce cas est $\eta = \frac{2(p-1)}{p}\epsilon$ et celle entre n_s et $r \approx 6,4(1-n_s)\left(\frac{p}{p+2}\right)$, plus p est grand plus la contribution tensorielle sera importante ;

- les modèles à petit champ : le champ évolue sur une courte distance $\Delta\phi$ comparée à la masse de Planck m_{pl}, le type de potentiel est de la forme $V(\phi) \propto [1-(\phi/\mu)^p]$, souvent obtenue dans les brisures spontanées de symétrie. La courbure du potentiel est négative $V'' < 0$, $(\phi/\mu) << 1$ pour satisfaire l'hypothèse de petit champ, $\epsilon = \left[\frac{p}{2(p-1)}\right]|\eta|\left(\frac{\phi}{\mu}\right)^p$ et $r \approx 6,2\frac{p}{2(p-1)}(n_s-1)\left(\frac{\phi}{\mu}\right)^p$, la contribution tensorielle est faible ;

– les modèles hybrides : ils introduisent un second champ, un champ correspond à l'inflaton, celui qui va engendrer l'inflation, l'autre est le champ hybride, qui va engendrer une transition de phase à la fin de l'inflation mais qui ne jouera pas de rôle durant celle-ci, le potentiel est de la forme $V = V_0(\phi) + \frac{\lambda}{4}(\psi^2 - M^2)^2 + \frac{\lambda'}{2}\psi^2\phi^2$ (ϕ inflaton, ψ champ hybride), avec $V(\phi)$ un potentiel de type grand champ, le champ ϕ décroît vers 0 à $\psi \approx 0$, puis à partir d'un certain point d'instabilité ($\phi^2_{instable} \approx \frac{\lambda}{\lambda'}M^2$) le potentiel tend vers 0 (ϕ tend vers 0 et ψ vers $\pm M$). Ces potentiels sont souvent bâtis à partir de ceux de théories supersymétriques. Les modèles hybrides peuvent donner des indices $n_s > 1$ contrairement aux 2 types de modèle précédents.

Sur la figure 1.11 représentant l'occupation de l'espace des paramètres n_s-r, les 3 types de modèles occupent différentes positions, la mesure de ces paramètres permettra peut-être d'en exclure certains.

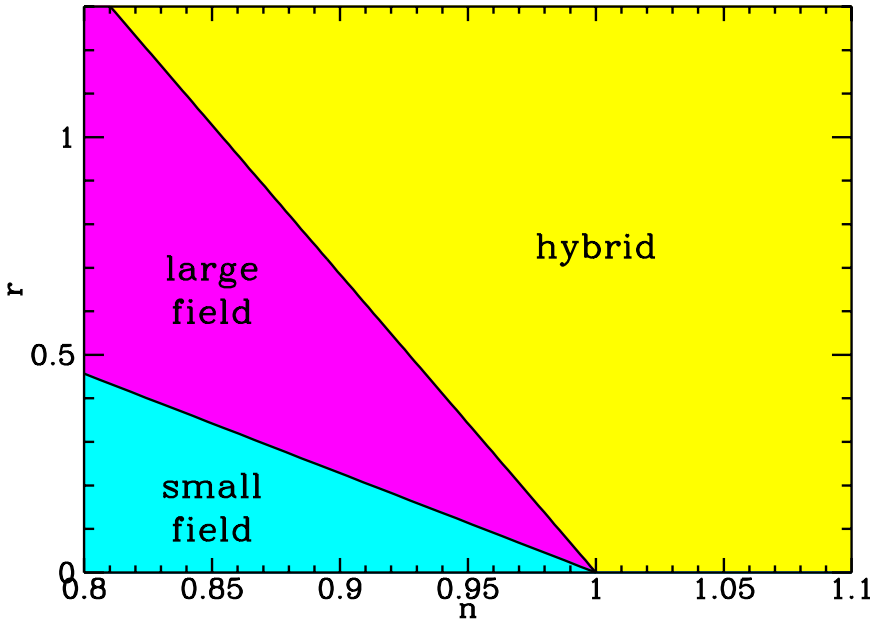


Fig. 1.11: Régions couvertes par les différents modèles inflationnaires grand champ, petit champ, et hybride (*large field, small field and hybrid*) dans l'espace des paramètres r-n_s, la mesure de r et n_s peut permettre de déterminer le modèle le plus proche de la réalité (figure extrait de (Kinney, 1998)).

A la fin de l'inflation, l'Univers comporte des fluctuations gaussiennes et adiabatiques. Ces fluctuations sont soumises à la gravité qui tend à les faire s'effondrer et à la pres-

sion de radiation pour les baryons, qui y sont couplés, qui empêche cet effondrement. Tant que la densité de rayonnement domine celle de la matière dans l'Univers, les baryons ne peuvent se contracter, mais comme la densité de rayonnement décroît plus vite que celle de matière, vers l'égalité matière-rayonnement les fluctuations de densité baryonique peuvent commencer à s'effondrer. Cependant pour que l'effondrement ait lieu il faut que la taille de la perturbation soit plus petite que la taille de l'horizon, cela signifie que les fluctuations les plus petites vont s'effondrer les premières.
Au fur et à mesure que l'horizon comobile grandit, les fluctuations entrent dans l'horizon et commence à s'effondrer. Cet effondrement est stoppé par la pression de radiation qui même si elle s'est réduite empêche un effondrement complet, et la fluctuation s'étend créant une zone de sous-densité. Les fluctuations une fois entrées dans l'horizon vont donc osciller, tant que la pression de radiation sera active. La taille des fluctuations déterminant le début de leur oscillation, les fluctuations de taille identique oscilleront donc en phase. À $T = 3000$ K, les photons se découplent de la matière et les baryons peuvent s'effondrer, les oscillations cessent.

Sources primaires

Le CMB issu de ce découplage garde les traces des fluctuations, grâce à différents effets, tout d'abord les sources primaires de ses fluctuations (celles qui ont lieu lors du découplage) :

- la plus simple, les photons émis d'une région plus dense sont plus chauds, et ceux d'une régions moins dense plus froids ;
- les photons émis depuis une région plus dense perdent de l'énergie en gravissant le puits de potentiel ;
- les photons interagissent une dernière fois avec la matière, qui se déplace à une certaine vitesse et ils subissent un effet Doppler.

Ses sources de fluctuations sont liées les unes aux autres, la première est par exemple compensée par la seconde. Toutes ses sources sont aussi atténuées par la durée du découplage, qui se déroule pendant un certain temps, et ce que nous voyons aujourd'hui n'est que la moyenne durant la période du découplage, souvent appelée épaisseur de la surface de dernière diffusion. Sur des échelles plus petites que cette épaisseur, la direction des photons est brouillée et les fluctuations à ces échelles (à peu près 0,1°) s'annulent.

Sources secondaires

Les photons émis ne sont pas complètement libres, ils subissent encore quelques mo-

difications, appelées fluctuations secondaires, tout d'abord par interaction gravitationnelle, si le potentiel gravitationnel varie au cours du temps alors les photons vont perdre ou gagner de l'énergie, on recense 3 effets de ce type :

- l'effet Sachs-Wolfe intégré (ISW) 'précoce', juste après le découplage la densité de photons n'est pas complètement négligeable, et leur découplage provoque une diminution des puits de potentiel ;
- l'effet Sachs-Wolfe intégré (ISW) 'tardif', la variation du potentiel gravitationnel peut survenir de la domination de la constante cosmologique Λ ou de la courbure ($\Omega_{tot} \neq 1$) ;
- l'effet Rees-Sciama, dès que les structures se forment, l'approximation perturbative n'est plus valable, et le potentiel gravitationnel ne peut plus être considéré comme constant.

Un autre effet de type gravitationnel est l'effet de lentille, qui change la direction d'où proviennent les photons. De manière locale les photons interagissent par une réaction Compton inverse sur le gaz d'électrons chauds des amas de galaxies. Cet effet est l'effet Sunyaev-Zeldovitch (Sunyaev et Zel'dovich, 1970; Sunyaev et Zel'dovich, 1980; Rephaeli, 1995), qu'on subdivise en deux : l'effet thermique, le gaz chaud distort le spectre des photons qui gagnent de l'énergie et l'effet cinématique, si l'amas de galaxies se déplacent les photons interagissant avec les électrons de l'amas subiront un effet Doppler. Cet effet est très local et n'influence pas les propriétés générales du CMB. De manière globale, l'Univers est complètement ionisé dès $z \approx 5$ comme le montre les observations des quasars, l'époque de reionisation ayant lieu vers $z \approx 6$ (Becker et al., 2001). Cette ionisation globale peut être produite soit de manière homogène à cause d'une particule qui se désintègre et produit des photons d'énergie suffisante (comme les neutrinos s'ils ont une masse supérieure à 27,2 MeV (Mellott et Sciama, 1981; Rephaeli, 1981)), soit de manière inhomogène par des sources locales comme les quasars (Rees et Setti, 1970; Arons et Wingert, 1972). La réionisation a comme principale effet de supprimer les fluctuations sur les échelles les plus petites ($\ell >> 10$), les photons interagissent de nouveau après le découplage et leur direction n'est plus conservée. On définit une profondeur optique τ qui est relié au moment z où a eu lieu la réionisation (Tegmark et Silk, 1995) ($\Omega_0 = \Omega_m + \Omega_R$, matière et rayonnement) :

$$\tau \approx \Omega_0^{-1/2} \left(\frac{h\Omega_b}{0,06} \right) \left(\frac{z}{92} \right)^{3/2} \tag{1.35}$$

Une fraction $e^{-\tau}$ n'est pas affecté par la réionisation, donc plus la réionisation se produit tôt (plus z est grand) plus le CMB est affecté. Avec des valeurs réalistes des paramètres cosmologiques et l'équation 1.35, on trouve un τ de l'ordre de 0,015 et donc que 98% des photons du CMB n'ont pas interagi à cause de la réionisation depuis le découplage.

Sources tertiaires

Un troisième type de source peut affecté le CMB, ces anisotropies tertiaires ne sont pas des modifications du rayonnement du CMB mais des signaux qui viennent se superposer, il peuvent être d'origines extragalactiques comme les source ponctuelles radio ou infra-rouge, galactiques comme la poussière, le free-free et le rayonnement synchrotron, ou très local comme le soleil, la lune, l'atmosphère (pour les mesures non satellitaire). Les anisotropies primaires et secondaires sont liés aux paramètres de notre Univers, et leurs observations permet de les contraindre, tandis que les sources tertiaires sont à séparer.

1.5 Mesure du spectre et modèles cosmologiques

L'étude des fluctuations du fond diffus cosmologique CMB se fait via l'étude de son spectre de puissance. On utilise la décomposition sur la base des harmoniques sphériques pour le calculer, car c'est la base de fonctions la plus appropriée étant donné que nous mesurons ces fluctuations sur la sphère céleste. Soit le signal $\frac{\Delta T(\theta,\phi)}{T}$ (T représente la température moyenne de 2,728 K) vu dans la direction (θ, ϕ) :

$$\frac{\Delta T(\theta,\phi)}{T} = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta,\phi) \tag{1.36}$$

L'isotropie de l'émission du CMB implique que la distribution des fluctuations ne dépend pas du point du ciel que l'on observe (la fonction de corrélation ne dépend que de l'écart angulaire entre les points). Cette isotropie implique que la variance des coefficients de la décomposition en harmoniques sphériques ne dépendront que de ℓ, $< a_{lm} a^*_{l'm'} >= C_\ell \delta_{ll'} \delta_{mm'}$. On calcule cette variance en faisant la moyenne sur l'indice m :

$$C_\ell = \frac{\sum_m |a_{lm}|^2}{2l+1} \tag{1.37}$$

Le mode ℓ indique l'échelle angulaire et on a la correspondance approximative $\ell = \frac{200}{\theta}$ (avec θ en degrés). La gaussiannité du CMB fait que ses propriétés sont complètement définis par ce spectre et par la température moyenne. La non-gaussianité est originellement recherchée pour distinguer le mode de formation des fluctuations primordiales, la formation par défauts topologiques donne des fluctuations non-gaussiennes contrairement à l'inflation, même si certains modèles d'inflation peuvent maintenant générer des fluctuations non-gaussiennes de type différent. Pour le moment aucune trace de non-gaussianité n'a été détectée (Wu et al., 2001; Santos et al., 2001; Barreiro et al., 2000; Banday et al., 2000; Bromley et Tegmark, 2000) , BOOMERanG (Polenta et al., 2002) donnant une limite supérieure de 8%.

La forme du spectre va dépendre de deux choses : la façon dont se sont formées les fluctuations primordiales et de leur évolution. Dans le cadre des théories inflationnaires, la forme du spectre de puissance dépend d'un certain nombre de paramètres, les paramètres cosmologiques (les paramètres suivants sont définis dans quasiment tous les modèles) :

- Ω_{tot} : la densité totale de l'Univers (normalisée à la densité critique ρ_c) qui définit sa géométrie, $\Omega_{tot} = 1$ l'Univers est plat, la taille angulaire visible des fluctuations dépend de la géométrie de l'Univers, les rayons lumineux suivant les géodésiques. Si l'Univers est plat ils se propagent en ligne droite et l'angle sous lequel nous voyons les fluctuations du CMB est le même que celui sous lequel elles ont été émises, si l'Univers est ouvert l'angle sera plus petit et inversement si l'Univers est fermé. La position des pics du spectre dépend essentiellement

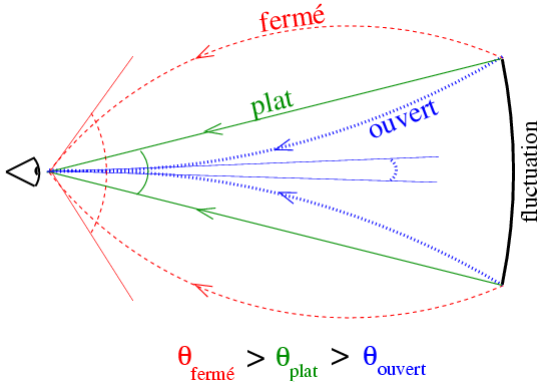


Fig. 1.12: Déviations des rayons lumineux suivants la géométrie de l'Univers : ouvert, plat, fermé.

de la valeur de Ω_{tot} et on a la relation approximative entre la densité totale et la position du premier pic : $\ell_{pic} \approx \frac{200}{\sqrt{\Omega_{tot}}}$. Cet effet va décaler tout le spectre C_ℓ

vers les hauts ou bas ℓ suivant que l'Univers est ouvert ou fermé.

– Ω_b : la densité de baryons (normalisée à ρ_c) . La densité de baryons va influer sur la hauteur des pics, car plus il y aura de baryons plus les oscillations seront fortes, en même temps un nombre plus important de baryons augmente l'amplitude de la fluctuation autour de laquelle le plasma oscille (Figure 1.5).

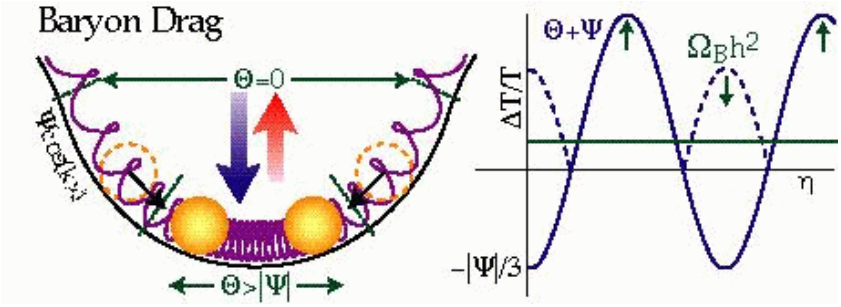


Fig. 1.13: Effet de la densité de baryon sur l'oscillation des fluctuations de densité : l'augmentation de la densité de baryon augmente la valeur de la densité autour de laquelle le plasma oscille. Les pics de compressions (pics impairs sur le spectre de puissance) auront donc une amplitude plus importante que les pics d'expansion (pics pairs) (figure extraite de (Hu, 1998)) .

La compression sera plus importante que l'expansion, ce qui dans le spectre se traduira par une augmentation relative des pics impairs correspondant à des compressions du fluide photon-baryon par rapport aux pics pairs correspondant aux expansions ;

– $\Omega_{cdm}h^2$: la densité de matière noire (normalisée à ρ_c), la densité de matière noire crée le potentiel constant dans lequel oscille le plasma baryon-photon, si on diminue sa contribution (on augmente le rapport photon sur matière) le potentiel n'est plus constant, il décroît, et il n'y a plus de potentiel pour freiner les oscillations, l'amplitude des pics augmente (figure 1.5). L'asymétrie crée par une grande quantité de baryon disparaît, la présence d'un fort 3^{me} pic acoustique (comparé au 2^{me}) est donc la signature d'une forte densité de matière noire non-baryonique ;

– Ω_Λ : la densité provenant de la constante cosmologique (normalisée à ρ_c), la variation de Ω_Λ influe sur le spectre via les effets ISW si on garde Ω_{tot} constant, son augmentation augmente les effets ISW 'précoce' et 'tardif', qui augmente la puissance à bas ℓ et sur le premier pic ;

– H_0 : la constante de Hubble, si H_0 diminue et que l'on garde constant Ω_{tot} et Ω_Λ l'effet est de retarder l'époque de l'égalité matière-rayonnement ($z_{eg} + 1 =$

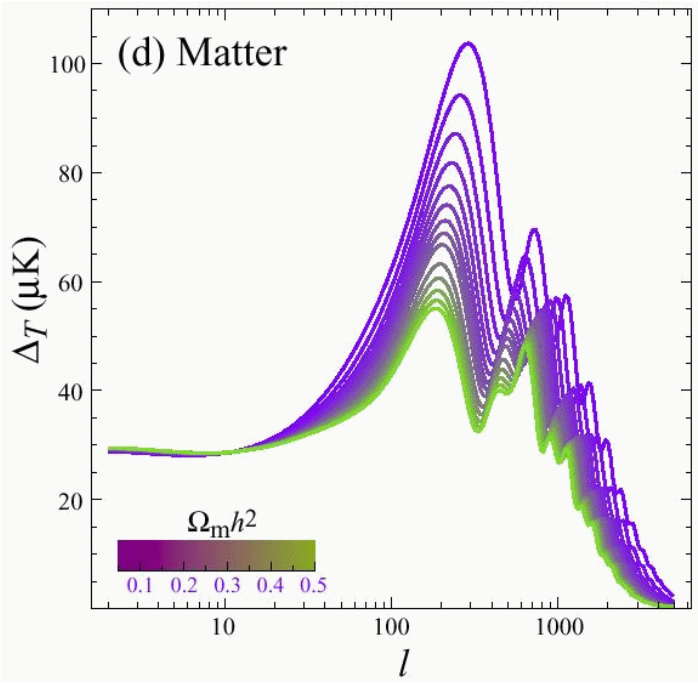


Fig. 1.14: Effet de la densité de matière noire froide sur le spectre des C_ℓ, l'amplitude des pics augmente avec la décroissance d'$\Omega_{cdm}h^2$ (figure extraite de (Hu et Dodelson, 2001)).

$\frac{\Omega_m}{\Omega_R} \approx 2,4 \times 10^4 \Omega_m h^2$), donc d'augmenter l'effet ISW 'précoce' ;

- τ : la profondeur optique, elle caractérise l'interaction des photons du CMB avec la matière durant leur propagation, $e^{-\tau}$ photons n'interagissent pas, ces interactions sont dues à la réionisation de l'Univers, et l'équation 1.35 donne la relation entre τ et l'époque z de la réionisation. La réionisation a pour effet de supprimer la puissance aux petites échelles ($\ell >> 10$) ;
- n_s : l'indice spectrale des fluctuations primordiales de densité ($\mathcal{P}_\mathcal{R} \propto k^{n_s - 1}$), si on augmente n_s, on augmente la puissance sur les petites échelles par rapport aux grandes et inversement ;
- n_t : l'indice spectrale des fluctuations primordiales de la métrique ($\mathcal{P}_{grav} \propto k^{n_t}$), il se passe la même chose que pour les n_s, seulement le mode tensoriel ne contribue pas aux petites échelles ;
- A_s : l'amplitude des fluctuations primordiales de densité , il donne simplement la normalisation du spectre de puissance ;
- A_t : l'amplitude des fluctuations primordiales de la métrique , c'est la contrepartie de A_s pour la métrique, son influence s'exprime surtout aux grandes échelles pour la même raison que n_t ;

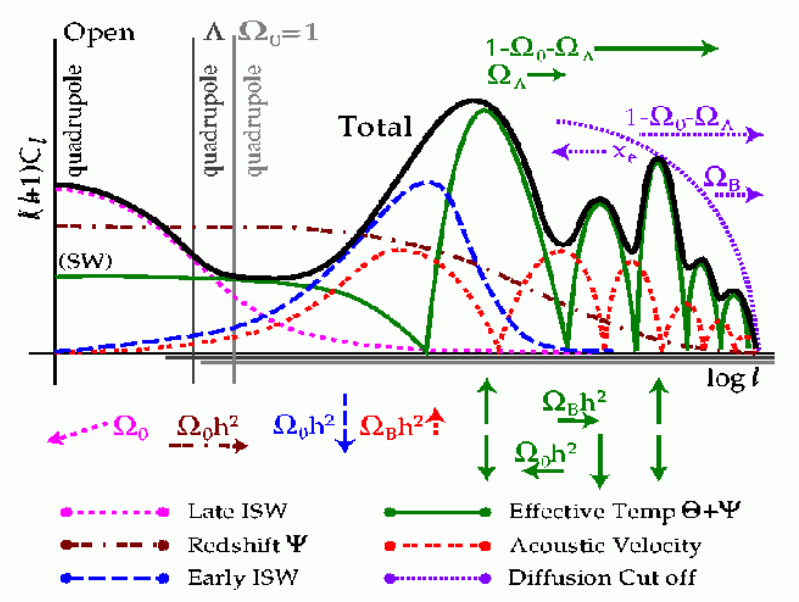


Fig. 1.15: Décomposition du spectre de puissance suivant les source générant les fluctuations : sources primaires tels que l'effet du potentiel gravitationnel et de la température (*Effective Temp* $\Theta + \Psi$) et l'effet doppler (*Acoustic velocity*), ou sources secondaires tels que les effets ISW ('tardif' et 'précoce', *Late* et *Early*). (figure extraite de (Hu, 1995)).

En résumé la géométrie de l'Univers (donc sa densité totale) est contrainte par la position du premier pic acoustique donc par les échelles autour de 1°. La composition de l'Univers est contrainte elle par l'amplitude relative des 3 premiers pics acoustiques (échelles de 10 minutes d'arc à 1°) , qui donne aussi la profondeur optique. L'amplitude des fluctuations de densité A_s est fixé par le niveau globale du spectre. L'amplitude des fluctuations de la métrique A_t est donnée par le niveau relative entre le plateau Sachs-Wolfe (aux échelles supérieures à 5°) et le niveau du pic acoustique (échelle d'1°). Les indices spectraux n_s et n_t sont fixés par la variation globales du spectre, l'indice spectrale des fluctuations de la métrique n_t ne peut cependant être contraint que par les échelles du spectre supérieures à 2°, au-delà la contribution tensorielle aux fluctuations de température du CMB est trop faible.

2. ARCHEOPS

Après avoir vu comment se forme les anisotropies, quelles informations elles nous ont déjà apportées et celles qu'elles pourront nous fournir sur notre Univers, ce chapitre est consacré à l'expérience Archeops à laquelle j'ai participé durant ma thèse.

2.1 But et enjeu scientifique d'Archeops

Le but de l'expérience Archeops est de mesurer les anisotropies du fond diffus cosmologique. Elle est née du besoin de tester la technologie du système de détection

HFI, qui sera embarquée dans le satellite Planck (figure 2.1), du souci de préparer la communauté scientifique française à la mesure des anisotropies du fond diffus, tout en réalisant une expérience pionnière dans ce domaine.

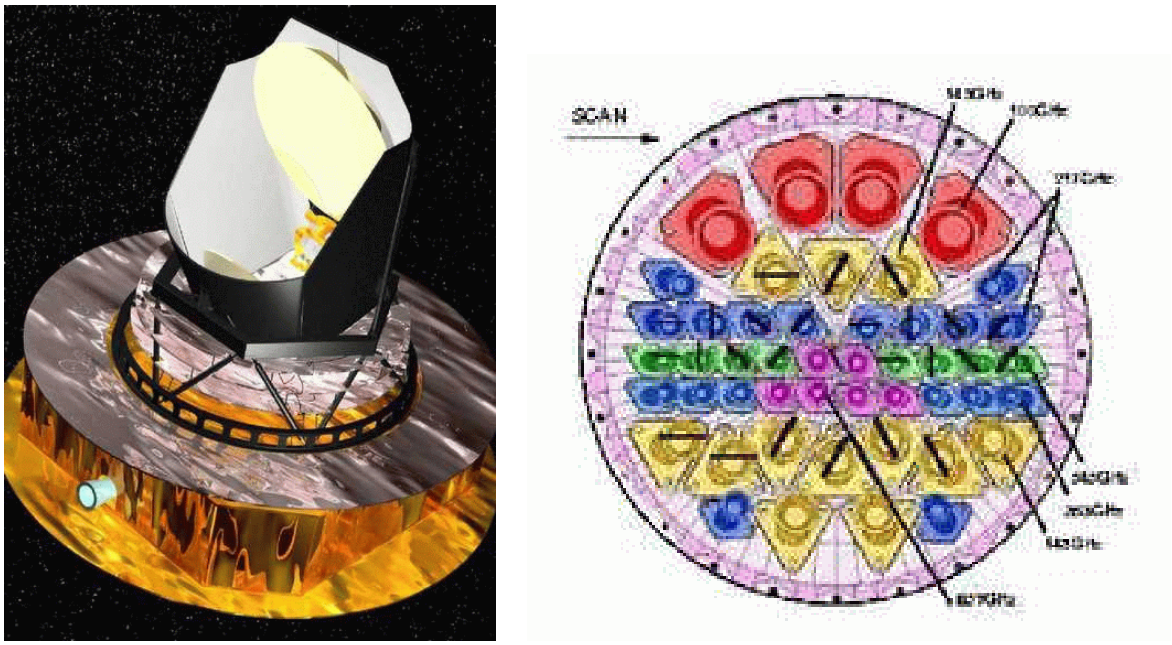


Fig. 2.1: Vue artistique du satellite Planck (gauche), et plan focal de l'instrument HFI de Planck (droite)

L'enjeu scientifique d'Archeops est de mesurer pour la première fois dans une seule expérience à la fois les grandes structures de notre Univers (correspondant à des distances angulaires de 10 degrés, soit l environ 20), et les structures de petites tailles (environ 15 minutes d'arc soit un l de 800).

Cela permettra de combler le manque de mesure entre l'expérience COBE et les expériences BOOMERANG et MAXIMA (figure 2.2), et d'affiner la mesure du premier pic acoustique. Cette connaissance est essentielle pour une meilleure compréhension de l'Univers primordial.

Les expériences de mesure du CMB peuvent être caractérisées par trois types de paramètres :

- le site d'observation ;
- les caractéristiques de leur instrument ;
- leur stratégie d'observation.

Ces trois types de paramètres sont pour une part conditionnés par la finalité de l'expérience, et pour l'autre vont définir ces performances potentielles.Pour réaliser son ambitieux programme, les caractéristiques d'Archeops ont été choisies avec soin.

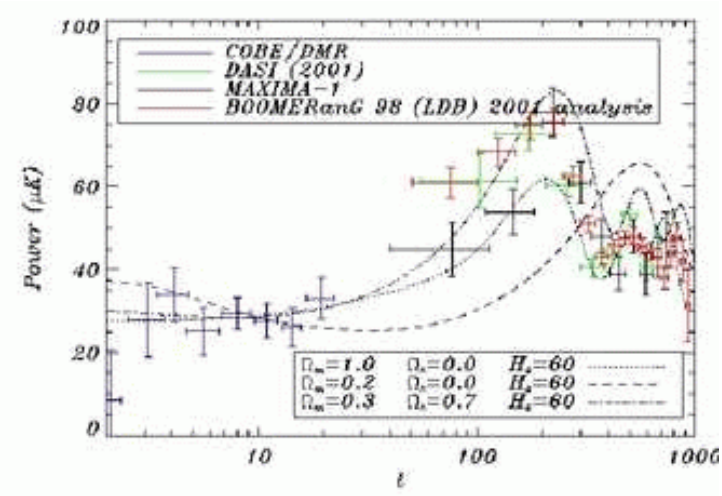


Fig. 2.2: Mesures du spectre de puissance des anistropies du CMB précédemment réalisées par COBE, Boomerang, Maxima et DASI

2.2 Sites d'observation

Trois sites d'observation sont envisageables pour mesurer les fluctuations du fond diffus cosmologique :

- depuis le sol ;
- dans la stratosphère (via les ballons) ;
- depuis l'espace (via les satellites).

Chacun de ces sites d'observation présente des avantages et des inconvénients. Les expériences CMB embarquées sur un ballon stratosphérique sont un compromis entre les observations en satellite et celles depuis le sol. Les observations au sol sont en général les moins chères. Elles permettent d'utiliser facilement du matériel lourd : miroir de grande taille, système de refroidissement stable, etc , d'avoir un très bon contrôle du pointage de l'instrument, et d'effectuer de très longues périodes d'intégration. En contre-partie, l'épaisseur atmosphérique traversée est très importante, ce qui induit une émission d'autant plus grande des constituants de l'atmosphère. L'instabilité de l'atmosphère est également plus importante, et la fonction de distribution de sa densité est fortement inhomogène, ce qui rajoute des systématiques au signal. La présence de l'atmosphère limite donc la capacité de telles expériences.

L'expérience Planck, qui se veut l'expérience ultime de mesure des anistropies du CMB, est une expérience spatiale, dont les seuls inconvénients sont le coût et la difficulté de spatialiser les technologies de mesure. Archeops, en tant que banc d'essai des technologies de Planck HFI, a choisi d'observer maintenu par un ballon depuis

la stratosphère à environ 40 km d'altitude, pour des raisons de coût et de temps de mise en œuvre.
Le choix d'embarquer Archeops sous un ballon semble donc naturel, et ceci est consolidé par le fait que les mesures majeures du spectre des anisotropies sont celles réalisées soit par des ballons soit par le satellite COBE. Quelques expériences interférométriques (DASI) au sol rivalisent toutefois avec les résultats les plus récents. Ce choix impose cependant une limitation du poids de l'instrument.

2.3 L'instrument

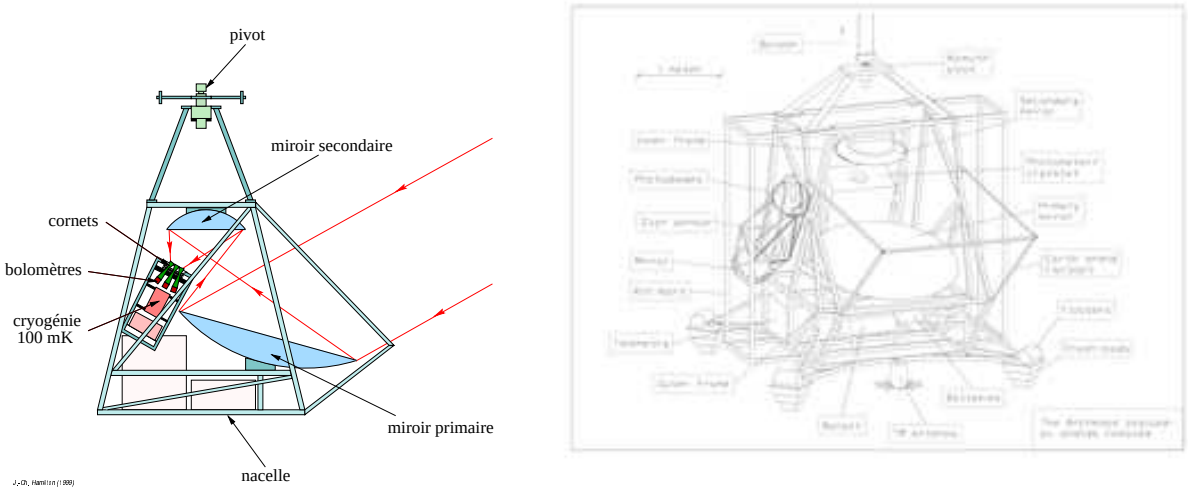


Fig. 2.3: Schéma simplifié de la nacelle Archeops (gauche) et dessin technique de la nacelle utilisée à Trapani (droite)

La nacelle Archeops (figure 2.3) embarquée sous le ballon contient plusieurs parties :

- l'alimentation en énergie
- l'optique
- système de détection
- le système de pointage
- le système de mesure du pointage
- les systèmes de communication et de stockage

L'energie nécessaire au fonctionnement du ballon est fournie par des piles, car l'alimentation par panneau solaire est impossible le ballon volant de nuit, c'est une des limitations de l'autonomie de l'expérience. L'optique du détecteur est un télescope grégorien hors-axe composé d'un miroir primaire de 1,5 mètres et d'un miroir secondaire. Un tel miroir primaire offre une grande surface de collection lumineuse et

une très bonne résolution angulaire à Archeops (environ 8 minutes d'arc à 143 GHz, $\lambda/D \approx 4,8'$ mais le miroir est légèrement sous illuminé).
Le système de détection peut se séparer en deux parties, même si elles sont intimement liées : les détecteurs et le cryostat où ils sont enfermés. Ce système emprunte beaucoup dans ces deux parties au futur satellite Planck, et justifie la qualification d'Archeops comme banc d'essai pour Planck HFI.

2.3.1 les détecteurs

Tout comme Planck HFI, les détecteurs à proprement parler sont des bolomètres. Dans la mesure des anisotropies du CMB, deux technologies de détecteurs sont employées les antennes HEMT et les bolomètres. La première est adaptée pour faire des mesures à basse fréquence (<100 GHz, c'est la technologie employée notamment par COBE, MAP -un satellite lancé en juin 2001 -, et Planck LFI), la seconde permet des mesures à haute fréquence (>100 GHz). Les bandes de fréquence utilisées par Archeops sont donc supérieures à 100 GHz et calquent certaines de Planck HFI, elles sont centrées autour de 143, 217, 353 et 545 GHz et ont une largeur d'environ 25%.

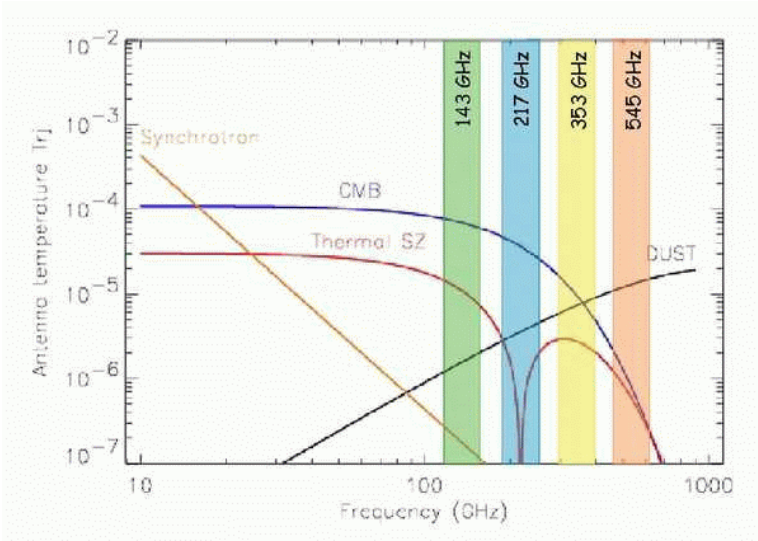


Fig. 2.4: Bandes Archeops et les principales source d'émission dans cette bande de fréquence, on remarque que les 2 première bande se situent au maximum de l'émission du CMB, les 2 bandes hautes fréquences permettent de connaître et de soustraire les effets de la poussière galactique et de l'atmosphère. La bande à 217 GHz permet de différencier les sources SZ (amas de galaxie "blueshiftant" le CMB via leur gaz d'électrons chaud) des points chauds des anisotropies du CMB.

Sur la figure 2.4, les bandes Archeops apparaissent ainsi que les principales sources d'émission attendues à ces longueurs d'ondes et montrent l'importance de ce multi-fréquençage pour séparer toutes ces sources d'émission Le bolomètre est constitué d'un cristal relié à un thermomètre qui mesure sa variation de température due aux flux de photons incidents.

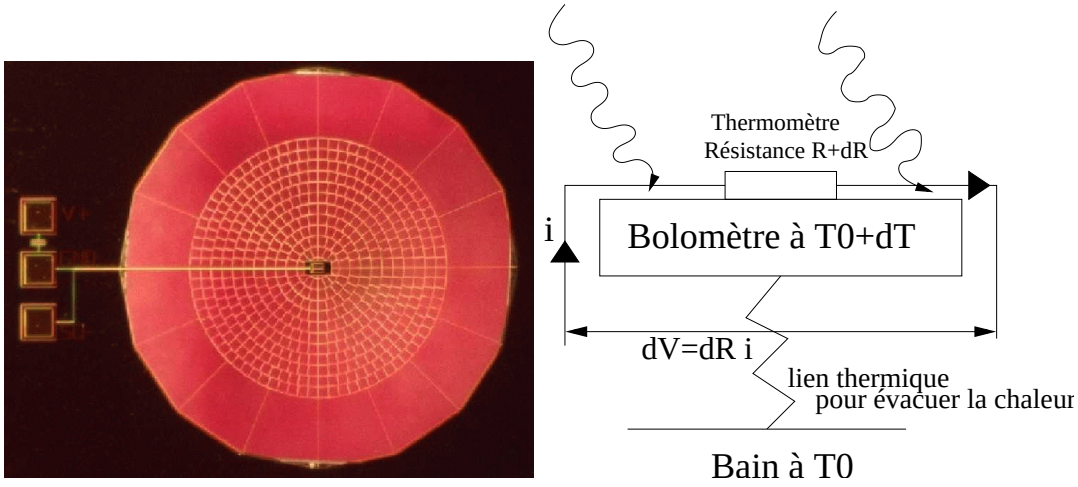


Fig. 2.5: Photo d'un spider-web bolometer, et schéma de fonctionnement : les photons réchauffent le cristal qui réchauffe le thermomètre, la résistance de celui-ci varie donc la tension mesurée, des liens thermiques reliés au bain à 100 mK assurent l'évacuation de la chaleur.

fréquence (en GHz)	143	217	353
Résolution (en minutes d'arc)	8	5.5	5
Bruit de photons Nep (en $10^{-17}\,\mathrm{W}/\sqrt{Hz}$)	1.8	2.7	5.5
Nep du bolomètre (en $10^{-17}\,\mathrm{W}/\sqrt{Hz}$)	2	3	4
Nep totale (en $10^{-17}\,\mathrm{W}/\sqrt{Hz}$)	2.7	4.0	6.8
sensibilité (en $\mu K_{RJ}/\sqrt{Hz}$)	58	53	28

Tab. 2.1: Sensibilité et caractéristique nominale du bruit pour chacune des bandes initiales d'Archeops (143, 217, 353 GHz)

La géométrie de ses détecteurs a été conçue de manière à limiter la collection de rayon cosmique, et à diminuer la capacité calorifique du cristal (ce qui augmente sa sensibilité). La taille typique des mailles est de l'ordre de la longueur d'onde observée pour ne pas trop décroître la section efficace du cristal au rayonnement. On appelle de tel bolomètre des bolomètres en toile d'araignée (*spider web bolometer*, figure 2.5). Le tableau 2.1 résume les sensibilités nominales attendues des bolomètres à la température de 100mK pour les 3 bandes initialement prévues.

Elles dépendent de la température du détecteur, elles croîssent avec la diminution de la température. Les bolomètres sont donc placés au coeur d'un système cryogénique (figure 2.6).

2.3.2 le cryostat et la chaîne optique

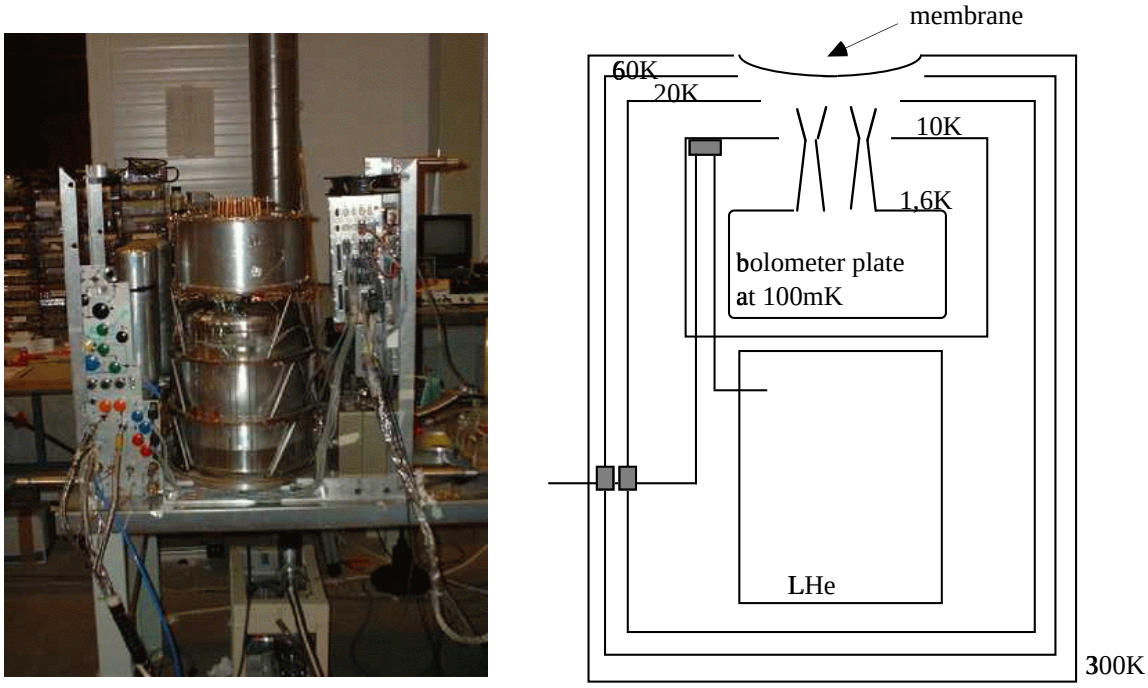


Fig. 2.6: Photo du cryostat d'Archeops (gauche) et schéma des diférents étages (droite)

Le cryostat d'Archeops est du même type que celui qui sera embarqué sur le satellite Planck, il refroidit les bolomètres à 100 mK, et peut fonctionner en état d'apesanteur, il n'est donc pas sensible aux pendulations du ballon. Une température aussi basse que 100 mK est obtenue par la dilution ^{3}He-^{4}He, réaction endothermique, qui généralement s'opère à l'interface des deux milieux séparés par la gravité. Dans le cryostat d'Archeops, les deux liquides se diluent dans des capillaires, créant ainsi de nombreuses interfaces qui refroidissent le plan focal. Les flux d' ^{3}He et ^{4}He sont régulés electroniquement de manière optimisée cette dilution. Comme il est montré sur la figure 2.6, le système cryogénique comporte plusieurs étages thermiques, dont la température décroît au fur et à mesure qu'on se rapproche du plan focal contenant les bolomètres.

Le système est séparé de l'extérieur par une valve, qui ne s'ouvre que dans la stratosphère, quand la pression extérieure est suffisamment faible. Une fois la valve ouverte, seule une fine membrane transparente au longueur d'onde millimétrique assure l'isolation du cryostat. C'est à travers cette membrane que les bolomètres scrutent le ciel. Les rayons lumineux une fois focalisés par les miroirs, traversent la membrane, sont une nouvelle fois focalisés par la première série de cornets (*back to back horn*, voir figure 2.3.2) , maintenue par l'étage à 10 K. Avant de passer dans une deuxième série de cornets, les rayons lumineux traversent les filtres qui définissent la bande passante du bolomètre ainsi alimenté. Chaque bolomètre possède ces propres cornets adaptés à sa plage de fréquence, sauf les bolomètres polarisés fonctionnant à 353 GHz qui sont 2 par cornet . Cela permet à deux bolomètres de voir la même partie du ciel au même moment, une lame séparant le signal en deux parties de polarisation orthogonale. Les cornets tout comme l'optique définissent la résolution angulaire de l'instrument, le lobe, chaque bolomètre aura donc une résolution différente.

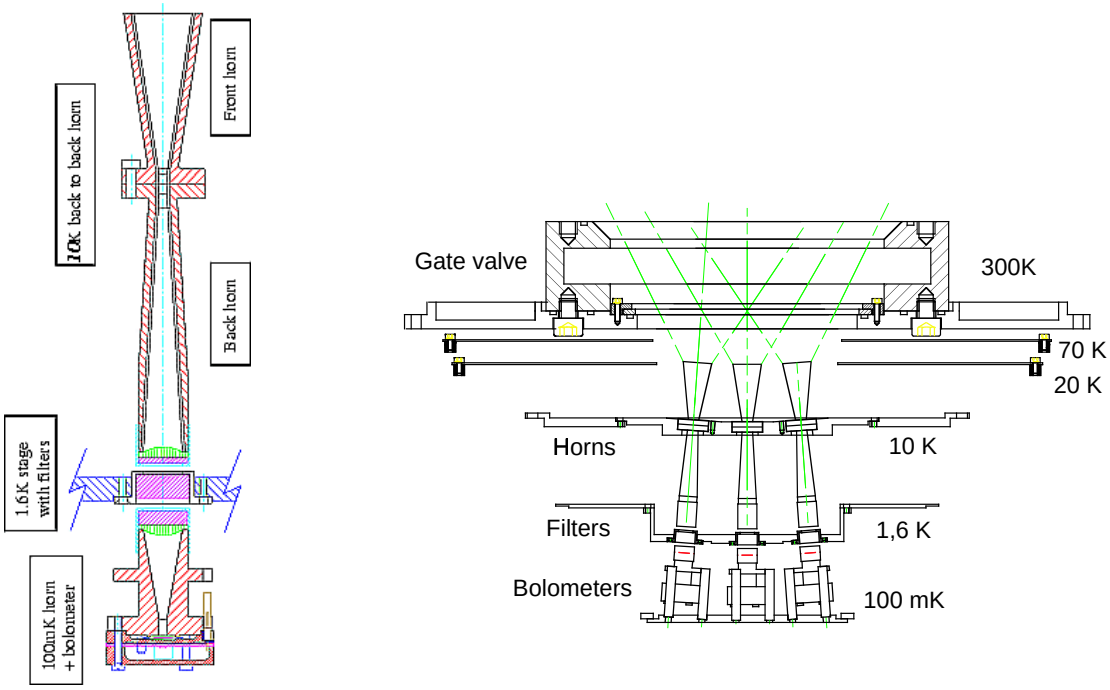


Fig. 2.7: Schéma du système de cornets et du parcours des rayons lumineux de la membrane aux bolomètres

Ce système d'alimentation des détecteurs par des cornets est différent des systèmes employés dans l'optique où on emploie des caméras CCD, qui sont en fait des matrices de détecteurs. De telles matrices, qui permettraient de simplifier le plan focal, d'utili-

ser une plus grande partie de sa surface et de reconstruire instantanément une carte, n'existent malheureusement pas encore pour les détecteurs millimétriques. C'est donc la juxtaposition des mesures projetées sur le ciel qui permet de construire les cartes du ciel.

2.3.3 Le pointage et la gestion des données

Pour établir des cartes du ciel, il faut à la fois changer l'orientation du télescope et la connaître le plus précisement possible. Dans le cas d'Archeops, le télescope tourne autour de l'axe défini par la chaîne de vol (verticale aux pendulations près) grâce à un pivot. La reconstruction du pointage s'effectue grâce à plusieurs sources d'informations :

- La première source d'information sont trois gyroscopes, qui mesurent la vitesse de déplacement de la nacelle suivant trois directions différentes. Ces gyroscopes ne fournissent donc pas directement le pointage, il faut intégrer leur signal depuis un point de référence. Un autre de leur défaut est leur faible stabilité, leur signal dérive au cours du temps et on ne peut reconstruire le pointage sans corrections que sur moins d'une minute ;

- La deuxième source d'information qui permet de reconstruire le pointage est un senseur stellaire, le pointage définitif est issu essentiellement de ses mesures. Ce senseur stellaire est composé d'un télescope dont le miroir primaire est de 40 centimètres, et la distance focal de 3,6 mètres. Il est placé sur le côté de la nacelle et pointe dans la même direction que le télescope principal (la différence de pointage est calculée grâce à Jupiter qui est vue par les bolomètres et les diodes). Une barrette de 46 diodes (dimension 1 mm $\times$ 4 mm) sur son plan focal mesure le signal des étoiles. La résolution du senseur stellaire est d'une minute d'arc, et il est sensible aux étoiles jusqu'à la magnitude 7. Un tel système après recoupement dans des catalogues d'étoiles donne directement la direction de pointage du télescope.

Les données mesurées par les différentes parties d'Archeops sont acquises par un 'transputer', puis sont à la fois transmises au sol via la télémétrie et stockées sur l'enregistreur de bord. En plus de la télémétrie CNES, qui ne fonctionne que pendant les premières de vols, la télémétrie d'Archeops utilise le réseau de satellites géostationnaires Immarsat. Ce système dispose d'une très faible bande passante (2400 bauds) et

ne permet pas de transmettre toutes les donnés au sol, mais il est utile pour surveiller et régler les détecteurs et le système cryogénique pendant le vol.
Les données sont donc enregistrées sur une mémoire de masse (Flash EPROM de 2 Gigabytes) présente sur le ballon qui autorise 48 heures d'enregistrement avec une fréquence d'échantillonnage de 160 Hz pour à peu près toutes les mesures . Cet enregistreur est recupéré et relu une fois que la nacelle s'est posée.

2.4 La stratégie de vol

La stratégie de vol d'Archeops est directement liée aux objectifs scientifiques de l'expérience. La mesure des anisotropies du CMB à grande échelle angulaire nécessite de couvrir une grande partie du ciel. Pour couvrir quelques 35 % du ciel, dont 20 % seront utilisés pour l'analyse des fluctuations du CMB (à cause de la coupure du plan galactique), Archeops décrit de grands cercles sur le ciel, à raison de 2 tours par minute (la mesure d'un gyroscope controle la vitesse de rotation). Le télescope pointe à 41 degrés d'élévation, ce qui donne une taille angulaire de 200 degrés pour un cercle sur le ciel. Le mouvement de rotation de la terre (et le mouvement de la nacelle par rapport à la terre) fait ensuite se déplacer le centre de nos cercles, qui se croisent et qui bouclent la couverture du ciel d'Archeops au bout de 24 heures. La couverture Archeops a finalement la forme d'un anneau (figure 2.8).

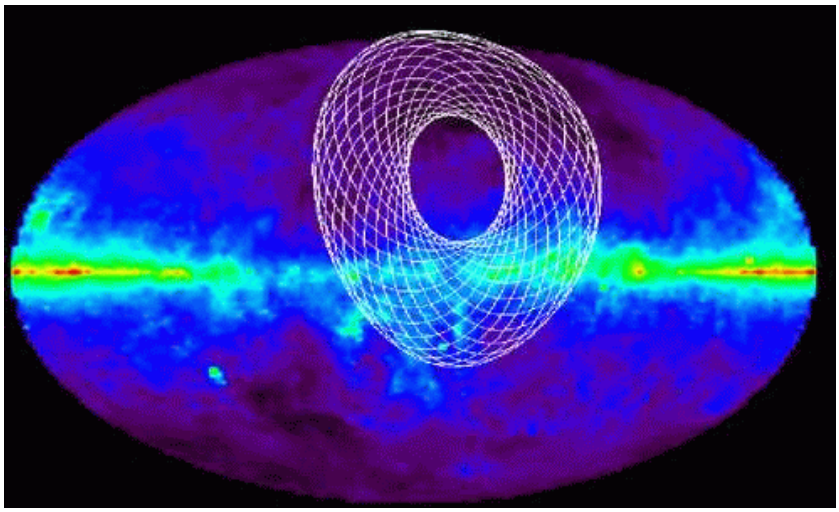


Fig. 2.8: Couverture typique d'Archeops pour 24 heures de prise de données, un anneau formé par des cercles en rotation, ici l'écart entre chaque cercle est d'une heure

Cette stratégie impose plusieurs contraintes importantes. Tout d'abord le télescope

pointant assez bas sur l'horizon et la nacelle décrivant des cercles complets, le vol doit avoir lieu la nuit pour eviter la contamination de l'émission solaire. Pour les mêmes raisons la nuit doit être une nuit sans lune. Pour maximiser le nombre d'heures nocturnes dans la journée les vols sont effectués l'hiver au-dessus du cercle polaire, ce qui explique l'alimentation par piles.

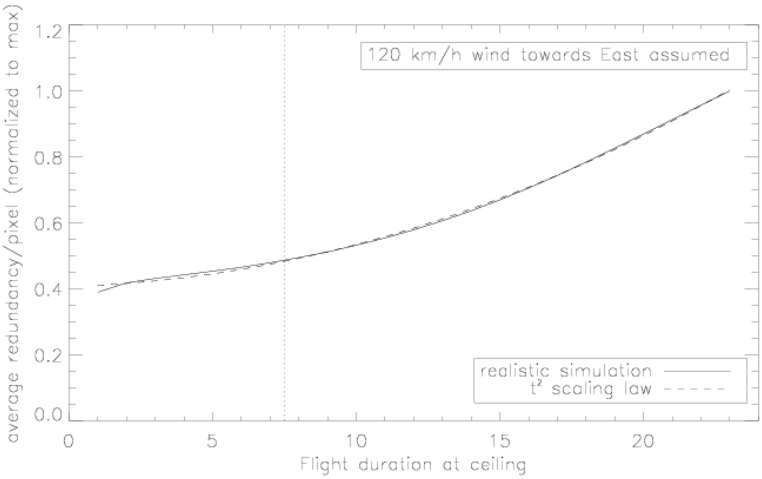


Fig. 2.9: Nombre moyen d'échantillons par pixel, normalisé par rapport au maximum en fonction de la durée de l'expérience, on note l'augmentation de la pente, la courbe finit par varier en t, ce qui implique que la couverture du ciel ne varie plus.

Un autre point important est la durée du vol. La stratégie de pointage par cercle, permet de couvrir assez rapidement une partie importante du ciel, mais aprés un certain nombre d'heures d'observation la surface couverte augmente beaucoup moins rapidement et ce sont les redondances des mesures sur le ciel qui augmentent. La sensibilité par pixel de l'expérience augmente donc de manière non linéaire (figure 2.9). Un vol de longue durée s'impose donc pour obtenir des cartes suffisamment peu bruitées, et par la même une estimation du spectre plus précise.

En utilisant l'estimation de l'erreur (équation 2.1) sur la mesure du spectre de puissance donnée dans Knox et al. (Knox, 1995) (cas d'un bruit uniforme gaussien, avec un lobe gaussien), on peut estimer cette erreur en fonction de la sensibilité du détecteur σ_t, du temps total d'observation T, de la fraction du ciel couvert f (en ne tenant compte que de l'effet statistique de f), et de la taille du lobe σ_b.

$$\Delta C_l = \sqrt{\frac{2}{2l+1}} \left(\frac{C_l}{\sqrt{f}} + \frac{4\pi\sigma_t^2\sqrt{f}}{T} e^{l^2\sigma_b^2} \right) \tag{2.1}$$

On s'aperçoit que l'erreur est composée de 2 termes, un terme de variance cosmique variant en $\frac{1}{\sqrt{f}}$ et un terme de bruit instrumental en $\sqrt{f}$. Pour un temps d'observation donné et un instrument donné, la fraction du ciel couvert détermine donc une échelle angulaire (valeur de ℓ) pour laquelle l'expérience est la plus sensible. Typiquement pour l'expérience Archeops et MAXIMA, on trouve respectivement une échelle angulaire légèrement supérieure au degré et une échelle de 40 minutes d'arc en utilisant les caractéristiques d'un détecteur (tableau 2.4). Il ressort qu'Archeops est configuré pour une mesure optimale des grandes échelles contrairement à MAXIMA.

expériences	f (en %)	σ_t (en μK/$\sqrt{\text{Hz}}$)	T (en heures)	σ_b (en ')	ℓ optimal
Archeops	20	120	24	3,4	147
MAXIMA	0,3	80	3	4,3	320

Tab. 2.2: Mode ℓ optimal pour Archeops et MAXIMA calculé en utilisant les caractéristiques des expériences MAXIMA et Archeops porté dans le tableau (sensibilité correspondant à un détecteur).

L'expérience Archeops a déjá volé par deux fois plus ou moins dans ces conditions.

2.5 Les vols Archeops

2.5.1 le vol de Trapani

Le premier vol d'Archeops a eu lieu à Trapani, depuis l'une des bases de l'ASI (*Agenzia Spaziale Italiana*), le 17 juillet 1999 à 21h30. Le plafond a été atteint en 2 heures à minuit, le volume du ballon étant d'un million de m^3 (ce qui fait un diamètre d'une centaine de mètres) l'altitude de vol se situait autour de 41 km. Le ballon partant de Sicile (figure 2.10) a traversé une partie de la méditerranée pour atterrir en Espagne à Granja de Torre Hermosa le 18 juillet vers 15 heures.
Ce premier vol étant un vol technique, le plan focal se composait uniquement de 6 bolomètres, 3 à 143 GHz, 2 à 217 GHz, et 1 à 353 GHz (figure 2.11 & 2.12).

Quatre des six bolomètres ont fonctionné correctement pendant le vol (2 à 143 GHz, 1 à 217 GHz, et 1 à 353 GHz), refroidis à 110 mK. Bien que le vol ait duré 17 heures, seulement 4 heures de données scientifiques furent prises, le soleil s'étant levé vers 4 heures (l'horizon de la nacelle est d'environ 6 degrés sous l'horizon terrestre). D'autre

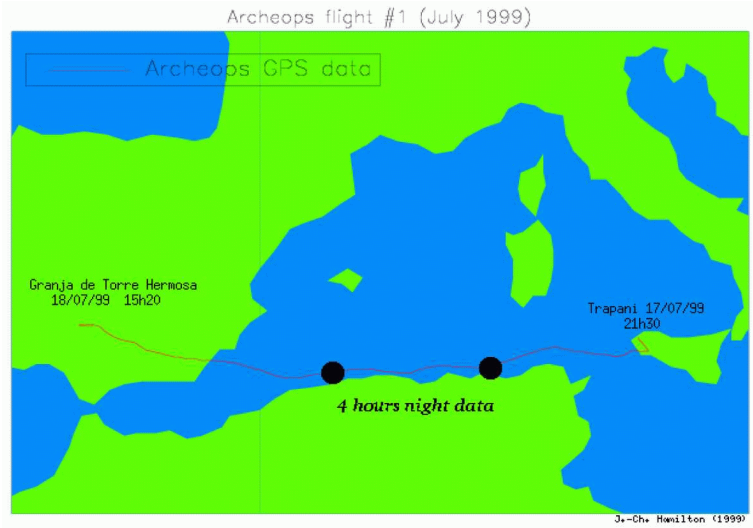


Fig. 2.10: Trajectoire du ballon pendant le vol technqiue en 1999, les 2 points noirs signalent le début et la fin de la période nocturne au plafond.

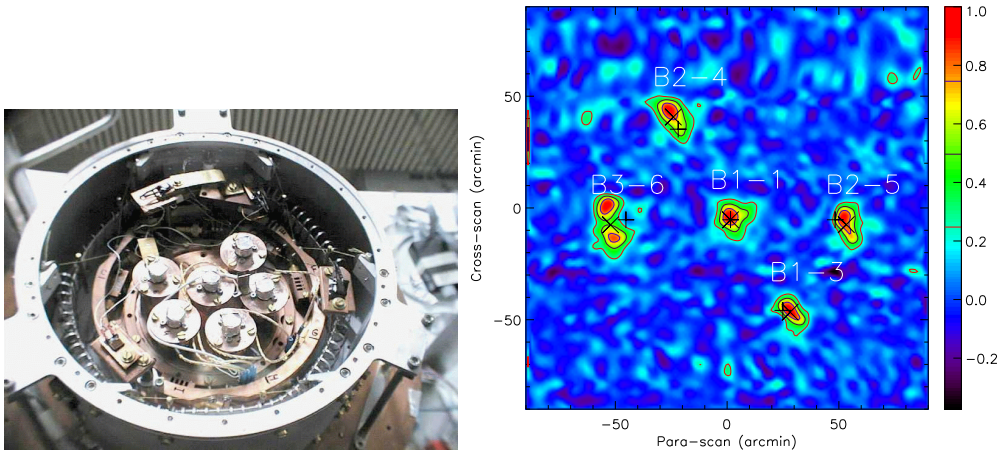


Fig. 2.11: Photo du plan focal à Trapani (gauche), et reconstruction des lobes de chacun des détecteurs du plan focal (droite). Les lobes des détecteurs sont peu symétriques et semblent allongés dans une direction (sans doute due à l'optique le lobe central étant le plus symétrique), le lobe du détecteur à 353 GHz présente aussi 2 pics au lieu d'un.

part le vol se situant à 38° de latitude , la surface de ciel couverte fut assez importante de l'ordre de 20 % (figure 2.13).

La résolution angulaire moyenne des détecteurs étaient de 12 minutes d'arc (figure 2.11).

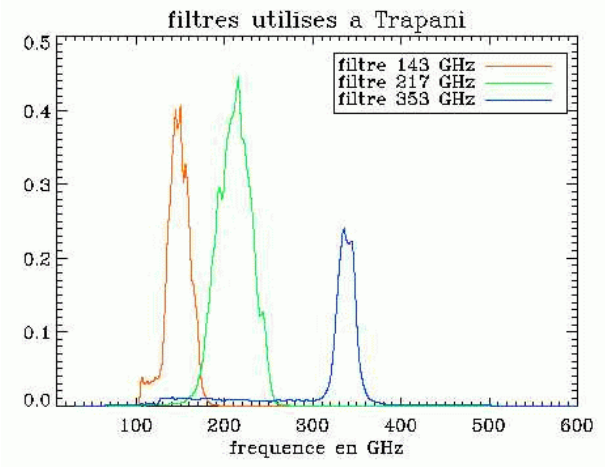


Fig. 2.12: Bandes Archeops pour le vol de Trapani

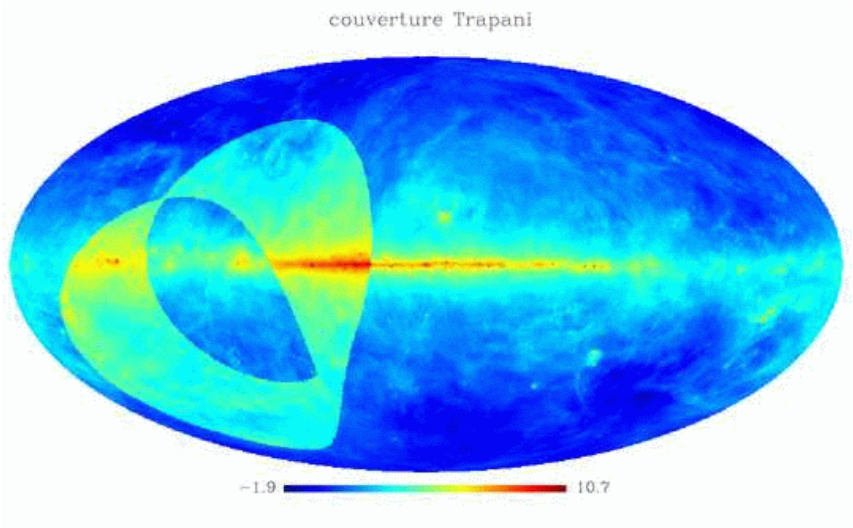


Fig. 2.13: Couverture du ciel durant les 4 heures nocturnes de plafond d'Archeops du vol de Trapani sur une carte de galaxie (échelle logarithmique).

2.5.2 le vol de Kiruna

Le deuxième vol d'Archeops et premier vol scientifique fut lancé à l'issu d'une campagne de 2 mois, depuis la base d'Esrange de la SSC (Swedish Space Corporation), situé près de Kiruna, une ville du nord de la Suède (Figure 2.14). La base de lancement se situant au-dessus du cercle polaire, l'expérience a pu profiter de la nuit polaire.

Les équipes du CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) ont lancé le ballon le 29 janvier à 14h30 .

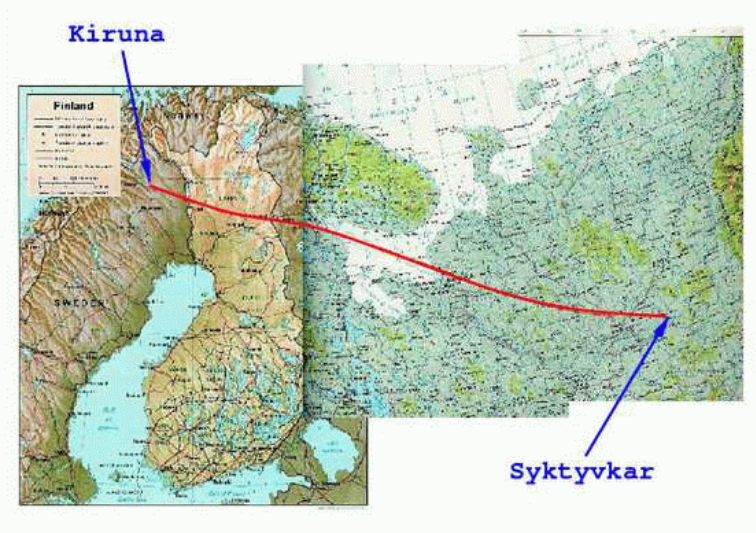


Fig. 2.14: Trajectoire du ballon pendant le vol scientifique en 2001

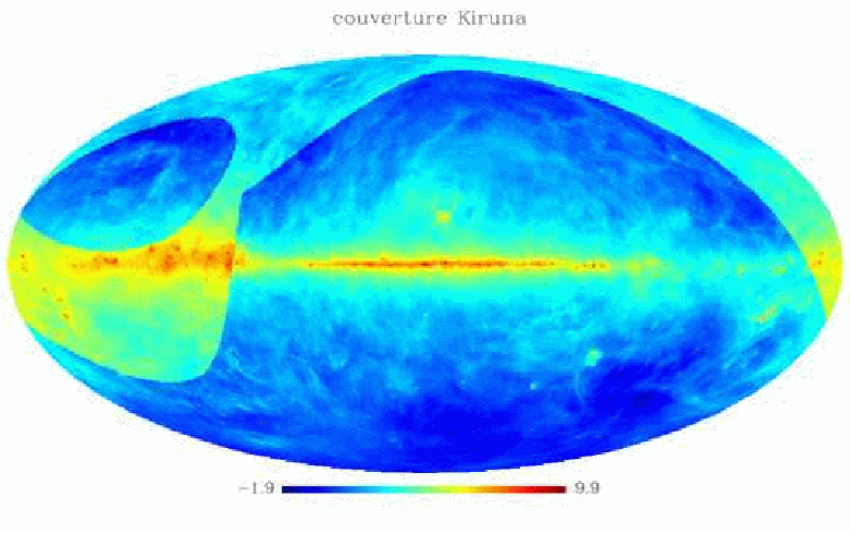


Fig. 2.15: Couverture du ciel durant les 7 heures nocturnes de plafond d'Archeops du vol de Kiruna sur une carte de galaxie (échelle logarithmique).

La force des vents stratosphériques a contraint le CNES à suspendre Archeops à un plus petit ballon (150 000 m^3), pour voler plus bas et ainsi éviter une dérive trop rapide vers l'est. Le ballon a donc pu voler 7h à l'altitude plafond de 31,5 km, couvrant quelques 25% du ciel (figure 2.15).

Archeops a atterri à Syktyvar en Russie au pied de l'Oural aprés avoir survolé une partie de la Finlande et de la Russie (figure 2.14). La configuration du plan focal d'Archeops duran ce vol était très proche de la configuration nominale avec 22 bolomètres

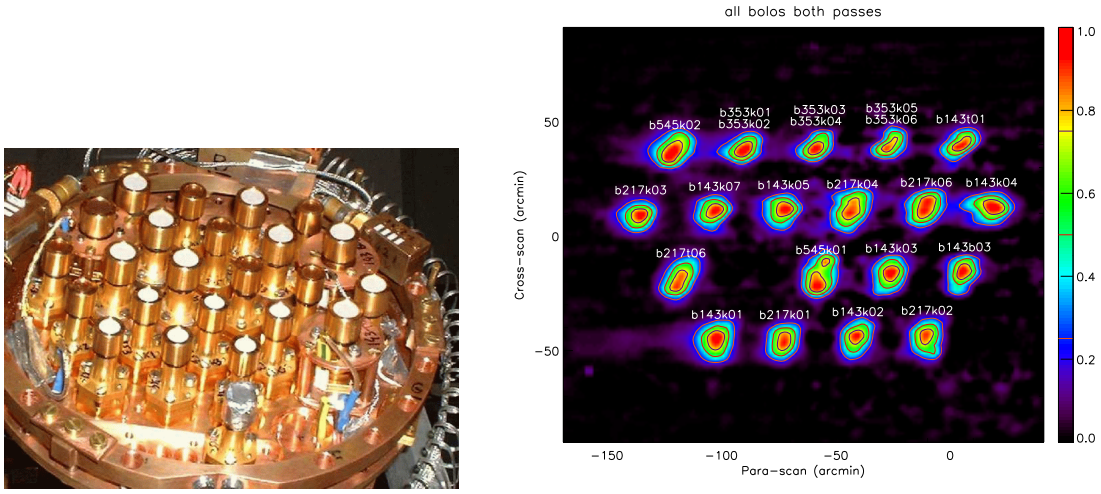


Fig. 2.16: Photo du plan focal à Kiruna (gauche), et reconstruction des lobes de chacun des détecteurs du plan focal (droite)

(figure 2.16) dans le plan focal.

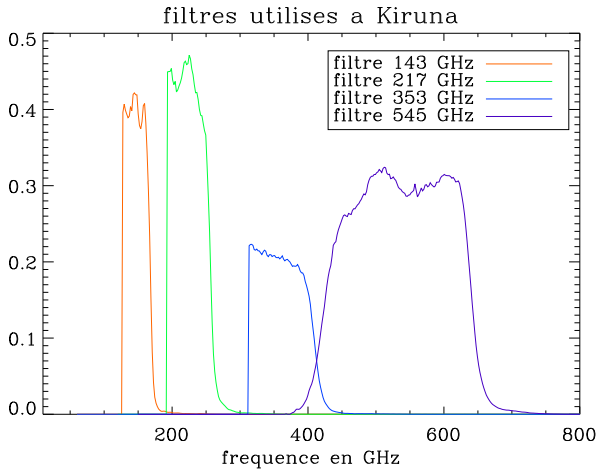


Fig. 2.17: Bande Archeops pour le vol de Kiruna

La répartition spectrale des 22 bolomètres était la suivante (figure 2.17) :

- 8 bolomètres à 143 GHz
- 6 bolomètres à 217 GHz
- 6 bolomètres polarisés à 353 GHz et associés par paire dans un même cornet
- 2 bolomètres à 545 GHz

Tous les bolomètres ont fonctionné durant le vol, la température du cryostat est descendu jusqu'à 90 mK. La résolution angulaire des détecteurs était d'environ 10 minutes d'arc, la forme des lobes (figure 2.16) se révèle être déformée par une réponse

trop lente des bolomètres.

3. SIGNAUX PARASITES

Ce chapitre décrit tout d'abord les contributions de sources astrophysiques et parasites. Ensuite comme une grande partie du flux lumineux observé provient de l'atmosphère, la seconde partie est dédiée à quelques estimations de l'amplitude de sa contribution. Enfin la troisième partie décrit trois méthodes développées pour soustraire les signaux parasites de la mesure des détecteurs.

3.1 tour d'horizon

Lors d'une observation, les signaux reçus par les détecteurs n'ont pas une origine unique mais multiple (figure 3.1).
Tout d'abord au signal du CMB, qui nous intéresse, se superpose tout une gamme de sources astrophysiques :

- l'émission de la poussière galactique ;
- le synchrotron ;
- le free-free ;
- l'effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique et thermique, qui provient de l'intéraction compton inverse des photons du CMB sur le gaz d'électrons chauds des amas de galaxie ;
- les spinning-dust

La localisation de l'émission de ces différentes sources principalement autour du plan galactique permet de réduire leur contribution en coupant ces parties pour l'analyse des cartes. D'autre part leur spectre diffère suffisamment de celui du CMB pour avoir une gamme de fréquences où ces émissions sont sous-dominantes (voir Figure 2.4), se situant entre 30 et 300 GHz. Enfin grâce à ces différences de spectre et aussi à la différence de la distribution angulaire de ses sources, des méthodes permettent dans une certaine mesure de séparer ces sources (Tegmark et Efstathiou, 1996; Bouchet et Gispert, 1999; Hobson et al., 1998; Delabrouille et al., 2001).

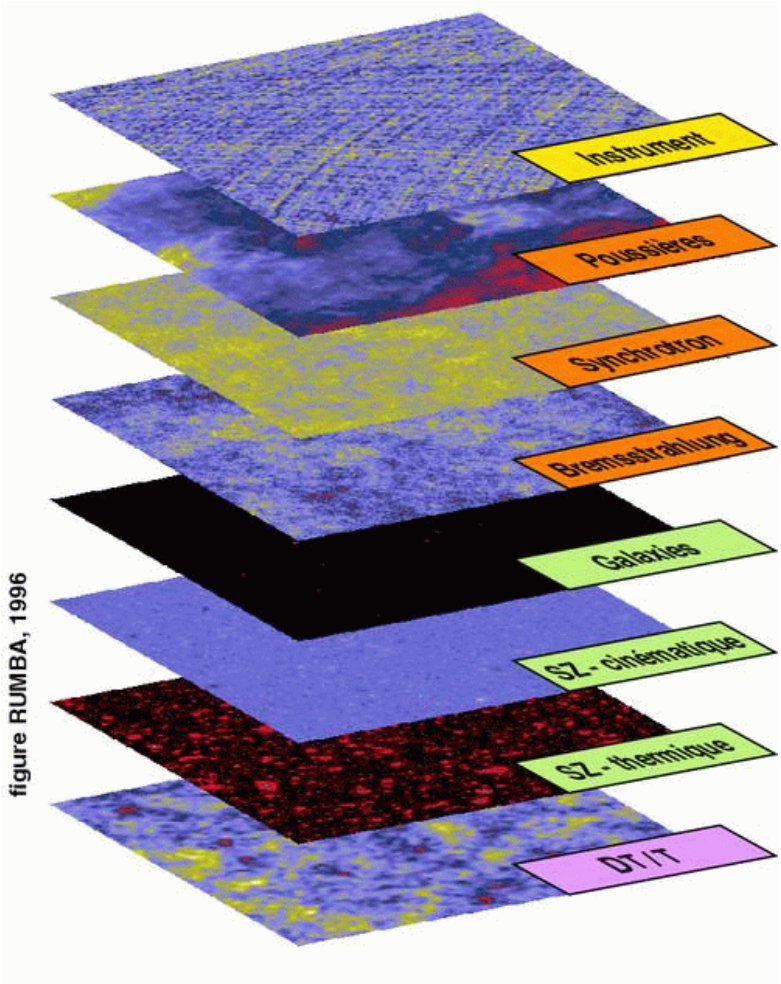


Fig. 3.1: Sandwich cosmique qui montre la superposition des différents émissions vues par les observations dans le domaine millimétrique. Dans le cas d'Archeops il faudrait rajouter une dernière couche pour l'émission de l'environnement du ballon, dont notamment l'atmosphère.

En dehors des sources astrophysiques, on peut distinguer 2 autres types de sources :

- les sources extérieures, qui se distinguent des sources "astrophysiques", en n'étant pas fixe sur le ciel, les expériences sur satellite sont peu sensibles à ce genre de sources ;
- les sources internes, qui proviennent directement de l'instrument.

Archeops qui est une expérience ballon a un environnement peu stable et reçoit une contribution extérieure importante de :

- l'atmosphère dont l'émission peut soit passer par le chemin optique nominale, soit après plusieurs réflexions sur les éléments de la nacelle atteindre les détecteurs ;

- la terre, si les protections placées sous la nacelle sont insuffisantes ;
- la Lune et du Soleil quand ils sont levés, mais Archeops vole préférentiellement quand la lune est basse et le soleil couché.

Chaque partie de l'instrument émet une certaine quantité de rayonnement, et la contribution des parties situées sur le chemin optique de l'instrument ou autour du détecteur sera la plus importante comme celle :

- des miroirs ;
- des cornets maintenus par les étages à 10 et 1,6 K (figure 2.3.2) qui guident la lumière vers les détecteurs ;
- des filtres au niveau de l'étage à 1,6 K ;
- des cavités des bolomètres maintenues à 100 mK.

Toutes ses sources se rajoutent aux anisotropies du CMB, mais seules les variations de l'amplitude de ses sources contaminera l'expérience Archeops qui ne fait qu'une mesure différentielle de température et pas une mesure de température absolue.
Cette contamination gêne surtout l'étalonnage des détecteurs dans la mesure où comme nous le verrons ces effets sont majoritairement à basse fréquence (temporelle).
La suite du chapitre sera consacrée tout d'abord à l'estimation du signal atmosphérique reçue, et ensuite aux techniques développées pour soustraire toutes les sources de contamination non-astrophysique.

3.2 estimation de la contamination atmosphérique

L'émission de l'atmosphère constitue une grande partie du rayonnement de fond reçu par les bolomètres avec le CMB (figure 3.2). L'importance du niveau de fond atmosphérique est essentiellement due aux raies de l'ozone (et de manière plus modeste aux deux grosses raies de l'oxygène).

Les variations de ce signal atmosphérique peuvent être dues soit à la variation de l'épaisseur d'atmosphère traversée soit à la variation de la densité sur la ligne de visée quand le télescope balaie le ciel. La variation de l'épaisseur d'atmosphère traversée est un effet purement géométrique est peut être due soit à une variation de l'altitude du ballon soit à une variation de l'angle zénithal de pointage.
L'amplitude de l'émission reçue par ces trois causes, soit :

- la variation d'altitude ;
- la variation de l'élévation du télescope ;
- et le changement d'opacité de l'atmosphère.

sont esimées dans la suite de cette section.

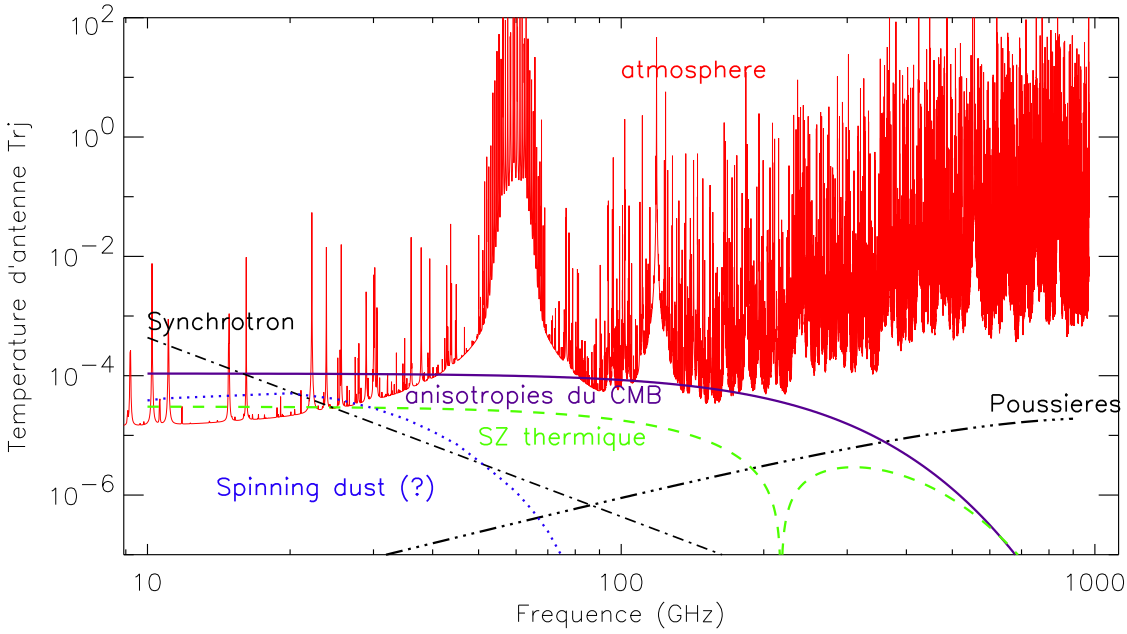


Fig. 3.2: Spectre de l'atmosphère comparé aux spectres de différentes sources astrophysiques (estimées à haute latitude galactique $b \approx 70°$)

.

Pour estimer tous ces effets de l'atmosphère sur le signal d'Archeops, j'ai utilisé le programme ATM développé par Juan Ramòn Pardo-Carrión (Pardo-Carrión, 1996). Ce programme calcul l'opacité de l'atmosphère en fonction d'un certain nombre de paramètres d'entrée. L'opacité O de l'atmosphère est reliée à son émissivité ϵ par la formule suivante :

$$\epsilon(\nu) = 1 - \exp(-O(\nu)) \tag{3.1}$$

La puissance émise par le corps gris qu'est l'atmosphère s'écrit alors :

$$B_{atm}(\nu, T) = \epsilon(\nu) \times B_{CN}(\nu, T) \tag{3.2}$$

Où $B_{CN}(\nu, T)$ représente la puissance émise par un corps noir de température T à la fréquence ν :

$$B_{CN}(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \tag{3.3}$$

La formule 3.3 donne l'émission du corps noir en $\mathrm{W.m^{-2}.sr^{-1}.Hz^{-1}}$. Une autre unité souvent utilisé sont les mK_{RJ} définis par :

$$T_{RJ} = \frac{c^2 B(\nu)}{2k\nu^2} \tag{3.4}$$

Cette unité correspond à la température du corps noir dans le cas où $\frac{h\nu}{kT} << 1$. L'autre unité utilisée sera les K_{CMB}, l'énergie d'1 mK_{CMB} est la variation d'énergie produite par la variation d' 1 mK de la température d'un corps noir à 2,73 K, et on utilise l'approximation suivante :

$$\Delta T_{CMB} = \left[\frac{\partial B_{CN}}{\partial T} \Big|_{T=2,73} \right]^{-1} \Delta B(\nu) \tag{3.5}$$

Pour obtenir la puissance totale reçue par les détecteurs, il faut ensuite intégré dans les bandes d'Archeops.

Les paramètres d'ATM utilisés sont les suivants (pour une description plus détaillé voir (Pardo-Carrión, 1996)) :

- st76 : le programme va utiliser le catalogue standard américain de l'année 1976, pour connaître la densité des différents composants de l'atmosphère ;

- type : permet de sélectionner une région et une saison du catalogue standard, j'ai utilisé le type 3 et le type 5, correspondant respectivement à l'été aux latitudes moyennes et à l'hiver aux latitudes sub-arctique (pour Trapani et Kiruna) ;

- fre1 100 : fréquence minimale du spectre à calculer en GHz ;

- fre2 450-750 : fréquence maximale du spectre à calculer (450 correspond à la fréquence utilisée pour Trapani et 750 celle pour Kiruna à cause de l'ajout de canaux à 545 GHz) ;

- stma 0.05 : résolution minimale en fréquence en GHz, valable quand le spectre est plat ;

- stmi 0.025 : résolution maximale en fréquence en GHz, valable quand il y a des pics ;

- wh2o 0 : commande qui permet d'indiquer la quantité de vapeur d'eau intégrée (en mm) au dessus du site d'observation, si le paramètre est nul le programme prend la valeur du catalogue ;

- alti : permet de définir l'altitude (en km), j'ai utilisé plusieurs altitudes allant de 31 à 41 km ;

- airm : permet de définir la quantité d'atmosphère traversée, la valeur correspond à $\frac{1}{\cos(\theta_Z)}$, où θ_Z représente l'angle zénithale de pointage du télescope (j'ai exploré une certaine gamme d'angle zénithale pour estimer la contribution du changement de cet angle) ;

- MINO : permet d'exclure ou d'inclure la contribution des composants minoritaires de l'atmosphère (N2O, SO2, CO...), ce qui permet d'estimer la contribution des différents éléments.

A partir des sorties du programme d'ATM, on peut reconstruire le spectre de l'atmopshère comme sur la figure 3.3.

3.2.1 Variation de l'altitude

La variation d'altitude peut être due au délestage, à la variation de la pression ou à la montée du ballon au plafond. Les estimations suivantes ne s'appliquent pas à la variation de la pression, le profil de pression étant pris constant. Les variations dues au changement de pression sont sûrement plus faibles.
L'émission atmosphérique pour un changement d'altitude de 100 mètres dans la configuration de Trapani varie de quelques mK_{RJ}, 0,70 à 2,54 mK_{RJ} (Figure 3.4 et Table 3.1). La variation d'émission est quasiment linéaire pour des variations aussi petites.

bandes	143 GHz	217 GHz	353 GHz
Variation (mK_{RJ})	0,70	1,09	2,54
Variation (mK_{CMB})	1,21	3.16	23,37

Tab. 3.1: Variation du signal produit par un changement d'altitude de 100 mètres en mK_{RJ} et en mK_{CMB} pour les bandes de fréquence du vol de Trapani.

Les bandes et l'altitude moyenne d'Archeops étant légèrement différentes, il faut refaire l'estimation dans la configuration de Kiruna. La figure 3.5 montre que l'émission

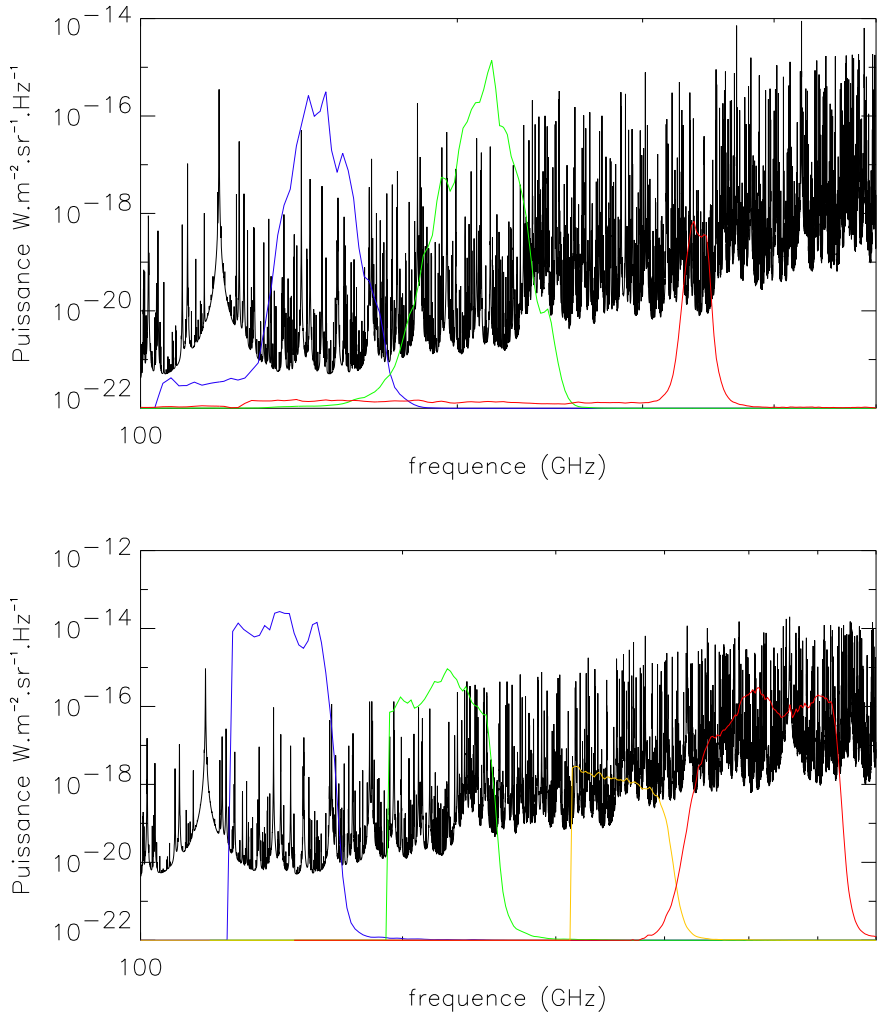


Fig. 3.3: Spectres de l'atmosphère pour les deux vols d'Archeops Trapani (en haut) et Kiruna (en bas). Le spectre a été calculé pour les altitudes moyennes au plafond 41 et 31,5 km, les saisons été et hiver et les latitudes moyenne et haute de ces deux vols. Les courbes colorées superposées au spectre correspondent aux filtres des bandes de fréquence (143, 217, 353 GHz et 545 GHz en plus pour le vol de Kiruna). L'échelle de la transmission des filtres est linéaire et va de 0 à 0,5 sur la graduation de la puissance émise par l'atmosphère (10^{-22} à 10^{-14} ou 10^{-12}).

est plus forte mais toujours quasiment linéaire et la table 3.2 que pour une variation d'altitude de 100 mètres le signal induit est aussi plus important de l'ordre de 0,8 à 31 mk$_{RJ}$. Les changements d'altitude sont relativement lent, la faible fréquence d'échantillonage de la mesure d'altitude empêche cepdendant de connaître précisement l'amplitude des variations sur de courtes périodes.

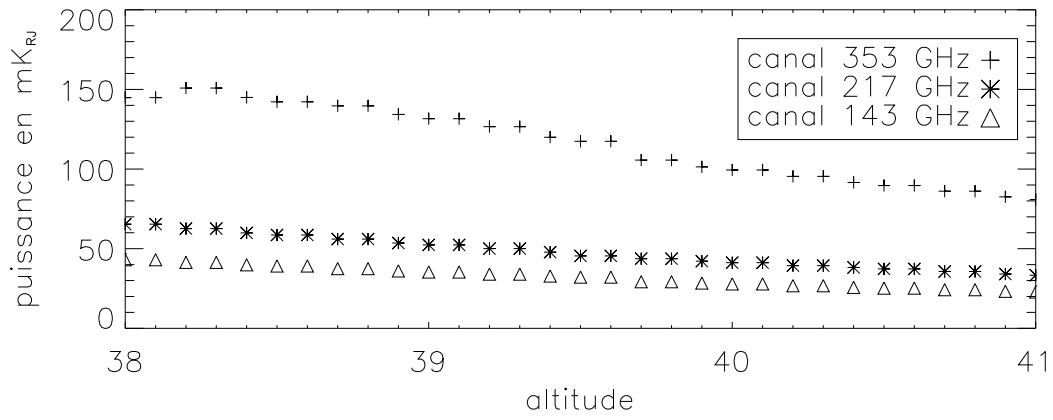


Fig. 3.4: Emission estimée dans les 3 bandes Archeops du vol de Trapani pour plusieurs altitudes en mK$_{RJ}$.

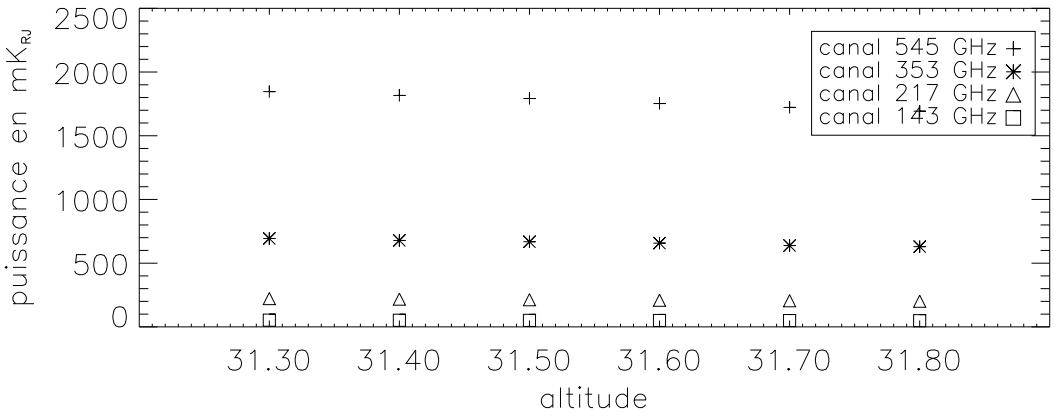


Fig. 3.5: Emission estimée dans les 4 bandes Archeops du vol de Kiruna pour plusieurs altitudes en mK$_{RJ}$.

bandes	143 GHz	217 GHz	353 GHz	545 GHz
Variation (mK$_{RJ}$)	0,84	4,15	12,87	31,05
Variation (mK$_{CMB}$)	1,46	13,74	182,50	3765,7

Tab. 3.2: Variation du signal produit par un changement d'altitude de 100 mètres en mK$_{RJ}$ et en mK$_{CMB}$ pour les bandes de fréquence du vol de Kiruna.

3.3 variation de l'élévation

De la même manière que pour les variations d'altitude (avec un profil de densité constant), on peut évaluer le signal attendu pour une variation de l'angle zénithale

de pointage du télescope.

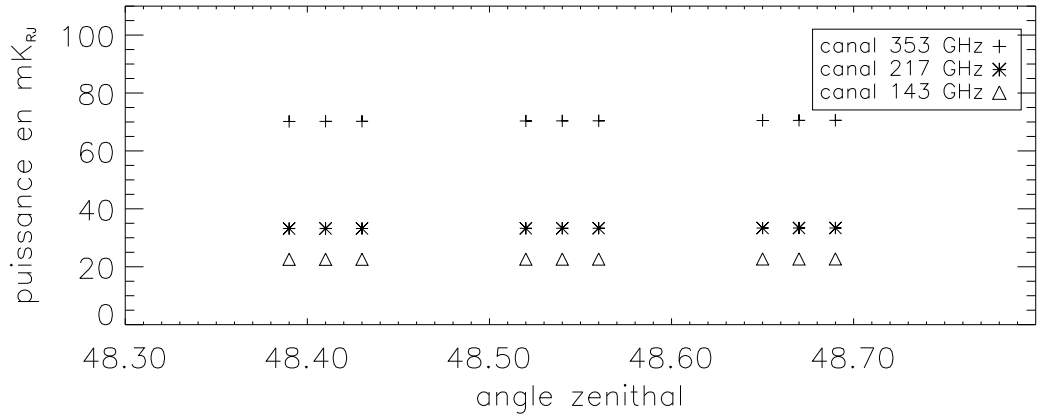


Fig. 3.6: Emission estimée dans les 3 bandes Archeops du vol de Trapani pour plusieurs angles zénithaux (en degrès) en mK$_{RJ}$ à une altitude de 41 km.

bandes	143 GHz	217 GHz	353 GHz
Variation (mK$_{RJ}$)	0,07	0,11	0,22
Variation (mK$_{CMB}$)	0,12	0,32	2,00

Tab. 3.3: Variation du signal produit par un changement d'angle zénithal de 10 minutes d'arc en mK$_{RJ}$ et en mK$_{CMB}$ pour les bandes de fréquence du vol de Trapani à 41 km d'altitude.

Comme le montre la figure 3.6 la variation de l'émission atmosphérique sur des échelles de l'ordre du degrés ou inférieure à 41 km d'altitude est quasiment linéaire. Le signal engendré par une variation de 10 minutes d'arc (valeur typique de l'amplitude des pendulations) de l'angle zénithal de pointage est de 0,07 à 0,22 mK$_{RJ}$ suivant les fréquences.

bandes	143 GHz	217 GHz	353 GHz	545 GHz
Variation (mK$_{RJ}$)	0,17	0,72	2,01	4,52
Variation (mK$_{CMB}$)	0,30	2,38	28,50	548,2

Tab. 3.4: Variation du signal produit par un changement d'angle zénithal de 10 minutes d'arc en mK$_{RJ}$ et en mK$_{CMB}$ pour les bandes de fréquence du vol de Kiruna à 31,5 km d'altitude.

Dans le cas du vol de Kiruna (Figure 3.7), la variation du signal est aussi linéaire (à 31,5 km d'altitude) pour des petites échelles de variation (quelques degrés). Le signal

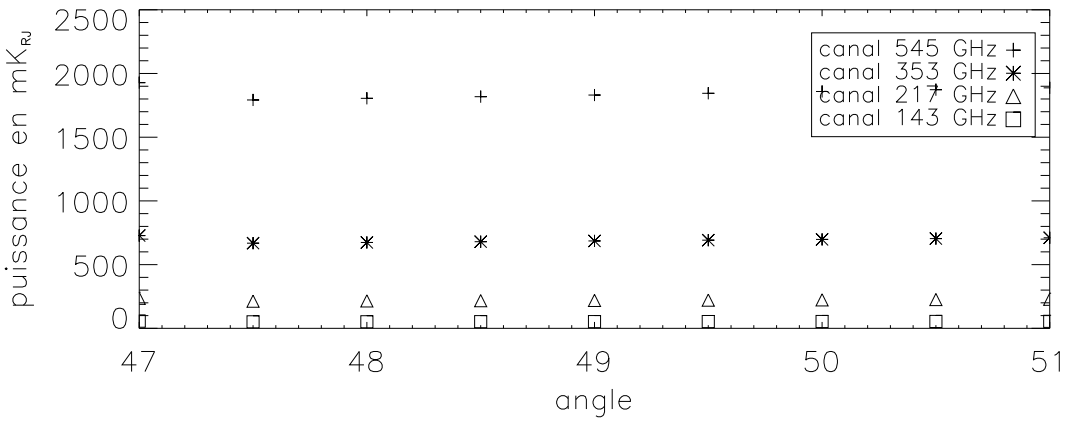


Fig. 3.7: Emission estimée dans les 4 bandes Archeops du vol de Kiruna pour plusieurs angles zénithaux (en degrès) en mK$_{RJ}$ à 31,5 km d'altitude.

engendré par une variation de 10 minutes d'arc de l'angle zénithal de pointage est de 0,17 à 4,52 mK$_{RJ}$ suivant les fréquences. Le changement de l'angle zénithal de visée du télescope est due aux pendulations de la nacelle. Ces balancements ont une période assez grande, mais comme il change l'axe de rotation de la nacelle d'un angle α l'asymétrie par rapport à la verticale ainsi créée fait que le télescope pointera à $+\alpha$ et $-\alpha$ de l'angle zénithal prévu. L'anplitude du signal à la fréquence de rotation de la nacelle sera donc 2 fois l'ecart de l'axe de rotation à la verticale. Ce signal sera modulé par la pendulation.
Pour le vol de Trapani une pendulation de 2 à 3 ° engendre un signal aussi important que le dipôle à 143 GHz (1° à 217 GHz). L'altitude plafond du vol de Kiruna étant plus basse, une pendulation d'amplitude 1° est suffisante à 143 GHz et d'à peine 10 minutes d'arc à 217 GHz.

3.3.1 variation de l'opacité

La dernière possibilitée de variation du fond de rayonnement atmosphérique peut provenir de fluctuations de densité dans l'atmosphère (nuages). Ces nuages peuvent être composés d'un seul ou de plusieurs gaz, les principaux constituants de l'atmosphère dans la stratosphère sont :

- l'ozone ;
- l'oxygène ;
- la vapeur d'eau ;

– et quelques autres composés en minorité (N2O, SO2, CO...).

La contribution au rayonnement total de de chacun des constituants est décrit respectivement par les tableaux 3.5 et 3.6 pour Trapani et Kiruna.

constituants	143 GHz	217 GHz	353 GHz
H_2O	0.2 mK_{RJ}	3.0 mK_{RJ}	7.9 mK_{RJ}
O_2	9.3 mK_{RJ}	1.0 mK_{RJ}	9.2 mK_{RJ}
O_3	12.3 mK_{RJ}	27.3 mK_{RJ}	53.9 mK_{RJ}
Mineurs	0.007 mK_{RJ}	0.02 mK_{RJ}	0.05 mK_{RJ}

Tab. 3.5: Emission des principaux constituants de la stratosphère pour chacune des 3 bandes Archeops de Trapani pour une altitude de 41 km.

La contribution de l'ozone est dominante dans de nombreuses bandes dans les 2 configurations de vol (Trapani et Kiruna), les constituants mineurs jouent un rôle marginale. L'eau et l'oxygène peuvent contribuer de manière importante si la bande de fréquence inclus une de leurs raies, comme c'est le cas pour la bande à 545 GHz qui inclus la raie de l'eau vers 560 GHz.

constituants	143 GHz	217 GHz	353 GHz	545 GHz
H_2O	0.4 mK_{RJ}	0.2 mK_{RJ}	98.5 mK_{RJ}	1278 mK_{RJ}
O_2	0.7 mK_{RJ}	4.3 mK_{RJ}	125.1 mK_{RJ}	238.3 mK_{RJ}
O_3	51.0 mK_{RJ}	211.0 mK_{RJ}	440.3 mK_{RJ}	757.1 mK_{RJ}
Mineurs	0.1 mK_{RJ}	0.5 mK_{RJ}	1.4 mK_{RJ}	2.4 mK_{RJ}

Tab. 3.6: Emission des principaux constituants de la stratosphère pour chacune des 4 bandes Archeops de Kiruna pour une altitude de 31,5 km.

Une variation globale de l'opacité ou du principal composant l'ozone induit une variation de l'émission atmosphérique présentée dans les figures 3.8 et 3.9 pour Trapani et Kiruna respectivement.

Cette variation peut atteindre le niveau de signal attendu pour le dipôle de l'ordre de 4 mK_{CMB} pour des variations d'opacité de l'ordre de 0,002 % pour les plus hautes fréquences (545 GHz) et jusqu'à 17,5 % pour les plus basses fréquences lors du vol de Trapani (tableau 3.7).

Les variations d'opacité de l'atmosphère peuvent engendrer du signal dans les détecteurs basse-fréquence (143 et 217 GHz) qui nuira à l'étalonnage de ceux-ci et à leur

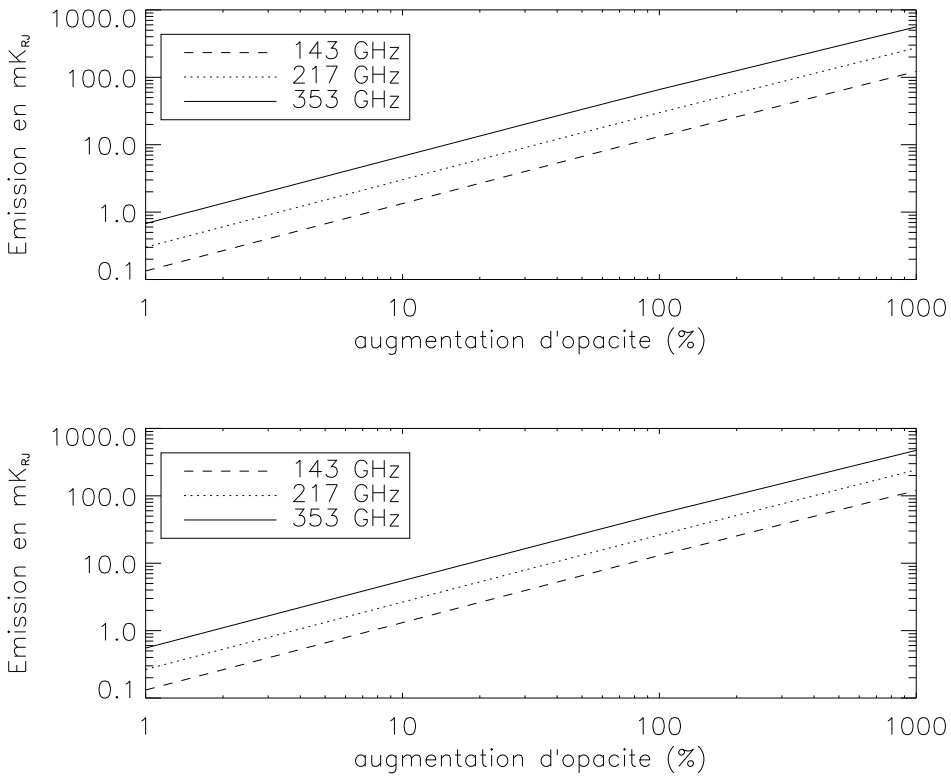


Fig. 3.8: Signal obtenu (en mK_{RJ}) en augmentant l'opacité de l'atmosphère (haut) ou de l'ozone (bas) d'un certain pourcentage pour le vol de Trapani à 41 km d'altitude.

Bandes	Ozone (en %)	Atmosphère (en %)
143 GHz (Trapani)	17,5	17,2
217 GHz (Trapani)	5,3	4,6
353 GHz (Trapani)	0,6	0,7
143 GHz (Kiruna)	4,6	4,5
217 GHz (Kiruna)	0,6	0,6
353 GHz (Kiruna)	0,07	0,05
545 GHz (Kiruna)	0,004	0,002

Tab. 3.7: Variation d'opacité nécessaire pour obtenir un signal de la même amplitude que le dipôle (4 mK_{CMB}) dans les différentes bandes d'Archeops pour les vols de Trapani et Kiruna.

analyse, mais les canaux haute fréquence (353 et 545 GHz) plus contaminés pourront servir à évaluer et réduire cette contribution.

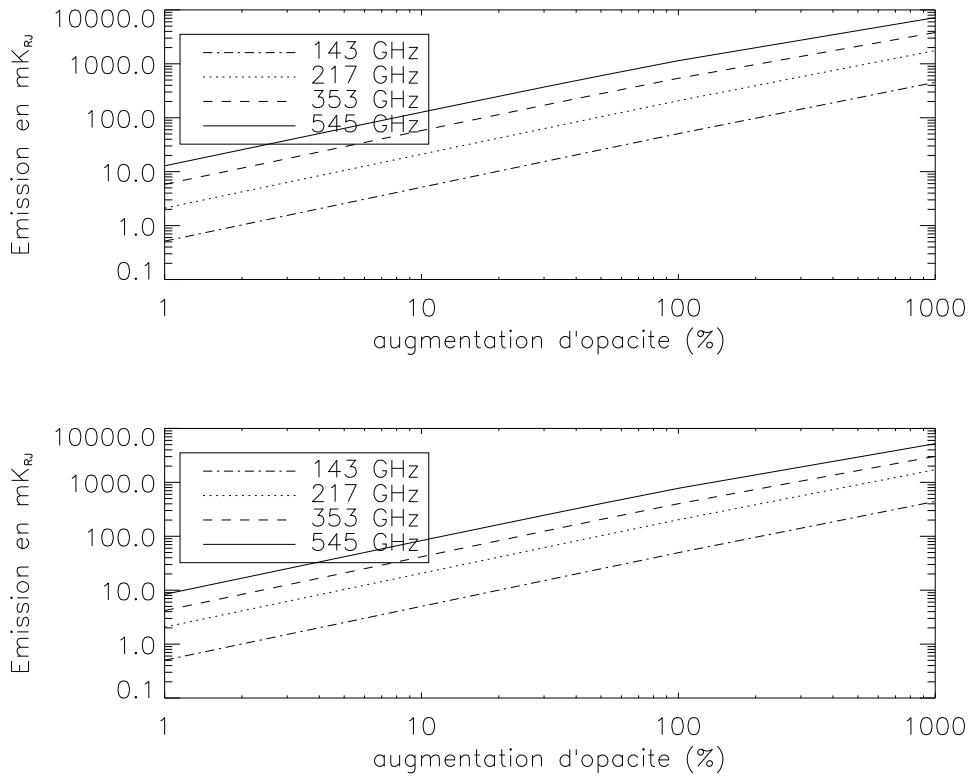


Fig. 3.9: Signal obtenu (en mK_{RJ}) en augmentant l'opacité de l'atmosphère (haut) ou de l'ozone (bas) d'un certain pourcentage pour le vol de Kiruna à 31,5 km d'altitude.

3.4 Méthodes de soustraction des signaux basse fréquence et synchrones avec la rotation de la nacelle

Nous avons vu dans la partie précédente que l'atmosphère pouvait engendrer des signaux non négligeables à la fois aux basses fréquences, comme les variations d'altitude et synchrone avec la rotation de la nacelle, comme les variations d'élévation. D'autres effets peuvent induire de tels signaux, qui réduisent la qualité de l'étalonnage des détecteurs (surtout pour les signaux à la fréquence de rotation de la nacelle). J'ai donc développé 3 types de méthodes pour soustraire ses effets, chacune avec des avantages et des inconvénients, et s'appliquant sous certaines conditions :

1. une méthode multi-détecteurs basée sur la redondance des mesures dans les pixels (le fait que l'on mesure plusieurs fois la même portion du ciel). Cette méthode suppose que :
   - tous les détecteurs voient le même effet mais avec une amplitude différente ;

- la redondance (nombre de mesures dans chaque pixel) est suffisante pour contraindre la forme de l'effet parasite. Plus l'effet varie rapidement plus le nombre de redondance devra être grand, la stratégie de balayage du ciel va aussi influer sur sa qualité.

En contre partie, il n'est pas nécessaire de modéliser le signal astrophysique ni la forme de l'effet parasite. Cette méthode est une extension du modèle développé dans la thèse de Ken Ganga (Ganga, 1994), qui utilise un seul détecteur ;

2. une méthode utilisant les cartes de deux détecteurs simultanément. Chaque carte est modélisée comme la somme d'une carte de signal astrophysique et de cartes d'effets systématiques , qui sont les projections de modèles de ces effets. Cette méthode suppose donc que :
   - on ait un modèle pour tous les effets systématiques dominant ;
   - les effets systématiques ne dépendent pas exclusivement de la direction pointée mais soient fonction du temps, c'est-à-dire qu'ils ne soient pas sur le ciel ;
   - les détecteurs pointent dans des directions différentes ;
   - que le bruit soit presque blanc pour pouvoir faire une simple projection.

   L'avantage est que l'on a pas besoin de modéliser la carte du signal astrophysique, et que l'on utilise toutes les observations en une seule fois ;

3. une méthode tenant compte de la corrélation du bruit. Chaque détecteur est modélisé dans l'espace temporel par la somme du signal attendu et des modèles de signaux parasites. Il faut donc que :
   - on ait un modèle pour tous les effets systématiques dominant ;
   - on inclut un modèle pour les composantes astrophysiques.

   Les détecteurs sont traités séparément, mais la corrélation de leur bruit est inclus.

Ces méthodes, sans être complètement complémentaires, ne s'appliquent pas dans les mêmes situations. La suite de cette partie est consacrée à une description plus détaillée de chacune d'entre elle.

3.4.1 méthode utilisant les redondances

La première méthode modélise les dérives par une fonction "lentement" variable dans le temps, paramétrée par N_α paramètres. N_α et la durée totale des mesures utilisées

fixent l'échelle de temps caractéristique de variation de la fonction. La lenteur de variation de la fonction est fixée par la redondance des mesures dans chaque pixel, cette fonction peut donc varier tout de même assez rapidement pour une bonne redondance et une stratégie de balayage adéquate. Cette modélisation des effets systématiques est introduite dans la fabrication de la carte du signal astrophysique à partir des mesures temporelles. On minimise ensuite la variance des pixels de cette carte afin d'estimer la valeurs des paramètres de la fonction. Les données sont donc modélisées par :

$$d(t_i) = s(t_i) + \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j f^j(t_i) \tag{3.6}$$

Dans la suite le temps t_i est remplacé par l'indice i. La base de fonctions utilisées f^j dans la suite est celle des fonctions *spline*, le choix d'une autre base de fonction aurait été possible. La variance σ_p^2 du pixels p s'exprime alors comme étant :

$$\begin{aligned}
\sigma_p^2 &= \frac{1}{N_p} \sum_{i \in p} \left(s_i - \langle s_i \rangle\right)^2 \\
\sigma_p^2 &= \frac{1}{N_p} \sum_{i \in p} \left(d_i - \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j f_i^j - \left\langle d_i - \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j f_i^j \right\rangle \right)^2 \\
\sigma_p^2 &= \frac{1}{N_p} \sum_{i \in p} \left\{ d_i - \langle d_i \rangle - \left(\sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j f_i^j - \left\langle \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j f_i^j \right\rangle \right) \right\}^2
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Le symbole $\langle\rangle$ représente la moyenne sur les échantillons i du pixels p, et on pose maintenant les quantités $\overline{d_i}$ et $\overline{f_i^j}$ égalent respectivement à $d_i - \langle d_i \rangle$ et $f_i^j - \langle f_i^j \rangle$, on obtient la variance des pixels de la carte et la somme des variances des pixels de la carte :

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{N_p} \sum_{i \in p} \left\{ \overline{d_i} - \left(\sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \overline{f_i^j} \right) \right\}^2 \tag{3.8}$$

$$\sigma^2 = \sum_p \frac{1}{N_p} \sum_{i \in p} \left(\overline{d_i} - \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \overline{f_i^j} \right)^2 \tag{3.9}$$

Comme on veut tenir compte de la redondance des pixels dans l'estimation des paramètres α^j, on va pondérer la variance des pixels par le nombre d'échantillons dans

le pixel (le bruit doit être assez blanc et stationnaire), et ainsi obtenir une nouvelle fonction des paramètres α^j à minimiser :

$$\sigma'^2 = \sum_p \sum_{i \in p} \left(\overline{d_i} - \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \overline{f_i^j} \right)^2 \tag{3.10}$$

En minimisant la valeur de σ'^2, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma'^2}{\partial \alpha^k} = -2 \sum_p \sum_{i \in p} \left(\overline{d_i} - \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \overline{f_i^j} \right) \overline{f_i^k} = 0 \\ \sum_p \sum_{i \in p} \overline{d_i} \overline{f_i^k} = \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \sum_p \sum_{i \in p} \overline{f_i^j} \overline{f_i^k} \\ \beta^k = \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j M^{jk} \end{aligned} \tag{3.11}$$

Le vecteur β^k représente $\sum_p \sum_{i \in p} \overline{d_i} \overline{f_i^k}$, et la matrice $M^{jk} = \sum_p \sum_{i \in p} \overline{f_i^j} \overline{f_i^k}$. La solution de l'équation 3.11 est donc donnée par :

$$\vec{\alpha} = \mathbf{M}^{-1} \vec{\beta} \tag{3.12}$$

Pour retrouver les coefficients il suffit de calculer et d'inverser la matrice M^{jk} et de caluler le vecteur β^k.

Dans un deuxième temps, j'ai étendu cette méthode à plusieurs détecteurs en supposant que la forme du parasite était la même, il suffit alors de refaire la somme sur tous les pixels de chaque détecteur u en pondérant les pixels par le bruit du détecteur $1/\sigma_u^2$:

$$\sigma''^2 = \sum_u \frac{1}{\sigma_u^2} \sum_p \sum_{i \in p} \left(\overline{d_i^u} - \gamma_u \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \overline{f_{iu}^j} \right)^2 \tag{3.13}$$

γ_u représente le niveau d'effet parasite dans chaque détecteur u, il faut donc minimiser à la fois sur γ_u et α^j (un γ_u doit être fixé sinon le système est dégénéré) :

$$\frac{\partial \sigma''^2}{\partial \alpha^k} = -2 \sum_u \frac{1}{\sigma_u^2} \sum_p \sum_{i \in p} \left(\overline{d_i^u} - \gamma_u \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \overline{f_{iu}^j} \right) \gamma_u \overline{f_{iu}^k} = 0$$

$$\sum_u \frac{\gamma_u}{\sigma_u^2} \sum_p \sum_{i \in p} \overline{d_i^u} \overline{f_{iu}^k} = \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \sum_u \frac{\gamma_u^2}{\sigma_u^2} \sum_p \sum_{i \in p} \overline{f_{iu}^j} \overline{f_{iu}^k}$$

$$\beta^k(\gamma_u) = \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j M_1^{jk}(\gamma_u) \tag{3.14}$$

L'équation 3.14 est fondamentalement la même que celle pour un seul détecteur, il faut juste faire la somme sur tous les détecteurs u.

$$\frac{\partial \sigma''^2}{\partial \gamma_v} = -2 \sum_u \frac{1}{\sigma_u^2} \sum_p \sum_{i \in p} \left(\overline{d_i^u} - \gamma_u \sum_{j=1}^{N_\alpha} \alpha^j \overline{f_{iu}^j} \right) \sum_{l=1}^{N_\alpha} \alpha^l \overline{f_{iv}^l} = 0$$

$$\sum_{l=1}^{N_\alpha} \alpha^l \sum_p \sum_{i \in p} \overline{f_{iv}^l} \sum_u \frac{\overline{d_i^u}}{\sigma_u^2} = \sum_u \frac{\gamma_u}{\sigma_u^2} \sum_{j=1}^{N_\alpha} \sum_{l=1}^{N_\alpha} \alpha^l \alpha^j \sum_p \sum_{i \in p} \overline{f_{iu}^j} \overline{f_{iv}^l}$$

$$\delta^v(\alpha^j) = \sum_u \gamma_u M_2^{uv}(\alpha^j) \tag{3.15}$$

Les deux équations permettant de retrouver les coefficients α^j et γ_u sont couplés. La technique utilisée pour résoudre le système est donc de commencer par poser des valeurs initiales γ_u^{init} de γ_u, puis de calculer les paramètres α_0^j la première itération des paramètres α^j. On peut alors calculer les γ_u^0 première itération de γ_u, et ainsi de suite jusqu'à convergence.
Cette méthode est lourde et complexe son efficacité s'est montrée limitée dans l'analyse des données Archeops à cause du faible nombre de redondances. Elle pourrait cependant être améliorée en imposant une contrainte sur les cartes de signal reconstituées et aussi étendue en utilisant plusieurs formes parasites (un ou plusieurs autres jeux de paramètres α^j, qui font cependant perdre de la contrainte au système).

3.4.2 méthode sur les cartes

La deuxième approche pour supprimer les effets parasites synchrones avec la rotation du ballon a été motivée aussi par l'idée d'utiliser plusieurs détecteurs et d'éviter de modéliser le signal. Utilisant deux détecteurs, qui observent à la même longueur d'onde, pour distinguer le signal de l'effet parasite, on suppose que :

- l'effet parasite ne se projète pas parfaitement sur le ciel ;
- l'effet parasite est vu simultanément par les deux détecteurs.

En travaillant alors avec les cartes C_d de ces deux détecteurs, on peut les décrire comme l'addition de la carte du signal astrophysique S et d'une carte reconstruite à partir du signal parasite temporel P_d. On peut alors travailler avec le système :

$$\begin{cases} C_1 = \alpha_1 S + \beta_1 P_1 \\ \\ C_2 = \alpha_2 S + \beta_2 P_2 \end{cases} \tag{3.16}$$

Les facteurs α_d et β_d représente respectivement l'étalonnage du détecteur et le niveau de contamination du détecteur. Les cartes P_1 et P_2 sont construites à partir de données qui monitorent l'effet parasite et respectivement du pointage des détecteurs 1 et 2 (c'est ce qui fait la différence entre les 2 cartes). Il faut donc avoir une mesure de cet effet par un autre détecteur, comme c'est parfois le cas (cf. chapitre 4). Dans ce système les paramètres importants, *i.e.* qui nous intéressent , sont les coefficients β_1 et β_2, car on pourra ensuite soustraire la contribution de l'effet parasite. L'étape suivante est de regrouper ces 2 équations en une seule en égalisant le signal S dans celles-ci :

$$C_1 = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} C_2 + \beta_1 P_1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \beta_2 P_2 \tag{3.17}$$

On obtient un modèle de la carte du détecteur 1, on peut effectuer l'opération inverse et obtenir un modèle du détecteur 2 ($C_2 = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} C_1 + \beta_2 P_2 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \beta_1 P_1$). Pour obtenir les coefficients β_1 et β_2, on minimise le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_p \frac{\left(C_1^p - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} C_2^p - \beta_1 P_1^p + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \beta_2 P_2^p \right)^2}{\sigma_p^2} \tag{3.18}$$

La variable p désigne le numéro du pixel et σ_p^2 la variance de $C_1^p - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} C_2^p$, soit $\sigma_1^2 + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \sigma_2 \right)^2$. J'effectue donc la reconstruction des paramètres $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$, β_1 et $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\beta_2$ de manière itérative en prenant comme σ_p^2 de départ $\sigma_1^2 + \sigma_2^2$ (cela revient à $\alpha_1 = \alpha_2$, les détecteurs ont la même sensibilité, ce rapport est généralement inférieure à 2). Connaissant β_1 et β_2, on reconstruit $\alpha_1 S$ et $\alpha_2 S$ en soustrayant la contribution du signal supplémentaire.

3.4.3 méthode avec bruit corrélé

Cette méthode est la généralisation de la simple régression, en tenant compte de la corrélation du bruit si celui-ci est gaussien. Cette méthode, sous ses conditions est d'ailleurs la méthode optimale de reconstruction des coefficients des différentes composantes modélisant le signal du détecteur. Le formalisme utilisé pour décrire le signal du bolomètre est une forme généralisée (Stompor et al., 2002; Hamilton et Ganga, 2001) de celui utilisé pour la fabrication de carte. On défine le signal du détecteur par :

$$d(t) = Ac + n(t) \tag{3.19}$$

d représente les données ordonnées dans le temps, c les coefficients des différentes composantes de notre modèle, et n est le bruit du détecteur (gaussien mais corrélé). A est la matrice des composantes, chaque colonne de la matrice est remplie par un vecteur représentant le modèle d'une composante. Si on suppose que le détecteur n'a aucun effet parasite on aura juste les 2 composantes astrophysiques dominantes, c'est à dire le dipôle et l'émission de la poussière galactique. De manière plus générale la matrice A a la forme suivante :

$$A = \begin{pmatrix} A_1^1 & A_1^2 & \cdots & A_1^{Ncompo} \\ A_2^1 & A_2^2 & \cdots & A_2^{Ncompo} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_{Nele}^1 & \cdots\cdots & & A_{Nele}^{Ncompo} \end{pmatrix} \tag{3.20}$$

A_i^j représente donc la contribution de la composante j au temps i, N_{ele} le nombre de mesures, et N_{compo} le nombre de composantes, qui constituent le signal du d'etecteur. La solution optimale (maximum de vraissemblance et minimisation la variance) pour retrouver c connaissant d et la matrice de corrélation du bruit $N = \langle n^T n \rangle$ s'écrit alors :

$$c = (A^T N^{-1} A)^{-1} A^T N^{-1} d \tag{3.21}$$

$$N_c = (A^T N^{-1} A)^{-1} \tag{3.22}$$

N_c (équation 3.22) est la matrice de corrélation des composantes, si les composantes sont orthogonales alors elle est diagonale, sinon les éléments hors-diagonaux repré-

sentent la corrélation des différentes composantes. L'erreur sur la valeur d'un coefficient est donnée par la racine carrée de l'élément diagonale de N_c correspondant :

$$\sigma_j = \sqrt{(N_c)_{jj}} \tag{3.23}$$

En pratique ne connaissant pas n, ni d'ailleurs $\langle n^T n \rangle$, on résoud le système de manière itérative (Ferreira et Jaffe, 2000; Prunet et al., 2000; Stompor et al., 2002). On prend comme point de départ $n = d$ pour décrire la matrice N, on résoud l'équation 3.21 et on obtient un premier jeu de paramètre c, on évalue à nouveau notre bruit en utilisant l'équation 3.19 $n = d - Ac$, et on résoud notre système encore une fois, ainsi de suite jusqu'à la convergence des coefficients c.

4. DONNÉES NETTOYÉES ET ÉTALONNAGES

À partir de ce chapitre commence l'analyse des données Archeops. Dans un premier temps je vais décrire ma contribution au traitement effectué sur les données des vols de Trapani et Kiruna. Cette partie décrit les différentes composantes du signal brut des données et la compréhension que l'on en a. Ces traitements permettront l'étalonnage des détecteurs, et le calcul du spectre de puissance qui sera traité dans les 2 prochains chapitres.

4.1 Trapani

Comme indiqué dans le chapitre 2, le vol de Trapani s'est déroulé de 21h le 17 juillet 1999 jusqu'à 15h le lendemain. La période nocturne a duré 4 h de minuit à 4 heures, l'altitude plafond était de 41 km. Sur les six bolomètres installés dans le plan focal, quatre ont fonctionné correctement. Les données sont stockées dans l'enregistreur de bord sous une forme compressée, l'accés à ces données se fait via le programme archtoi, qui les restitue en format FITS ou ASCII.

En regardant les données des détecteurs qui représentent une mesure du flux lumineux reçu par les détecteurs en fonction du temps, on voit quelques pics correspondants au passage de rayons cosmiques sur nos détecteurs, la première phase consiste à supprimer ces pics. On s'apercoit aussi que quelque soit le canal en fréquence, le signal comporte une variation très importante (voir figure 4.1)à très basse fréquence (temporelle) majoritairement due aux variations de température de l'étage à 100 mK.

De manière plus complète les contributions identifiées dans le signal des détecteurs sont (elles seront décrites plus précisement par la suite) :

1. des dérives
   - les variations de température de l'étage à 100mK, *i.e.* celui de la dilution où reposent les bolomètres. Ces variations créent un signal d'une amplitude de

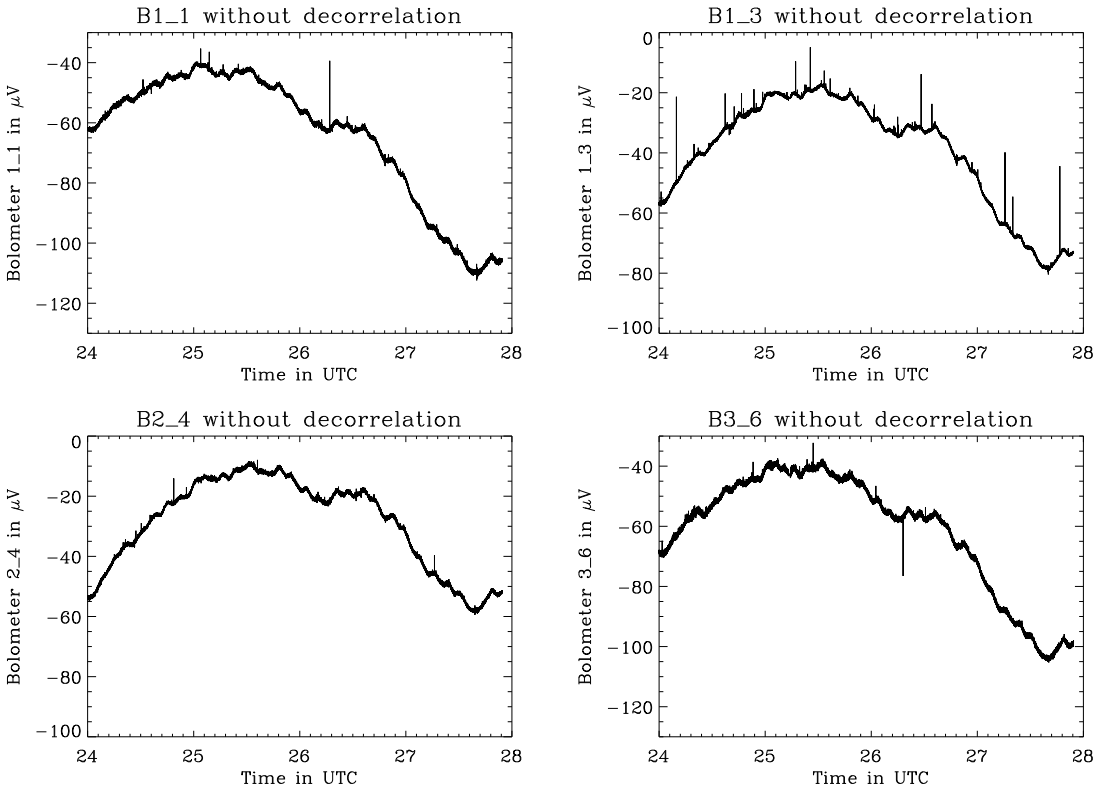


Fig. 4.1: Données brutes des bolomètres de Trapani pendant les 4 heures de données nocturnes au plafond. Les 2 figures du dessus correspondent aux bolomètres 143T01 et 143T03 (de gauche à droite), celles du dessous aux bolomètres 217T01 et 353T01. Le première composante que l'on aperçoit est cette oscillation vue par tous les détecteurs.

l'ordre de 40 μV sur des échelles temporelles de l'ordre de quelques minutes à quelques heures (c'est sur cette dernière échelle de temps que sa contribution est la plus importante) ;

- les variations de température de l'étage à 10 K, c'est l'étage qui voit directement le ciel, car il maintient la première série de cornets qui guident la lumière sur les détecteurs. L'amplitude du signal généré sur les détecteurs est de l'ordre de 40 μV. Les variations de l'étage à 10K sont plus rapides que celle du 100mK même si sa composante principale est une dérive très lente ;

2. un effet à la fréquence de rotation (3 tours par minute)
   - un effet parasite à la fréquence de rotation de la nacelle. L'origine de cette composante n'a pas été identifiée avec certitude, il n'est pas corrélé aux fluctuations d'élévation du ballon (pour lesquelles on attend un signal plus faible).

L'une des hypothèses est qu'il vient du rayonnement du ballon qui se situe dans les lobes lointains du télescope. Son amplitude est de l'ordre de 0,1 à 0,2 μV pour les détecteurs basse-fréquence ;

3. le bruit
   - le bruit de photons et de la chaîne de détection, dont le niveau est de l'ordre de 0,2μV, ce bruit est loin d'être blanc, de nombreux pics et bosses parsèment le spectre ;

4. les contributions astrophysiques
   - l'émission de la poussière galactique, qui dans le plan galactique que l'on voit clairement sur les données, atteint 0,2 μV à basse fréquence (143 GHz) ;
   - le dipôle, c'est l'effet Doppler dû au mouvement de la nacelle par rapport au repère d'émission du CMB, son amplitude (crête à crête) pour la portion du ciel couvert est typiquement de 4 mK_{CMB}, pour les détecteurs basse fréquence (143 GHz) cela correspond environ à 0,16 μV ;
   - les anisotropies du CMB, cette contribution n'est pas visible directement sur les données ordonnées dans le temps, le niveau attendu est en effet de l'ordre de 1/100 du dipôle soit $1{,}6\times10^{-3}$ μV.

4.1.1 Illustration des composantes du signal

La corrélation des fluctuations du bain à 100 mK se voit très facilement (figure 4.2) car c'est lui qui influence le plus le signal du bolomètre, et les fluctuations engendrés ont une forme suffisamment complexe pour ne pas laisser le moindre doute.

Sur la figure 4.2, on voit que même si les deux courbes ont des structures très proches, il existe sur le détecteur une dérive très basse fréquence supplémentaire, qui n'est pas corrélé à une dérive du thermomètre 100 mK. Pour isoler cette variation, on soustrait une première estimation de la dérive due aux fluctuations du 100 mK. La dérive résiduelle (figure 4.3) mimique les variations des thermomètres de l'étage à 10 K sur une très grande plage d'échelle de temps. Ce thermomètre servira de modèle pour les dérives du bolomètre.

Trois des composantes du signal des détecteurs sont périodiques : le signal galactique,

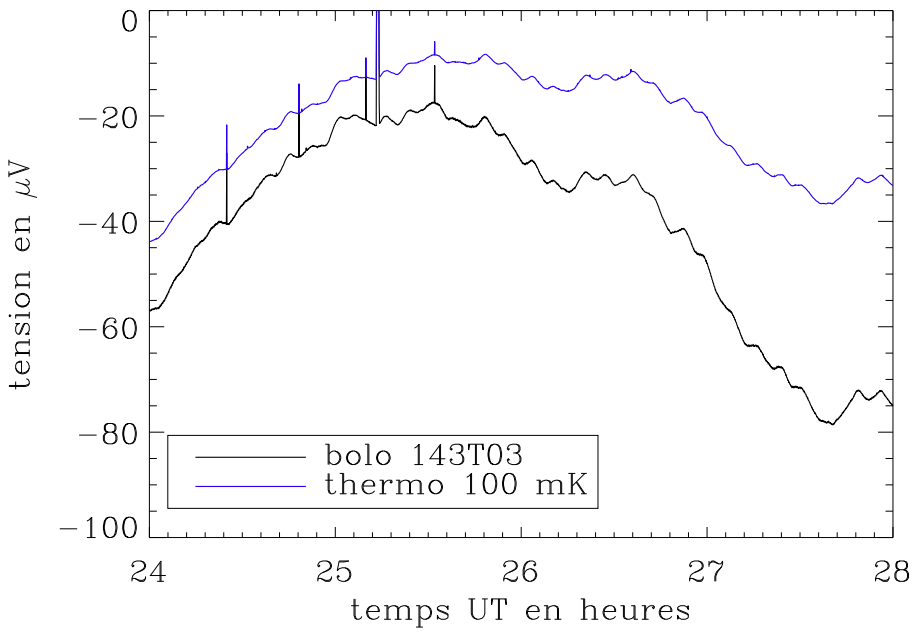


Fig. 4.2: Mesures provenant du bolomètre 143T03 (courbe en noir) et celles d'un thermomètre (voie électronique numéro 6) monitorant la température de l'étage à 100 mK (courbe bleue). On voit clairement les mêmes structures sur ces deux courbes, et le thermomètre pourra servir de modèle des dérives du bolomètre.

le dipôle et le signal parasite (période de rotation de la nacelle 20 secondes à Trapani) ; on peut clairement les identifier sur la figure 4.4.

On distingue sur le signal des 2 détecteurs présentés (un 143 et un 353 GHz) une oscillation à la fréquence de rotation de la nacelle à laquelle se superpose un pic périodique provenant de l'émission de la Galaxie. Cette oscillation est dix fois plus forte à haute fréquence (353 GHz) (sur la figure l'amplitude du signal du 353T01 est divisée par 4). Sachant que le dipôle qui a le même spectre que le CMB domine à basse fréquence (143 GHz), cela implique qu'il existe un effet parasite à la fréquence de rotation de la nacelle. La courbe rouge représentant le dipôle attendu (dipôle reconstruit à partir des mesures de COBE/DMR en tenant compte du mouvement de rotation de la terre autour du soleil) à 143 GHz confirme cette hypothèse, l'oscillation du bolomètre n'est de fait pas en phase avec celle du dipôle attendu.

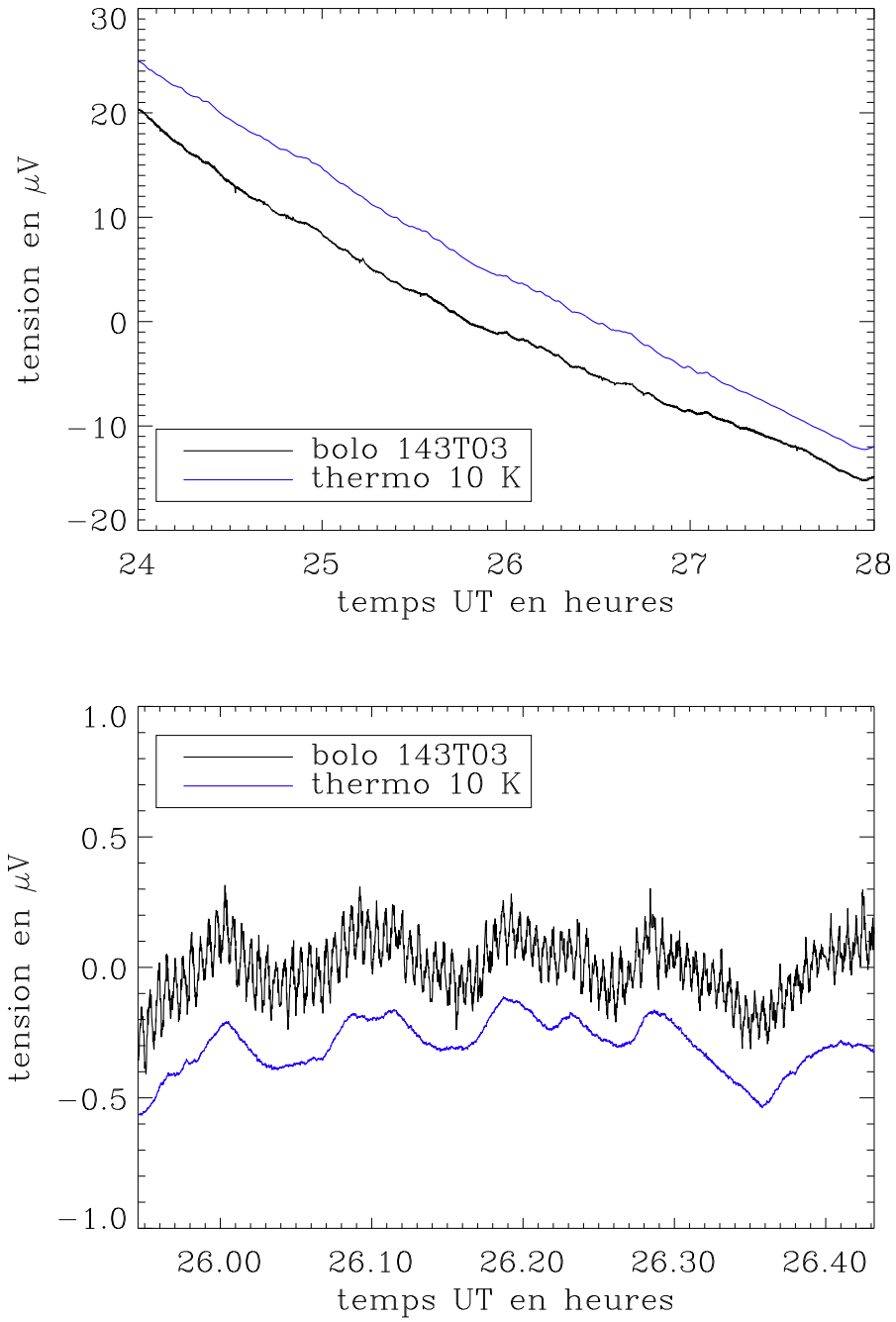


Fig. 4.3: Résidus des mesures du bolomètre 143T03 après soustraction des dérives du 100 mK (courbe en noir) et des dérives d'un thermomètre (voie électronique numéro 18) monitorant la température de l'étage à 10 K (courbe bleue). On voit clairement les mêmes structures sur ces deux courbes à la fois sur des périodes longues (figure du dessus) et courtes (figures du dessous).

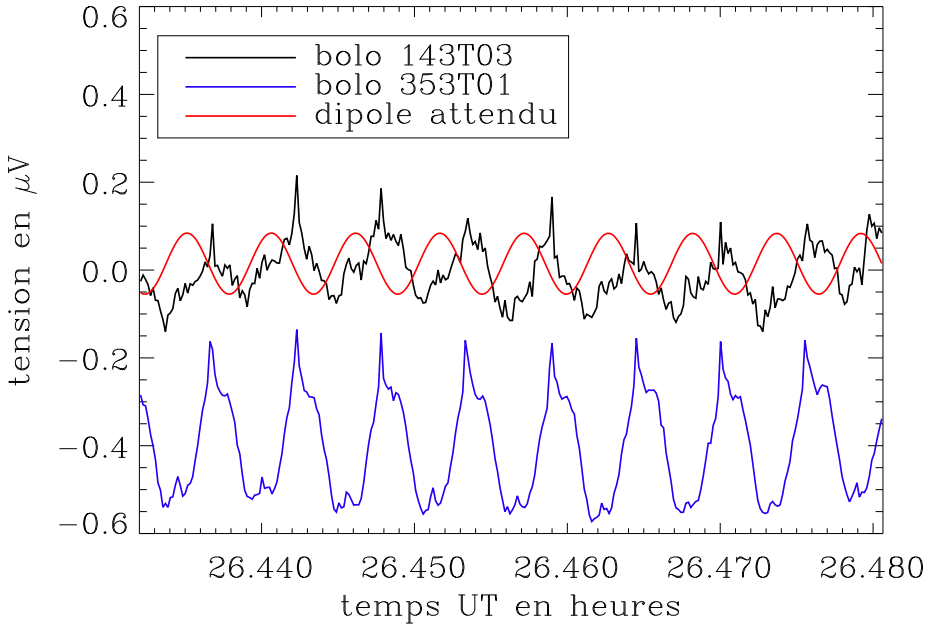


Fig. 4.4: Quelques minutes de données (9 tours soit 3 minutes) du bolomètre 143T01 (courbe noire) et 353T01 (courbe bleue, l'amplitude est divisée par 4). Les données sont moyennées sur 100 points pour réduire le niveau de bruit. La courbe rouge représente le dipôle attendu (l'amplitude est de l'ordre de celle attendue)

4.1.2 Soutraction des dérives

La première phase de l'analyse des données fut d'enlever les rayons cosmiques et les dérives basses-fréquences, inférieures à la fréquence de rotation de la nacelle (0,05 Hz). Cette première étape nous a permis de passer des données de la figure 4.1 à celle de la figure 4.5.

L'amplitude des signaux basse fréquence à été réduite d'un facteur de l'ordre de 60 (on passe de 60 μV à moins de 1 μV de variation). La partie haute-fréquence étant loin d'être blanche un code développé par P.Filliatre (Filliatre, 2002) est appliqué sur les données pour soustraire certains de ces pics et bosses présent aussi sur les mesures des thermomètres. L'effet de tous ces traitements se voient bien sur le spectre (dans l'espace de Fourier) des détecteurs, la figure 4.6 montre la réduction de l'amplitude de la puissance aux basses et hautes fréquence.

Pour quantifier le gain sur le niveau de bruit résiduel, j'ai ajusté un modèle de bruit en 1/f, dont le spectre est défini :

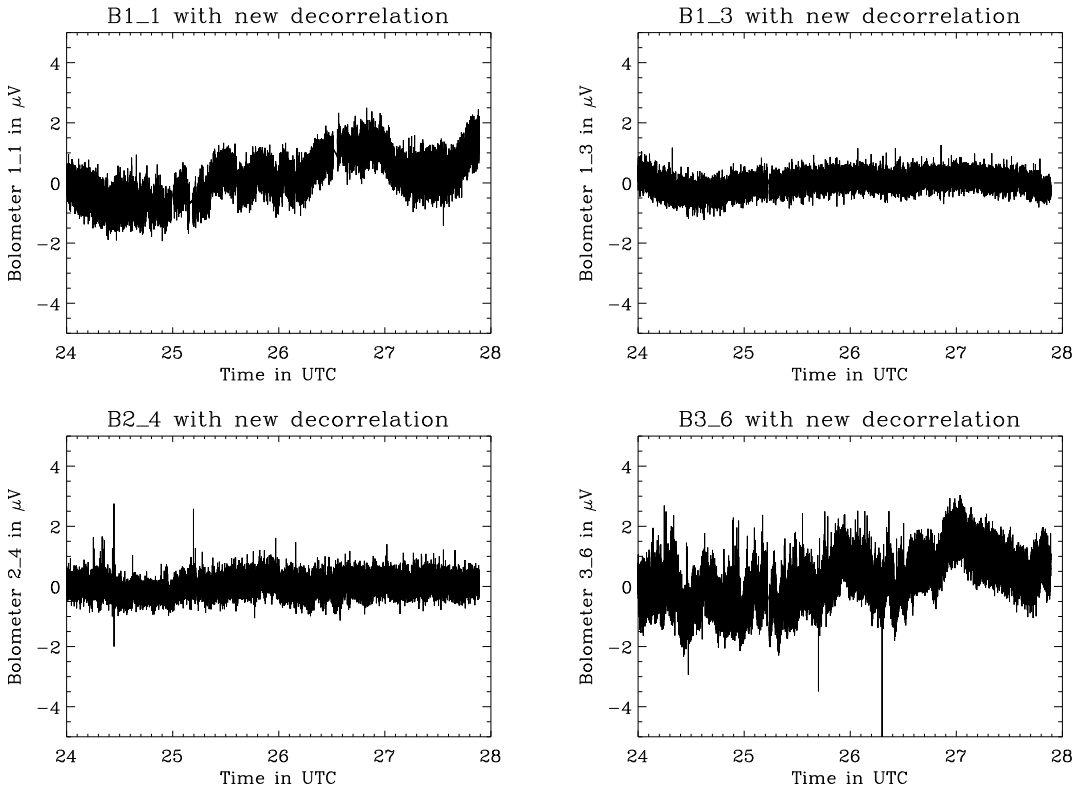


Fig. 4.5: Données des 4 bolomètres une fois les rayons cosmiques et la contribution corrélée aux variations de température de l'étage à 100 mK et 10 K soustraits. Le signal a perdu beaucoup de puissance à basse fréquence (un facteur 60), surtout celui du bolomètre 143T03 qui est pratiquement plat.

$$P(f) = \sigma^2 \left(1 + \left(\frac{f}{f_{knee}}\right)^{-\alpha}\right) \tag{4.1}$$

Les paramètres σ, f_{knee} et α représentent le niveau de bruit blanc, la fréquence à partir de laquelle le bruit devient blanc, et l'importance du bruit basse fréquence par rapport au bruit blanc haute fréquence. Si on ajuste ces paramètres sur le spectre des données brutes et sur celui des données décorrélées, on constate une réduction de tous ces paramètres, la baisse la plus conséquente est systématiquement celle de f_{knee} (voir tableau 4.1).

4.1.3 Étalonnage

L'étape suivante consiste à supprimer l'effet parasite du signal des bolomètres, présent à la fréquence de rotation, pour pouvoir étalonner les détecteurs sur le dipôle. Cet

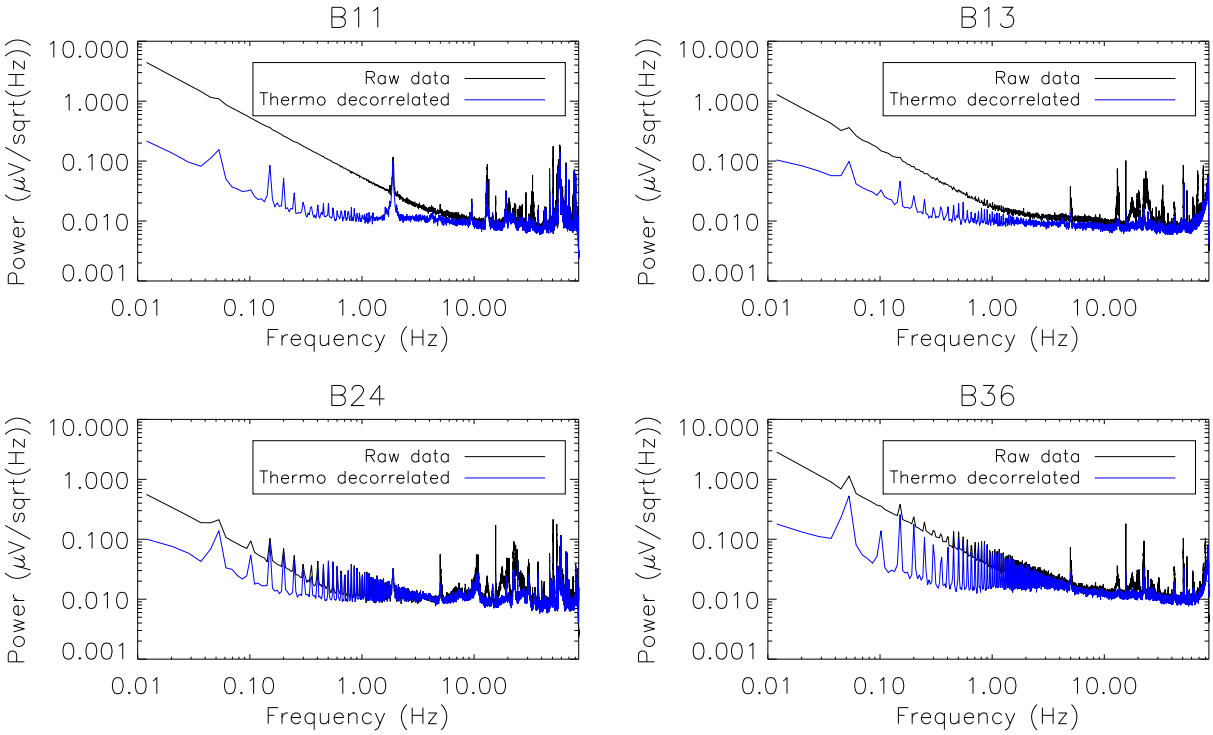


Fig. 4.6: Spectres des 4 bolomètres avant (courbe noire) et après (courbe bleue) traitement – soustraction des rayons cosmiques, decorrélation du 10K et du 100 mK, et soustraction de pics haute-fréquence –. La soustraction des dérives fait apparaître les pics à la fréquence de rotation de la nacelle (0,05 Hz) et à ses harmoniques.

Bolomètre	Données brutes			Données décorrélés		
	σ $(\mu V.s^{1/2})$	α	f_{knee} (Hz)	σ $(\mu V.s^{1/2})$	α	f_{knee} (Hz)
143T01	0.0136	1.994	4.01	0.0126	1.920	0.308
143T03	0.0139	1.960	1.24	0.0112	1.543	0.375
217T01	0.0168	1.987	0.42	0.0138	1.749	0.170
353T01	0.0174	1.920	2.36	0.0167	1.573	0.385

Tab. 4.1: Caractéristiques des spectres des bolomètres(σ, α, f_{knee}), avant et aprés la décorrélation du 10K et 100mK et la soustraction des pics de bruit haute-fréquence.

effet domine dans le détecteur haute-fréquence où il est dix fois plus important que dans le bolomètre 143T03. Je vais donc me servir des mesures de ce détecteur comme indicateur de l'effet systématique. Cependant comme le signal du bolomètre 353T01 comporte aussi une contribution de la galaxie, le dipôle et du bruit, je vais en fait utiliser ces mesures hors du plan galactique, en soustrayant un dipôle (grâce à un étalonnage estimé sur la galaxie), et en appliquant un filtre passe-bas. Les données et

le modèle d'effet parasite sont aussi filtré passe-haut à 0,03 Hz.

Pour estimer la quantité de signal parasite dans les détecteurs basse-fréquence (143 GHz) sans poser de modèle *a priori* sur le signal présent dans les détecteurs je vais utiliser la minimisation décrite dans le chapitre précédent 3.4.2. La modélisation des 2 détecteurs basse fréquence sera donc la même que celle de l'équation 3.16 :

$$\begin{cases} C_{143T01} = \alpha_{143T01}\, S \,+\, \beta_{143T01} P_{143T01} \\ \\ C_{143T03} = \alpha_{143T03}\, S \,+\, \beta_{143T03} P_{143T03} \end{cases} \tag{4.2}$$

Les cartes d'effets systématiques P sont construites à partir des données du bolomètre 353T01, la différence entre les deux cartes réside dans la différence de pointage des deux détecteurs et que ces signaux ne proviennent pas du ciel.

Pour tester la validité de cette méthode dans le cadre de ces données, j'ai simulé différentes composantes utilisant les propriétés du vol de Trapani (durée, étalonnage, niveau de bruit, dérive basse fréquence), qui composeront le signal de chacun des détecteurs :

- un dipôle avec un coefficient d'étalonnage de 30 μV/K$_{CMB}$, c'est une valeur proche de celle des détecteurs basse-fréquence (143 GHz) mais plutôt pessimiste (voir figure 4.7) ;

- un bruit blanc avec une dispersion σ de 0,3 μV (voir figure 4.8) ;

- une dérive basse fréquence extraite des données de Trapani sur les détecteurs basse fréquence (143 GHz) en faisant un filtre passe-bas (voir figure 4.9) ;

- un effet systématique "simple", il est presque synchrone avec la rotation du ballon (il est synchrone avec une rotation à vitesse constante de période 20 secondes), sa phase va varier légèrement sur les 4 heures (voir figure 4.10) ;

- un effet systématique plus complexe, il est extrait des données hautes fréquences (353 GHz) du vol de Trapani, les hautes fréquences ont été filtrées pour supprimer le bruit (voir figure 4.11).

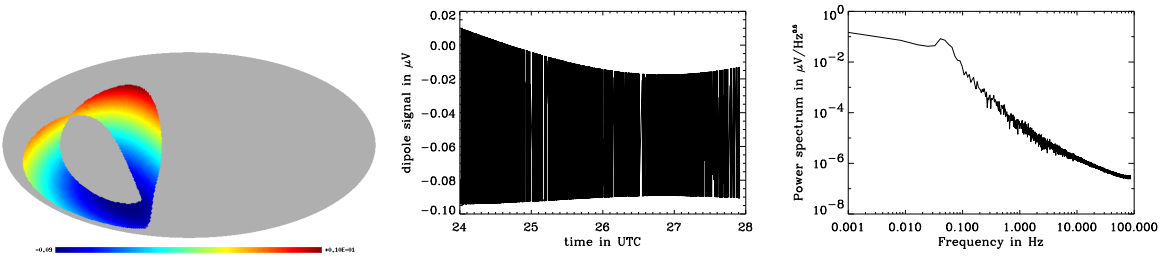


Fig. 4.7: Simulation de dipôle avec une couverture Trapani, de gauche à droite : la carte, les données en fonction du temps, et le spectre de ces données en fonction de la fréquence.

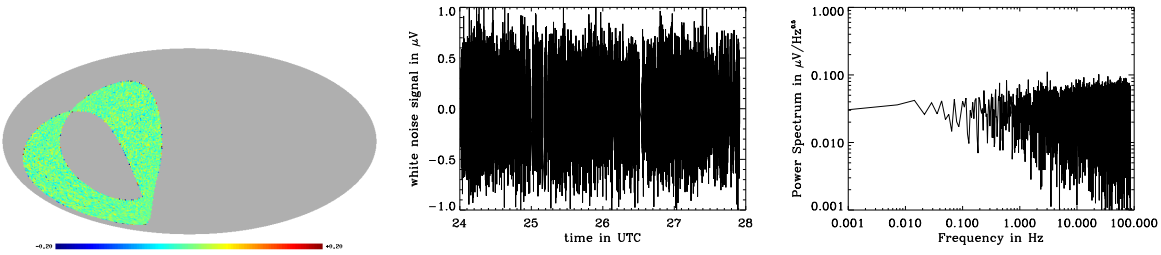


Fig. 4.8: Simulation de bruit blanc avec une dispersion de 0,3 μV, de gauche à droite : la carte, les données en fonction du temps, et le spectre de ces données en fonction de la fréquence.

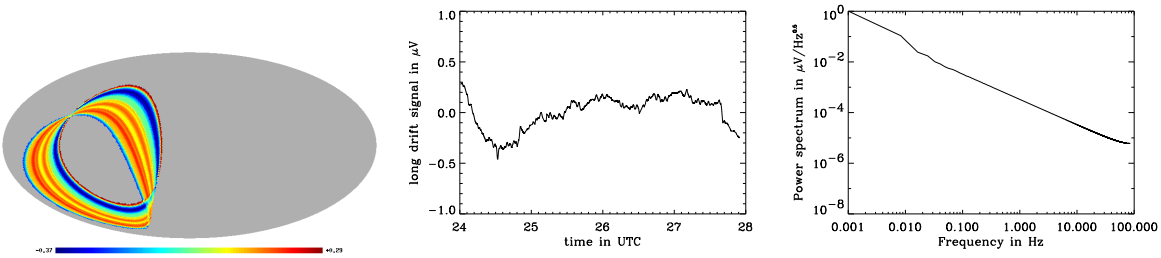


Fig. 4.9: Dérive lente du détecteur extrait des données de Trapani, avec de gauche à droite : la carte, les données en fonction du temps, et le spectre de ces données en fonction de la fréquence.

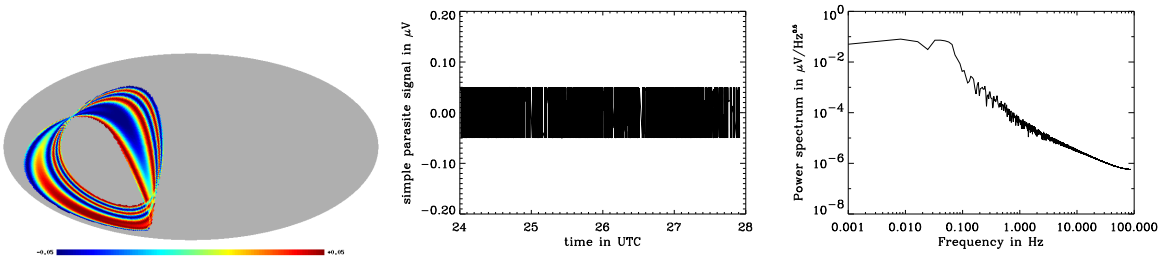


Fig. 4.10: Effet parasite assez simple synchrone avec une rotation de période constante 20 secondes, de gauche à droite : la carte, les données en fonction du temps, et le spectre de ces données en fonction de la fréquence.

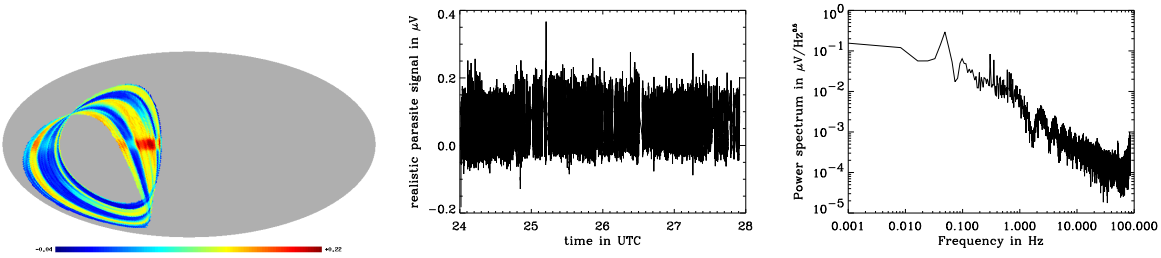


Fig. 4.11: Signal parasite plus complexe, obtenue à partir des données de Trapani (canal haute fréquence filtré par un passe-bas), de gauche à droite :la carte, les données en fonction du temps, et le spectre de ces données en fonction de la fréquence.

Les deux signaux des détecteurs basse-fréquence contiennent toutes les composantes présentées ci-dessus. Ils sont composés à la fois de l'effet parasite simple et du plus complexe, mais seul l'effet parasite complexe sera inclus dans le modèle pour pouvoir tester la robustesse de la méthode à la présence d'effet non modélisé. L'amplitude de l'effet non modélisé est posée à 30 % de celle de l'effet parasite modélisé à la limite supérieure de ce que la variance des données autorise. Les deux détecteurs ont les mêmes caractéristiques si ce n'est que le deuxième a deux fois moins d'effet systématique complexe.

Utilisant cette méthode (en faisant varier la taille des pixels, la coupure galactique et la largeur du filtre appliqué aux simulations) , on obtient les valeurs des coefficients d'effet parasite présentées (normalisés à la quantité de signal parasite dans le détecteur le plus contaminé) dans la figure 4.12. On s'aperçoit que l'utilisation d'une pixellisation fine rétrécie la largeur de la distribution, ce qui était attendue car la méthode est basée sur la différence de pointage entre les deux détecteurs. Pour les pixellisations fines (15 et 7,5 minutes d'arc), les valeurs retrouvées sont 0,93±0,02 et

0,50±0,02, les valeurs introduites étant de 1 et 0,5, l'estimation de l'effet parasite est sous estimée de 7% sur le détecteur 1 dû à la présence de l'effet non modélisé.

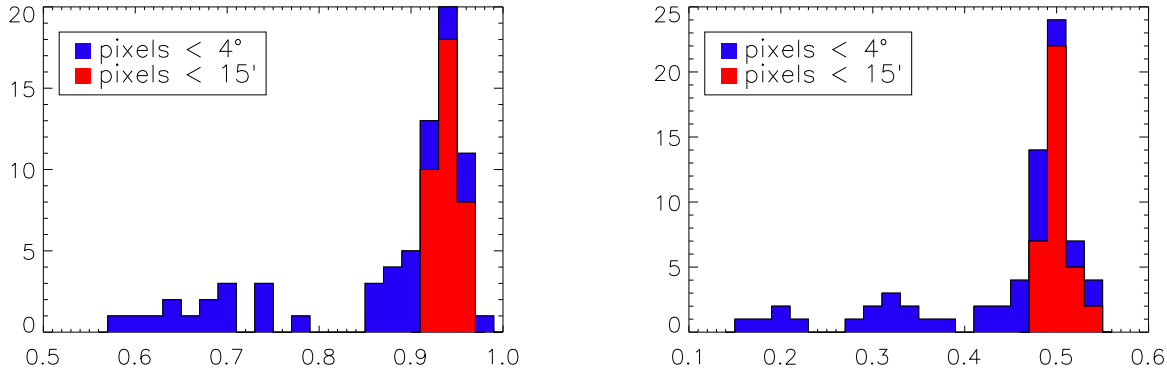


Fig. 4.12: Histogramme des coefficients d'effets parasites trouvées, les valeurs introduites dans les simulations sont 1 (détecteur 1 gauche) et 0,5 (détecteur 2 droite). Sur chaque figure un histogramme bleu montre la distribution des valeurs retrouvées avec des cartes de 4 résolutions différentes (4°, 1°, 15', et 7,5'), et un histogramme rouge qui correpsond aux valeurs retrouvées avec les cartes de 15' et 7,5'.

Pour connaître les effets de cette estimation sur l'étalonnage des détecteurs, pour chaque simulation j'ai aussi déterminé un coefficient d'étalonnage sur le dipôle une fois l'effet parasite soustrait (figure 4.13).

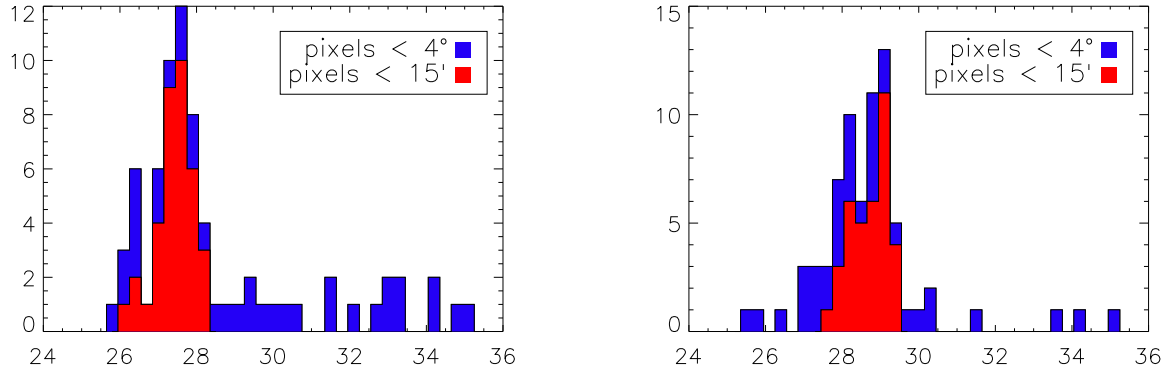


Fig. 4.13: Distribution des coefficients d'étalonnage retrouvée pour le détecteur 1 (à gauche) et 2 (à droite), la valeur introduite était de 30 μV/K$_{CMB}$, les histogrammes rouge et bleu ont la même signification que dans la figure 4.12.

On observe le même effet dû à la taille de la pixellisation que pour les coefficients d'ef-

fet parasite, ce qui est normale. Pour les 2 pixellisations les plus fines les coefficients d'étalonnage sont respectivement de 27,4±0,5 μV/K$_{CMB}$ et de 28,7±0,5 μV/K$_{CMB}$ pour le détecteur 1 et le détecteur 2. Consécutivement à la moins bonne détermination du coefficient de l'effet parasite du détecteur 1, c'est aussi lui qui a le moins bon étalonnage. Pour les 2 détecteurs le coefficient d'étalonnage ayant été fixé à 30μV/K$_{CMB}$, ils sont sous-estimé respectivement de 8,7% et 4,3%.

En appliquant le même traitement aux données (voir figure 4.14 pour cartes des données avant traitement) on trouve les valeurs pour les coefficients de l'effet parasite suivant 0,217±0,008 pour le 143T01 et 0,127±0,008 pour le 143T03 (normalisé par le niveau de cet effet dans le détecteur à 353 GHz). On peut ensuite calculer un étalonnage avec les cartes résiduelles (figure 4.15), qui est donné dans le tableau 4.2 (les erreurs systématiques sont calculées à partir de la simulation). Pour vérifier l'accord de nos cartes avec les mesures de COBE, j'ai ajusté sur celles-ci un dipôle sans fixer l'orientation et sur les 2 cartes l'orientation reconstruite est à moins de 3° de celle de COBE.

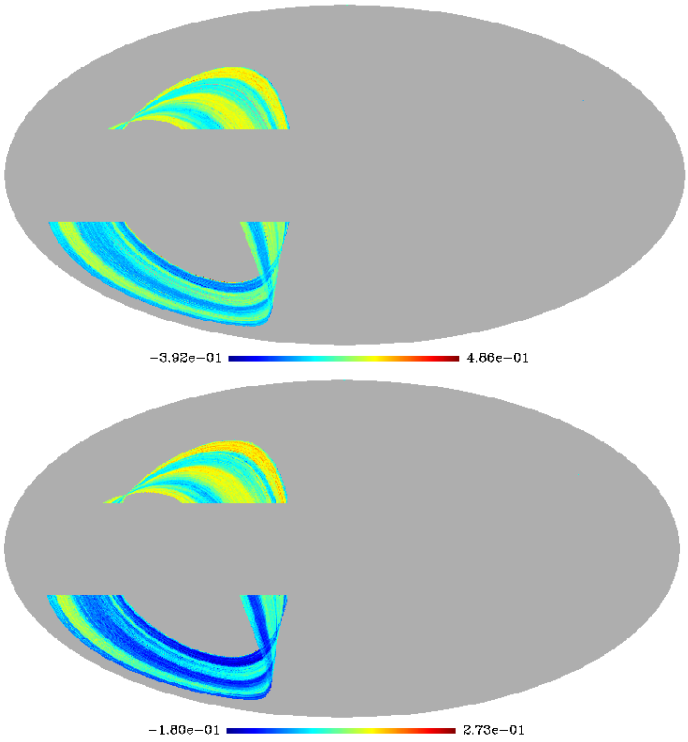


Fig. 4.14: Cartes des bolomètres 143T01 (haut) et 143T03 (bas), avant soustraction de l'effet parasite

Les résultats de cet étalonnage sont présentés dans le tableau 4.2, le dipôle du bolomètre 143T01 est à 2,3° de celui mesuré par COBE et celui du 142T03 est à 2,1°.

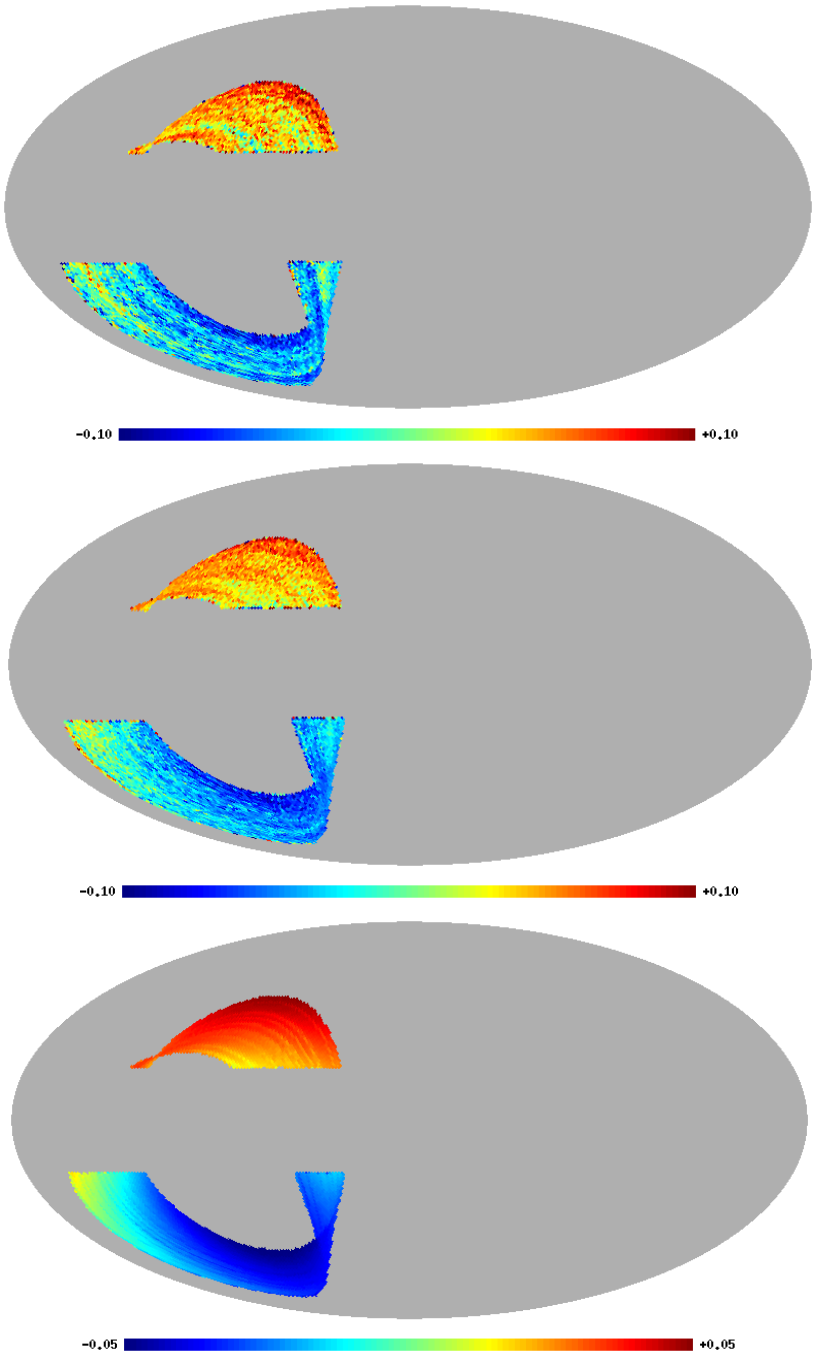


Fig. 4.15: Cartes des bolomètres 143T01 (haut) et 143T03 (milieu), une fois le signal parasite soustrait, comparéess à la carte (bas) de dipôle fabriquée à partir des mesures de COBE/DMR

Lorsque l'on soustrait le dipôle on obtient des cartes (figure 4.16) où le bruit est dominant. Pour les utiliser (extraire le signal du CMB) il faut encore les filtrer pour

Bolomètre	Étalonnage avec le dipôle de COBE	Étalonnage sans contrainte d'orientation	Écart en longitude α_0-α_{COBE}	Écart en latitude δ_0-δ_{COBE}	sensibilité en $\mu K.s^{1/2}$
143T01	37.2±1.1±3.2	33.8±1.8	1.8±1.3^o	1.4±2.1^o	339
143T03	39.7±0.3±1.7	39.2±1.2	-2.0±0.9^o	-0.6±1.1^o	286

Tab. 4.2: Valeurs du dipôle ajusté (en $\mu V/K_{CMB}$) sur les cartes des bolomètres basses fréquences (143 GHz), une fois l'effet parasite soustrait, en utilisant la direction du dipôle mesurée par COBE/DMR, et sans contraindre l'orientation du dipôle. Les colonnes suivantes contiennent l'écart angulaire dans la direction de la longitude et latitude galactique entre Archeops et COBE, et la sensibilité en $\mu K_{CMB}/\sqrt{Hz}$.

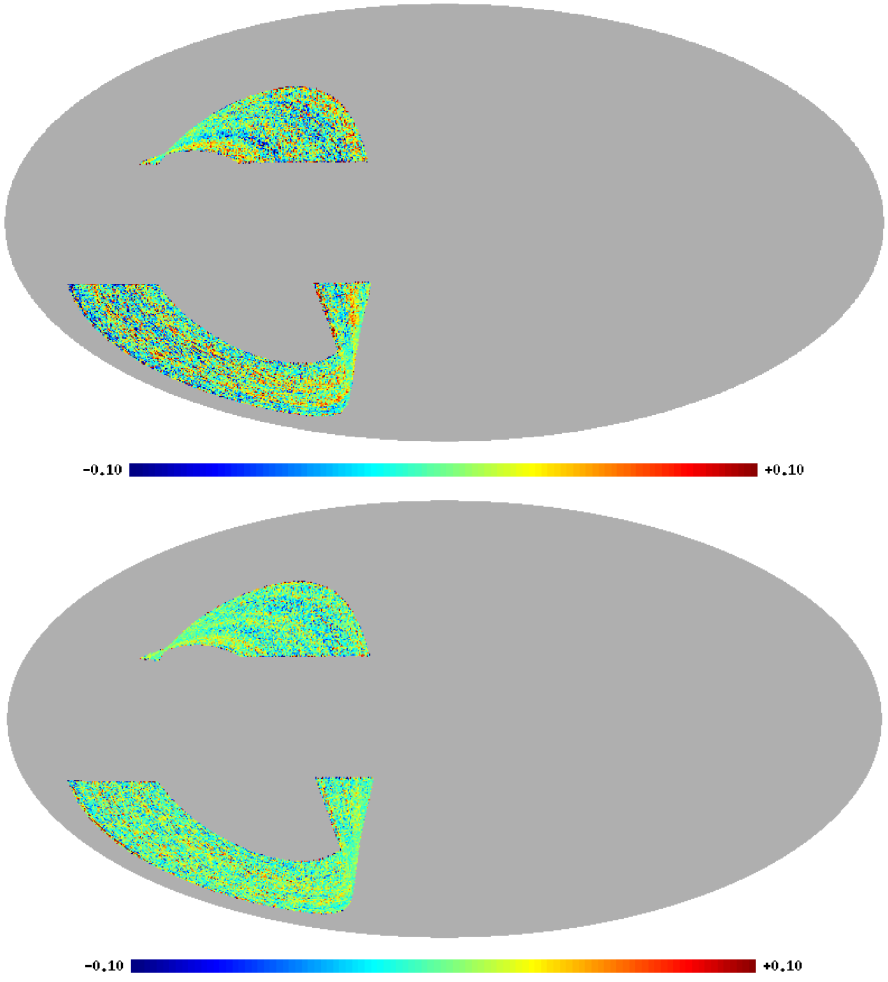


Fig. 4.16: Cartes des bolomètres 143T01 (haut) et 143T03 (bas), après soustraction du dipôle, l'échelle est la même que pour les cartes dipolaires (entre -0,1 et 0,1 μV)

réduire le niveau des systèmatiques qui pourrait subsister, soit par un filtrage optimal soit par un filtrage passe-haut comme nous le verrons dans le chapitre 5.

4.2 Kiruna

Le vol de Kiruna fut le premier vol scientifique et les différences importantes dans la configuration de la nacelle (nacelle différente, nouveaux bolomètres, nouveaux cablages, nouvelle protection, nouvelle vitesse de rotation, ...) justifie la séparation de ces deux vols en deux parties distinctes. Le lancement de la nacelle eu lieu le 29 janvier 2001 à 13h30 (temps UT), le vol au plafond dura 7,5 heures et la nacelle atterrit en Russie à 23h30 (temps UT).

Comme pour le vol de Trapani, on peut décomposer le signal des bolomètres comme provenant de différentes contributions, certaines sont les mêmes que pour le vol technique d'autres diffèrent. Les différentes composantes du signal des détecteurs identifiées ou connues lors du vol de Kiruna :

1. dérives
   - les variations de température de l'étage à 100mK : elles furent beaucoup plus lentes grâce à l'installation d'un filtre passe-bas alliage d'Holmium et d'Yttrium. La principale cause de la variation de température de l'étage à 100 mK est le refroidissement de celui-ci (ce qui va d'ailleurs faire varier légèrement la sensibilité des détecteurs au cours du vol), cela entraîne une variation de l'ordre d'une centaine de μV sur les détecteurs (différentes selon les bandes spectrales voir figure 4.17), les autres variations sont environ vingt fois plus petites ;

   - les variations de température de l'étage à 10 K : une nouvelle caractéritique de la variation de température de cet étage est la présence d'une "forte" oscillation à la fréquence de rotation de la nacelle contrairement à Trapani. On suppose qu'une source extérieure fait varier la température à cette fréquence. Les variations sur les grandes échelles de temps engendrent des fluctuations de l'ordre de 4μV sur les bolomètres et les oscillations à la fréquence de rotation un signal de 0,2μV ;

   - les variations d'altitude : le plafond du vol de Kiruna étant plus bas (et surtout la densité plus forte), les variations d'altitude engendre un signal plus

important (cf chapitre 3), les variations d'altitude sont de quelques centaines de mètres, et sont clairement identifiables sur les bolomètres à 545 GHz, où ils génèrent un signal de quelques dizaines de μV ;

2. les effets à la fréquence de rotation
   - les variations d'élévation : elles peuvent engendrer du signal et essentiellement à la fréquence de rotation du ballon (cf. chapitre 3), cette contribution est visible à 545 GHz ;

   - un effet parasite : on le voit dans le bolomètre aveugle à fréquence de rotation de la nacelle, et on en remarque la contribution essentiellement sur les cartes des détecteurs ;

   - d'éventuels nuages atmosphériques : l'altitude assez faible du vol fait qu'on est plus sensible aux variations de densité, les bolomètres à 545 GHz étant très sensibles à la contamination atmosphérique, ils serviront de modèle pour ces fluctuations ;

3. le bruit
   - le bruit de photons et de la chaîne de détection, dont le niveau est de l'ordre de 0,2μV, ce bruit est loin d'être blanc de nombreux pics et bosses parsèment le spectre ;

4. les contributions astrophysiques
   - l'émission de la poussière galactique, qui dans le plan galactique que l'on voit clairement sur les données, atteint 0,2 μV à basse fréquence (143 GHz) ;

   - le dipôle, c'est l'effet Doppler du CMB dû au mouvement de la nacelle par rapport au repère d'émission du CMB, son amplitude (crête à crête) pour la portion du ciel couvert est cette fois typiquement de 5 mK_{CMB}, pour les détecteurs basses fréquences (143 GHz) cela donne environ 0,4 μV ;

   - les anisotropies du CMB, cette contribution n'est pas visible directement sur les données ordonnées dans le temps, le niveau attendu est en effet de l'ordre de 1/100 du dipôle soit 4×10^{-3} μV.

4.2.1 Illustration des composantes

Le composition du signal des bolomètres est beaucoup plus complexe par rapport au vol de Trapani, car le vol a eu lieu à une altitude bien inférieure, le fond atmosphérique étant en conséquence plus important. Des effets négligeables comme la variation d'élévation ou la variation d'altitude (l'élévation a aussi fluctuée de manière plus importante pour ce vol à cause de forts vents stratosphériques, on est passé de variation de 3,2' à 5,4').
Sur la figure 4.17, on remarque que les principales variations du signal viennent de la baisse de température du cryostat (voir aussi figure 4.18). Cette variation est cependant modulée par la variation d'altitude (voir figure 4.21) dans le cas du bolomètre à 545 GHz (elle l'est aussi aux autres fréquences mais de manière moins importante).

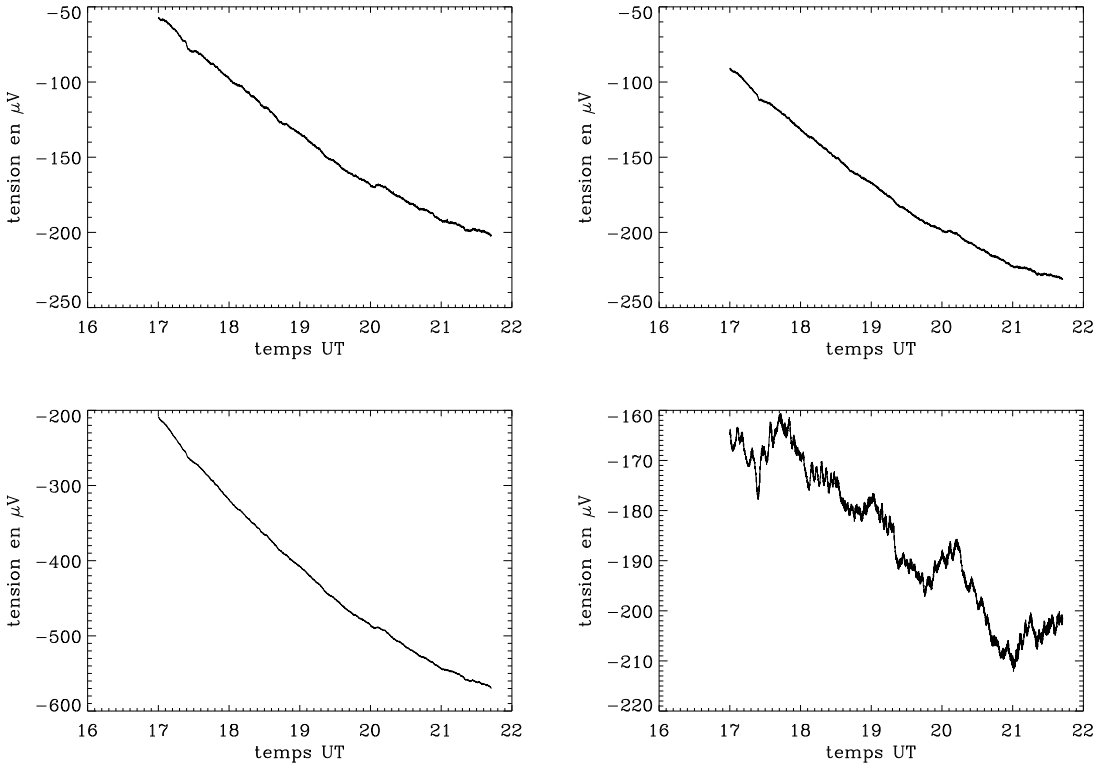


Fig. 4.17: Données brutes de certains bolomètres de Kiruna pendant la nuit au plafond (bolomètres 143K01, 217K04, 353K05, 545K01). Les figures du dessus représentent un bolomètre à 143 GHz (à gauche) et un bolomètre à 217 GHz (à droite). Les figures du dessous sont celles d'un bolomètre à 353 GHz (à gauche) et à 545 GHz (à droite). Le signal de chacun des bolomètres présente une décroissance quasiment linéaire due au refroidissement du cryostat, le bolomètre à 545 GHz est en plus très sensible aux variations d'altitude.

La figure 4.18 montre la corrélation entre la variation du signal d'un bolomètre basse-fréquence (143 GHz) et la variation de température du 100 mK. Cette corrélation n'est cependant pas aussi claire que lors du vol de Trapani car le plan focal fluctue beaucoup moins vite et la dérive de température peut très bien être modélisé par un polynôme d'ordre 2, les différences sont inférieures au pour cent (fluctuations de l'ordre de 6 μV).

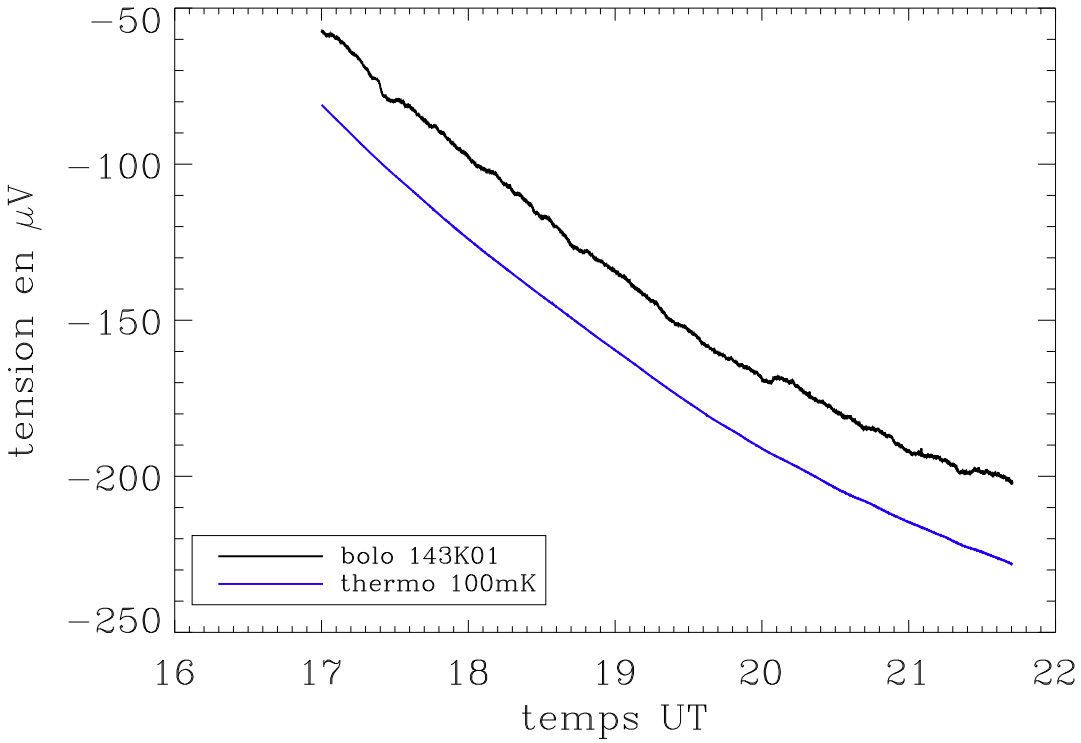


Fig. 4.18: Variations de température de l'étage à 100 mK et du signal d'un bolomètre à 143 GHz (143K01), le cryostat refroidit et le signal mesuré par le bolomètre baisse. Seules les variations très lentes de la température de la dilution influent sur la température du plan focal grâce à l'alliage d'Holmium-Yttrium.

Sur les figures 4.19 c'est l'influence des fluctuations du 10 K, qui apparaissent clairement à toutes les échelles. L'accord est cependant moins bon que pour le vol de Trapani car d'autres sources non identifiées (la figure représente le signal d'un bolomètre à 143 GHz où les variations d'altitude influent peu) contribuent sûrement au fond.

Une autre différence par rapport au vol de Trapani est la présence d'une corrélation importante avec le signal du thermomètre de l'étage à 10 K à la fréquence de rotation

de la nacelle. La variation de température de cet étage à la fréquence de rotation n'est pas très naturelle, l'hypothèse envisagée est que les cornets de cet étage étant en contact direct avec l'extérieur (séparés juste par une fine membrane en polypropylène) une source extérieure peut provoquer ces fluctuations. Si cette hypothèse est la bonne, on attend un certain retard entre la mesure des bolomètres et celle du thermomètre de l'étage 10 K (voir figure 4.20) dû à la conductibilité dans cet étage.

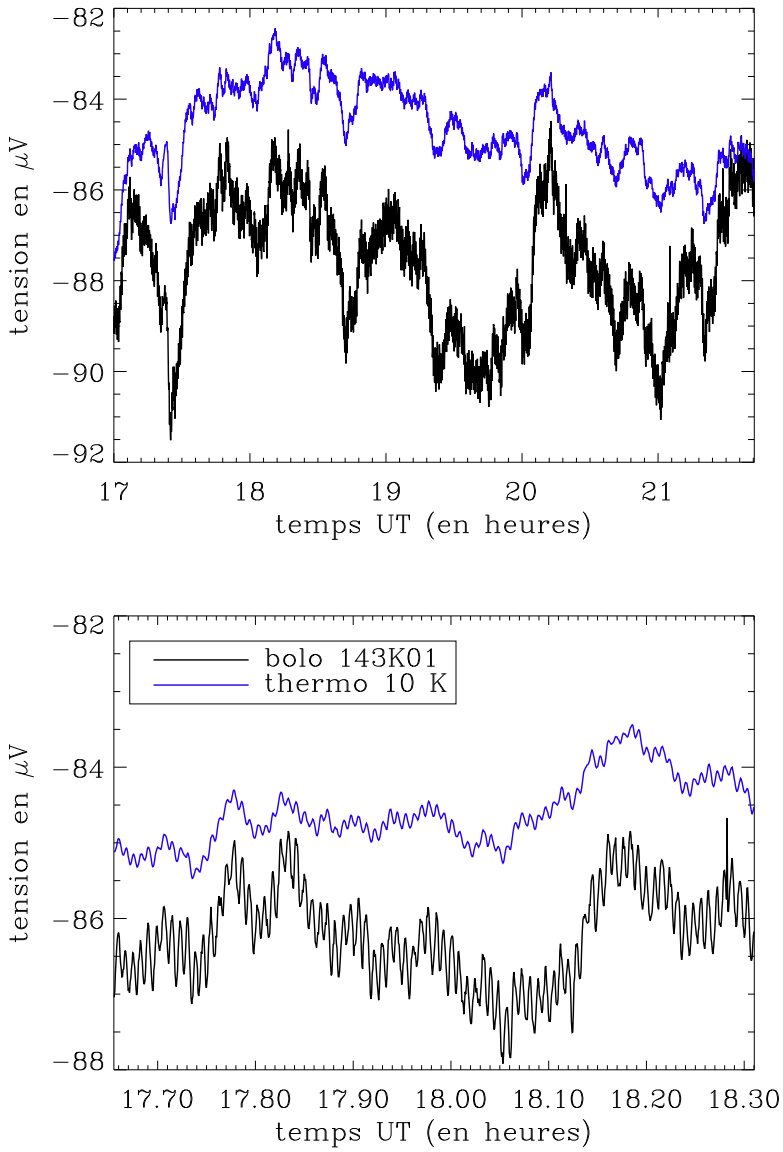


Fig. 4.19: Ayant soustrait la contribution des fluctuations de température de l'étage à 100 mK, on voit encore une fois que le signal résiduel du bolomètre (courbe noire) est fortement corrélé aux variations de température du 10K (courbe bleue). Le graphique du dessous est un zoom sur un peu plus d'une demie heure.

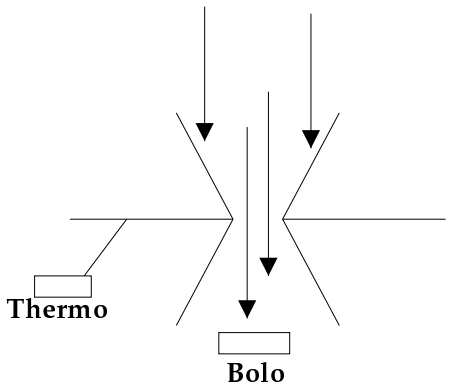


Fig. 4.20: Le rayonnement parasite réchauffe l'étage à 10 K et illumine directement le bolomètre, la mesure du détecteur sera retardée.

Pour rendre compte de cet effet, je l'ai modélisé par un retard τ du thermomètre par rapport aux bolomètres. Cette constante de temps améliore le modèle car elle diminue de façon significative les résidus du signal des bolomètres en ajustant la mesure du thermomètre avancée d'un certain temps τ (déconvolution du filtre $e^{-t/\tau}/\tau$). Le χ^2 est diminué en moyenne de 50% pour des constantes de temps de l'ordre de 2 à 5 secondes. Malheureusement les données prises au sol ne présentent pas de variations de température de cet étage suffisamment rapides pour pouvoir estimer ces constantes et aucune mesure n'a été dédiée à vérifier le phénomène et la valeur des constantes de temps.

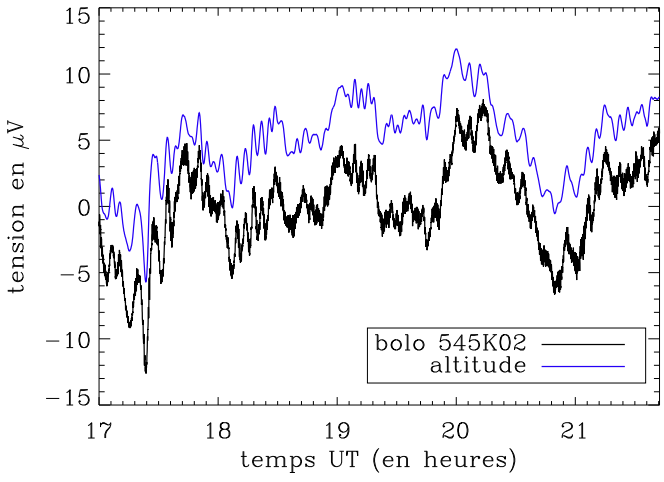


Fig. 4.21: Signal du bolomètre à 545 GHz (courbe noire, contribution du 100 mK et 10 K soutraite) et opposée de la variation d'altitude (courbe bleue, l'altitude est multipliée par un coefficient et mise à moyenne nulle).

La corrélation du signal avec les variations d'altitude se voit parfaitement bien sur les bolomètres à 545 GHz (voir figure 4.21). Le niveau du signal attendu est d'environ 30 mK_{RJ} pour un changement d'altitude de 100 m sans changement de profil de densité (cf chapitre 3), cela correspond à environ 5-6 μV en utilisant un étalonnage sur la galaxie. L'ajustement sur les variations d'altitude donne un coefficient de 3,4 μV pour 100 mètres de variation. L'ordre de grandeur est le même, mais la différence est de 50 %. Cette différence peut s'expliquer soit par une différence entre le modèle d'émission et l'émissivité réelle (elle peut provenir par exemple d'une différence de composition et d'état de l'atmosphère entre les données du catalogue utilisé et celle de Kiruna), soit par le fait que la nacelle change d'altitude à cause des variations de pression (dans ce cas on s'attend à ce que l'effet soit plus faible), ou bien encore par une erreur d'étalonnage. L'amplitude des variations aux autres fréquences auraient peut être permis de discrimer les causes de la différence mais les fluctuations engendrées par la variation d'altitude sont trop faibles pour faire une estimation significative (les résidus de l'ajustement sont plus importants que la contribution de la variation d'altitude). Le moyen de vérifier la cause du désaccord est de regarder les fluctuations engendrées par la variation de l'élévation.

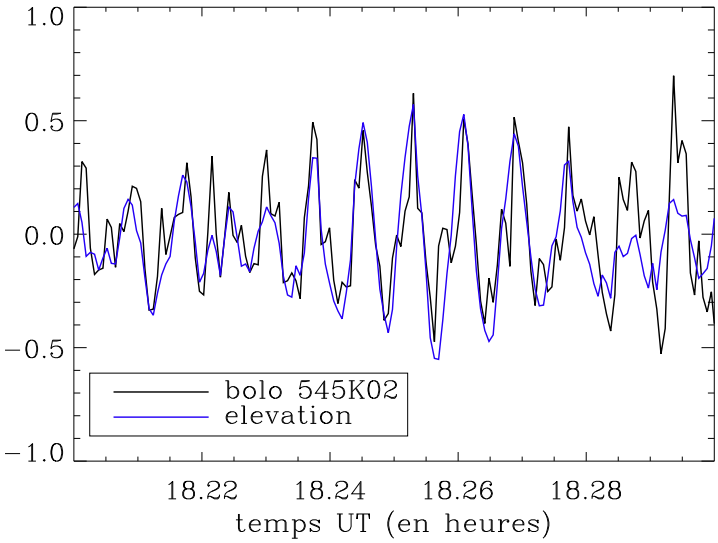


Fig. 4.22: Signal du bolomètre à 545 GHz (courbe noire, contribution du 100 mK et 10 K soutraites) et opposée de la variation d'élévation (courbe bleue, l'élévation est normalisée sur le signal du bolomètre et mise à moyenne nulle).

Pour voir la corrélation avec les variations de l'élévation pointée par le télescope, il faut une nouvelle fois les comparer au signal des 545 GHz, car ce sont eux les

plus sensibles au fond atmosphérique. Sur la figure 4.22, on distingue la période de pendulation de la nacelle, qui correspond à la période de l'enveloppe des oscillations à la fréquence de rotation, commune au signal du bolomètre et à la reconstruction d'élévation. Cette période est de l'ordre de 10 minutes. On peut faire le même calcul que pour la variation d'altitude et dans le chapitre 3 nous avons vu que pour 10 minutes d'arc de variation, on estime la contribution à 545 GHz à 4,52 mK_{RJ}, soit environ 0,8 - 0,9 μV, sur les données on ajuste une correspondance de 0,35 μV pour la même variation. Encore une fois on obtient un bon ordre de grandeur, mais l'écart est plus important que dans le cas des variations d'altitude et va dans le même sens (surestimation du fond atmosphérique), on peut donc conclure qu'il y a au moins une erreur soit dans le modèle d'estimation soit dans l'étalonnage du bolomètre à 545 GHz.

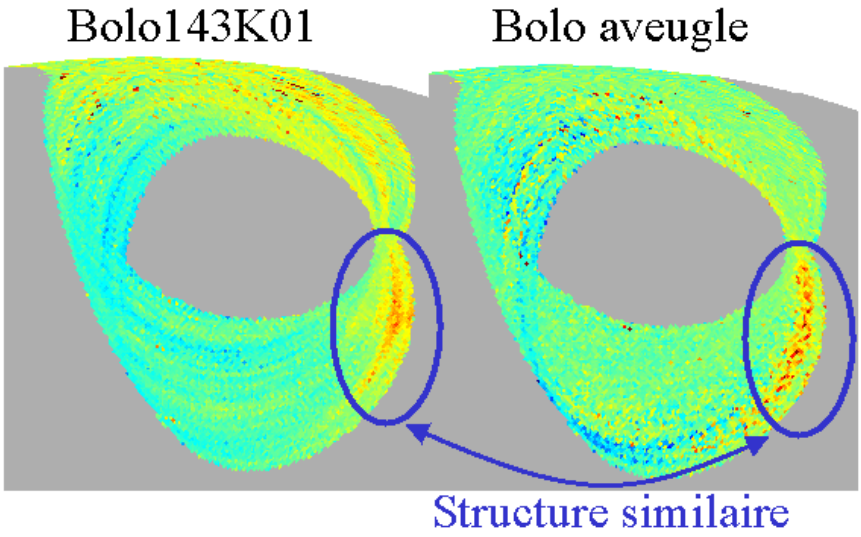


Fig. 4.23: Comparaison de la carte du bolomètre aveugle avec celle d'un bolomètre à 143 GHz (143K01). Les deux signaux ont été filtrés passe-haut et le bolomètre à 143 GHz décorrÍé de ces autres composantes. On aperçoit une trace commune sous le plan galactique.

Une autre contribution sur une échelle de temps de l'ordre de la période de rotation est visible sur le bolomètre aveugle (qui ne voit pas *a priori* les contributions du 10 K et de l'atmosphère). On projetant les données de ce bolomètre sur le ciel, on distingue une traînée en dessous du plan galactique, qui se retrouve sur tous les autres bolomètres (figure 4.23). L'emploi d'un bolomètre avait d'ailleurs été décidé pour monitorer de tels effets, même les conditions de fonctionnement de ce bolomètre sont différentes des autres (il ne voit pas le même fond).

4.2.2 Soustraction des dérives

Les premières étapes de l'analyse sont les mêmes que pour le vol de Trapani. Les rayons cosmiques sont soustraits, et on décorrèle les données par les modèles des dérives basse-fréquence.

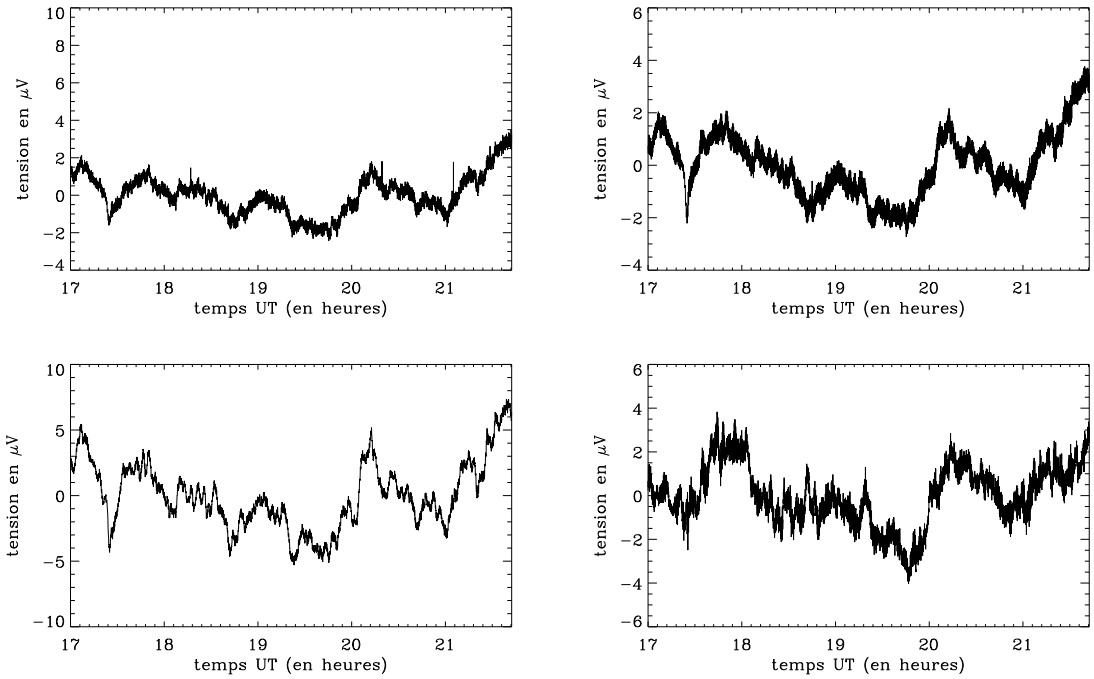


Fig. 4.24: Données décorrélées avec les dérives du thermomètres à 100 mK (de gauche à droite et de haut en bas : 143K01, 217K04, 353K05, 545K02), du thermomètre à 10 K, et de l'altitude. L'amplitude des résidus est de 3 à 10 μV.

Une partie des résultats (1 bolomètre par fréquence d'observation) de la soustraction des dérives basse-fréquence (utilisation du thermomètre 100 mK, 10 K et de l'altitude) est présentée dans la figure 4.24. Les résidus des fluctuations sont plus importants que ceux des données de Trapani, le niveau résiduel étant ici de 3 à 10 μV, le gain par rapport aux données brutes est de 40 à 50 pour les bolomètres à 143, 217 et 353 GHz, et de 10 à 545 GHz, il a finalement peu baissé. La forme des résidus est commune aux détecteurs d'une même fréquence et varie lentement en fonction de la fréquence.

4.2.3 Étalonnage

L'étape suivante est de soustraire les effets à la fréquence de rotation de la nacelle pour obtenir l'étalonnage des détecteurs. Comme le bruit est moins blanc (la fré-

quence f_{knee} est plus grande par rapport à la fréquence de rotation pour ce vol), j'ai décidé d'utiliser la méthode permettant de tenir compte de la corrélation du bruit (voir section 3.4.3), le formalisme de cette méthode permettant en outre d'identifier facilement les corrélations entre les composantes. Les composantes introduites dans le système de minimisation (décrit au chapitre 3) sont celles décrites précédemment soit :

- le dipôle ;
- une composante corrélée aux variations du thermomètre à 10K, avancée d'une constante de temps τ, cette constante de temps est déterminée en répétant l'ajustement pour plusieurs τ et en conservant la valeur qui minimise l'amplitude des résidus ;
- une composante correspondant aux variations de densité de l'atmosphère et corrélé aux mesures du détecteur à 545 GHz ;
- une composante corrélé aux fluctuations du bolomètre aveugle ;
- une composante corrélé à la variation de l'élévation ;
- une composante galactique, estimée à partir des cartes SFD (cartes du ciel généré à partir des mesures d'IRAS et de COBE/DIRBE (Finkbeiner et al., 1999)) à 100 μm.

Pour tester cette méthode sur des simulations, j'ai utilisé le même principe que pour celles du calcul de l'étalonnage de Kiruna, la seule différence est que j'ai utilisé comme effet parasite principale ("plus complexe") les données du thermomètre de l'étage à 10 K (contrairement aux données de Trapani où c'était le bolomètre à 353 GHz), l'effet parasite supplémentaire étant du même type. Les résultats sont effectivement biaisés par le signal parasite supplémentaire. Pour tenir compte de cet effet j'utilise le niveau des résidus à la fréquence de rotation de la nacelle. En supposant que la composante contaminatrice a autant de puissance en phase avec le dipôle et en quadrature avec celui-ci, le rapport de la puissance résiduel sur celle de mon dipôle ajusté me donne une estimation de l'erreur relative. On peut aussi considérer que cela revient à avoir un effet qui est aussi souvent en phase que perpendiculaire au dipôle.

J'ai effectué la minimisation avec des données filtrées entre 0,02 Hz (juste avant la fréquence de rotation) et 0,08 Hz (juste après la deuxième harmonique de la fréquence de rotation) pour sélectionner le domaine de fréquence où le dipôle est dominant mais garder une plage suffisamment importante pour avoir une meilleure estimation de τ. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.3. L'incertitude statistique est pour presque tous les bolomètres de l'ordre de 5%, par contre l'incertitude systéma-

tique varie de moins d'1% à 10%. On remarque aussi que ceux sont les bolomètres à 217 GHz qui ont la plus forte incertitude systématique, donc qui ont les résidus les plus importants à la fréquence de rotation de la nacelle. En regardant les spectres résiduels, on voit les 2 cas possibles (figure 4.25), la première figure montre un spectre résiduel où la puissance à la fréquence de rotation du ballon est presque au niveau de celle bruit (3 fois supérieure)de part et d'autre. La deuxième figure montre un spectre résiduel avec un pic à la fréquence de rotation 100 fois plus fort que le niveau de bruit avoisinant. La première figure correspond au cas d'erreur systématique faible, la deuxième au cas où il est plus fort.

bolomètre	étalonnage $mK_{RJ}/\mu V$	erreur totale en %	τ en s	écart d' étalonnage en σ	étalonnage sur la galaxie par JPB&GL
143B03	6.81 ± 0.76 ± 0.40	16.99	3.54	-0.28	
143K01	7.46 ± 0.30 ± 0.03	4.47	1.89	-2.27	10,13 ± 3,70
143K02	4.70 ± 0.11 ± 0.01	2.46	3.54	-0.64	5,42 ± 1,53
143K03	8.03 ± 0.32 ± 0.11	5.38	2.36	-0.78	10,18 ± 4,15
143K04	6.95 ± 0.27 ± 0.06	4.68	3.07	-0.93	9,69 ± 3,08
143K05	5.45 ± 0.19 ± 0.16	6.36	4.48	-0.11	6,81 ± 1,70
143K07	7.56 ± 0.31 ± 0.16	6.19	3.54	-0.13	10,56 ± 3,05
143T01	6.70 ± 0.35 ± 0.79	17.03	4.72	-0.06	
217K01	10.73 ± 0.65 ± 0.25	8.40	1.18	-3.06	8,92 ± 2,17
217K02	8.50 ± 0.42 ± 0.16	6.82	1.42	-3.19	8,37 ± 1,85
217K03	16.63 ± 1.08 ± 0.48	9.40	1.65	-2.21	16,65 ± 4,31
217K04	3.67 ± 0.14 ± 0.42	15.24	4.25	-0.25	3,60 ± 0,80
217K06	4.58 ± 0.16 ± 0.44	13.14	4.95	-0.33	4,33 ± 1,00
217T06	3.61 ± 0.17 ± 0.44	16.99	4.48	-0.06	

Tab. 4.3: Étalonnage des détecteurs basse-fréquence (143 et 217 GHz) en mK_{RJ} avec leur erreur stattistique et systématique, l'erreur globale est exprimée en % (elle est calculée en faisant la somme des 2 contributions). La quatrième colonne contient le temps τ en seconde de la constante de temps du thermomètre de l'étage à 10 K. La colonne suivante contient l'écart entre l'étalonnage nominale (fait entre 0,02 et 0,08 Hz) et un autre étalonnage pratiqué entre 0,02 et 0,18 Hz, cet écart est normalisé par rapport à l'incertitude des 2 mesures. La dernière colonne donne l'étalonnage (en $mK_{RJ}/\mu V$) sur la galaxie calculé par Jean-Philippe Bernard et Guilaine Lagache.

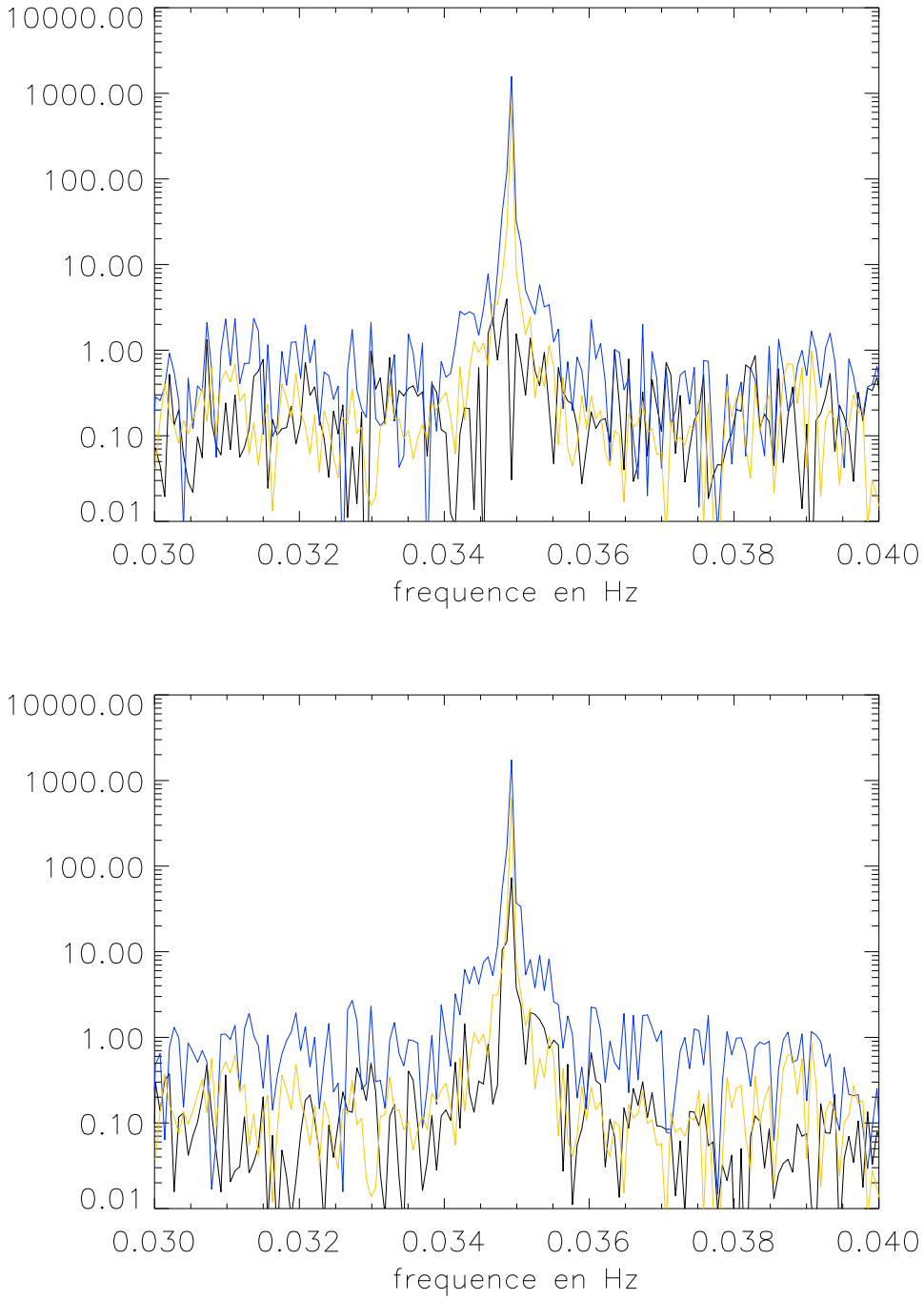


Fig. 4.25: Spectre des données (en bleue) entre 0,03 et 0,04 Hz, avec le spectre du dipôle ajusté (en orange) et le spectre des résidus de l'ajustement (en noir). La figure du haut montre le cas du bolomètre 143K01 où les résidus sont faibles, et la figure du bas montre le cas du bolomètre 217K04 où les résidus sont élevés.

Une autre approche tentée pour tester l'étalonnage des détecteurs fut de réaliser l'ajustement sur une plus grande plage de fréquence entre 0,02 et 0,18 Hz. La comparaison des deux valeurs est dans le tableau 4.3, elles sont compatibles à 1 σ sauf pour les bolomètres 143K01, 217K01, 217K02, 217K03. L'ajustement étant dominé par le signal à la fréquence de rotation de la nacelle, ce test est quand même assez limité. Finalement le dernier point de comparaison est l'étalonnage sur la galaxie , les valeurs obtenues sont toutes compatibles à 1 σ. L'incertitude d'étalonnage de la galaxie à 143 GHz limite cependant la précision de cette comparaison, à 217 GHz la contrainte est plus forte sur les bolomètres 217K04 et 217K06. À partir de ces étalonnages j'ai calculé la sensibilité des détecteurs, qui est reportée dans le tableau 4.4, les sensibilités sont globalement meilleures que celles du vol technique technique de Trapani, mais assez disparates. Cette disparité de la sensibilité des bolomètres seraient due à la présence de poussières métalliques dans les cornets. Le bolomètre 217K04 est le bolomètre le plus sensible, la sensibilité des bolomètres 217K06 et 143K05 n'est que légèrement moins bonne (25 %), ces 3 bolomètres constituent à ce niveau les meilleures candidats pour l'extraction du spectre de puissance des anisotropies du CMB.

bolomètre	sensibilité en $\mu K_{CMB}.s^{1/2}$	bolomètre	sensibilité en $\mu K_{CMB}.s^{1/2}$
143B03	2540	143T01	1632
143K01	285	217K01	384
143K02	188	217K02	318
143K03	238	217K03	558
143K04	225	217K04	119
143K05	153	217K06	149
143K07	205	217T06	197

Tab. 4.4: Sensibilité des bolomètres en $\mu K_{CMB}.s^{1/2}$, estimée avec l'étalonnage du tableau 4.3 et le niveau de bruit en μV. Les sensibilités sont globalement meilleures que celles du vol technique de Kiruna.

La matrice de corrélation des coefficients des différentes composantes normalisées par rapport aux éléments diagonaux (figure 4.26) permet de voir que le bolomètre 545 GHz , utilisé comme modèle de fluctuations atmosphériques, est fortement corrélé (environ 60%) à la variation d'élévation (ce qui avait déjà été vu avant). Une autre corrélation importante (50 %) est celle du thermomètre 10 K avec le dipôle.

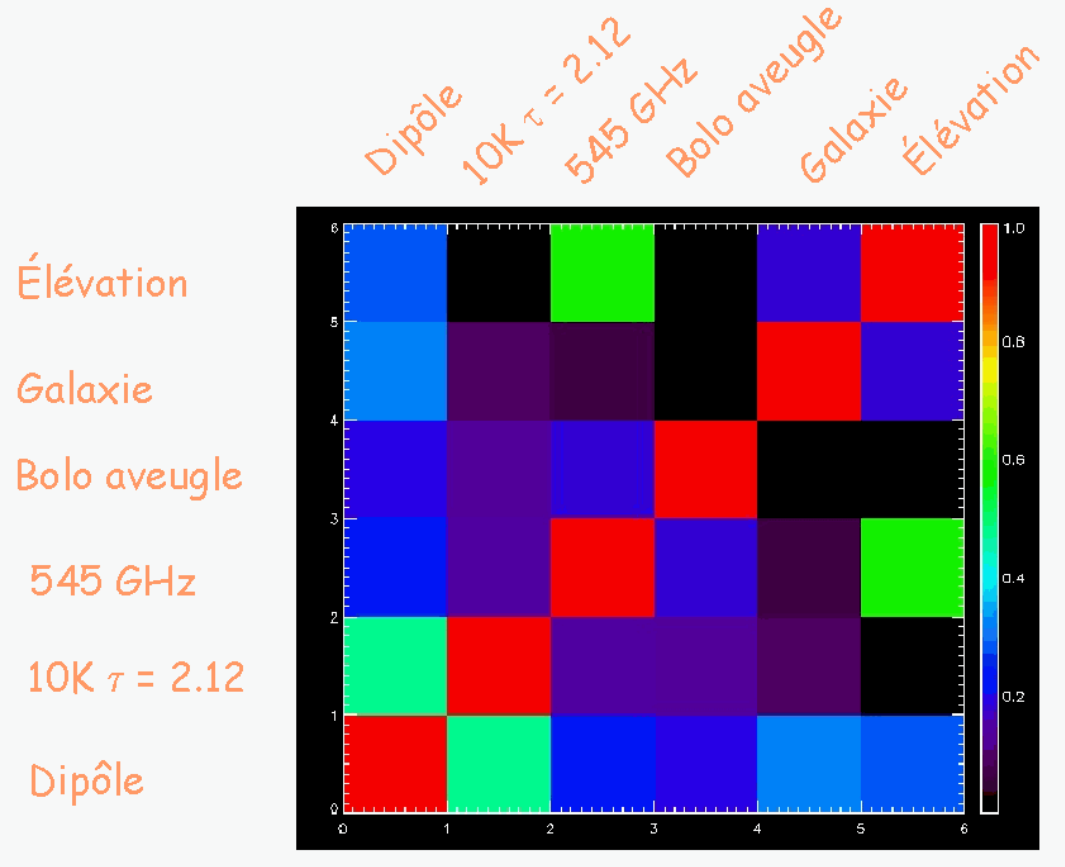


Fig. 4.26: Matrice de corrélation des composantes utilisées comme modèle du signal des bolomètres, les corrélations les plus fortes sont entre le bolomètre 545 GHz et l'élévation et entre le dipôle et le 10K.

L'étalonnage souffre d'une incertitude systématique assez importante pour les bolomètres à 217 GHz, l'étalonnage des bolomètres à 143 GHz semble plus fiable. Une possibilité pour essayer d'aller au-delà de cette analyse serait de faire un étalonnage relatif entre les bolomètres à 217 GHz et ceux à 143 GHz et d'utiliser l'étalonnage absolue relativement précis des bolomètres à 143 GHz.

Nous avons vu dans ce chapitre les différentes composantes identifiées du signal, et qu'il reste aussi des composantes inconnues. Celles-ci contribuent parfois à une part importante de l'incertitude de l'étalonnage quand elles sont principalement à la fréquence de rotation de la nacelle. La deuxième partie de cette thèse est consacrée à la reconstruction du spectre de puissance pour lequel les signaux à la fréquence de rotation de la nacelle sont moins cruciaux, car les données seront filtrées bien au-delà (gardant à l'esprit l'existence de ces signaux, des tests seront pratiqués pour vérifier que leur niveau résiduel est négligeable).

5. MÉTHODES DE RECONSTRUCTION DU SPECTRE DE PUISSANCE

5.1 Introduction

Les deux chapitres suivants sont consacrés au calcul du spectre de puissance qui permet de contraindre les paramètres cosmologiques comme nous l'avons vu dans le premier chapitre. Ce chapitre se concentre sur les méthodes de calcul du spectre et le suivant sur l'application de ces méthodes sur des données.
Le spectre de puissance qui est la variance des coefficients de la décomposition en harmonique sphérique du signal sur une sphère représente la puissance en fonction de l'échelle angulaire comme la transformée de Fourier spatiale pour un espace plat. Une puissance importante à un mode ℓ (une échelle angulaire) donnée indique que les fluctuations de cette taille sont importantes (voir figure 5.1).

Ce spectre de puissance C_ℓ peut se calculer de différentes manières, on peut notamment :

- soit décomposer le signal de la carte sur la base des harmoniques sphériques ;
- soit calculer ses coefficients en passant par la corrélation du signal des pixels de la carte.

La décomposition du signal sur la base des harmoniques sphériques se fait en inversant la relation 1.36, qui donne la formule :

$$a_{\ell m} = \int \frac{\Delta T(\theta, \phi)}{T} Y^*_{\ell m}(\theta, \phi) d\Omega \tag{5.1}$$

Cette relation n'est valable que pour une couverture complète du ciel, mais nous verrons que l'on peut rajouter des corrections pour tenir compte d'une couverture partielle du ciel.

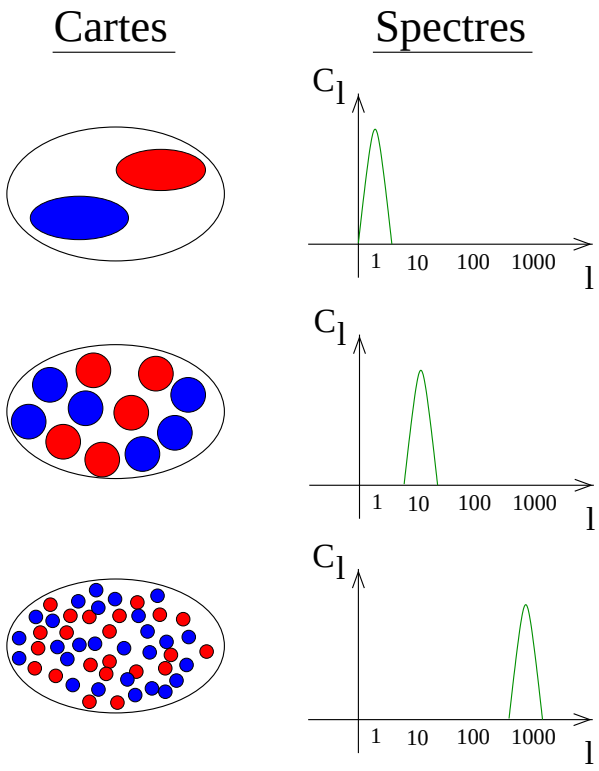


Fig. 5.1: Correspondance entre le spectre de puissance C_ℓ et la taille des fluctuations sur une carte du ciel : une puissance importante à bas ℓ indique des fluctuations importantes aux grandes échelles angulaires, une puissance importante à grand ℓ des fluctuations importantes aux petites échelles angulaires (figure adaptée de (Lineweaver, 1997)).

L'analyse de la corrélation entre les pixels de la carte peut se faire elle de plusieurs manières :

– soit *via* la fonction de corrélation angulaire de la carte (Szapudi et al., 2001a; Szapudi et al., 2001b; Kashlinsky et al., 2001), qui est reliée aux C_ℓ par l'équation suivante :

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T^*(\theta_1,\phi_1)}{T} \frac{\Delta T(\theta_2,\phi_2)}{T} \right\rangle$$

$$C(\theta) = \sum_{\ell,m} \sum_{\ell',m'} \langle a_{\ell m} * a_{\ell' m'} \rangle Y^*_{\ell m}(\theta_1,\phi_1) Y_{\ell' m'}(\theta_2,\phi_2)$$

$$C(\theta) = \sum_{\ell,m} \sum_{\ell',m'} C_\ell \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} Y^*_{\ell m}(\theta_1,\phi_1) Y_{\ell' m'}(\theta_2,\phi_2)$$

$$C(\theta) = \sum_{\ell} C_\ell \sum_{m} Y^*_{\ell m}(\theta_1, \phi_1) Y_{\ell m}(\theta_2, \phi_2)$$

$$C(\theta) = \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} C_\ell P_\ell(\cos\theta) \tag{5.2}$$

θ est l'angle entre les positions définies par (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2), l'opérateur de moyenne représente une moyenne sur plusieurs réalisations qui dans la pratique se transforme en moyenne sur la carte. Une fois calculée la fonction de corrélation on retrouve les C_l en utilisant la relation inverse :

$$C_\ell = 2\pi \int C(\theta) P_\ell(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \tag{5.3}$$

– soit en utilisant de la matrice de corrélation (Bond et al., 1998; Borrill, 1999; Doré et al., 2001) :

$$S_{p_1 p_2} = \sum_{\ell} \frac{2l + 1}{4\pi} C_\ell P_\ell(\chi_{p_1 p_2}) \tag{5.4}$$

(p_1 et p_2 représentent des pixels de la carte et $\chi_{p_1 p_2}$ le cosinus de l'angle entre les pixels) en maximisant la vraisemblance des C_ℓ pour le signal de la carte. Cette matrice est juste une représentation de la fonction de corrélation.

Chacune de ses méthodes doit ensuite tenir compte des caractérisitiques spécifiques d'une expérience telle que la couverture partielle du ciel (une couverture complète étant impossible à cause de la forte émission de notre galaxie dans le plan galactique), la résolution finie de nos détecteurs (diminution de la puissance à petite échelle), de la contribution du bruit qui rajoute de la puissance sur la carte, et du filtrage qui a pu être opéré sur les données.

Pour chacune de ces méthodes permettant de calculer les coefficients C_ℓ, il faut d'abord calculer la carte , ce qui peut être fait de différentes manières, la plus simple étant une simple projection :

$$T = (A^T A)^{-1} A^T d \tag{5.5}$$

$$N_{pp'} = (A^T A)^{-1} A^T N_{tt'} A (A A^T)^{-1} \tag{5.6}$$

A représente la matrice de pointage qui permet de passer de l'espace des pixels à l'espace des échantillons, d les données ordonnées dans le temps (la succession des cercles) composés du signal sur le ciel AT et du bruit n. T représente la carte, et $N_{pp'}$ sa matrice de corrélation du bruit ($N_{tt'}$ représente la matrice de corrélation du bruit

mais dans l'espace du temps). On peut aussi tenir compte de la corrélation du bruit pour la fabrication de la carte, et faire une carte optimale :

$$T = (A^T N_{tt'}^{-1} A)^{-1} A^T N_{tt'}^{-1} d \tag{5.7}$$

$$N_{pp'} = (A^T N_{tt'}^{-1} A)^{-1} \tag{5.8}$$

Cette carte est optimale dans le sens qu'elle maximise la probabilité de T, connaissant la matrice de corrélation du bruit $N_{tt'}$ et les données d (équation 5.9).

$$P(T|d) \propto (2\pi)^{\mathcal{N}_t} \exp\left\{(d - AT)^T N^{-1} (d - AT) + \mathrm{Tr}[\mathrm{lnN}]\right\} \tag{5.9}$$

Ce calcul est fait dans le cas où le bruit a une distribution gaussienne, et donne le niveau de bruit le plus faible. On peut aussi utiliser une connaissance *a priori* du signal pour construire une carte de Wiener ($T = (S^{-1} + A^T N^{-1} A)^{-1} A^T N^{-1} d$) qui maximise le rapport signal sur bruit. Le principal problème de la construction de carte optimale est la durée du temps calcul nécessaire pour inverser $N_{pp'}^{-1}$. Certaines méthodes effectuent la résolution de l'équation 5.7 de manière itérative (Prunet et al., 2000; Natoli et al., 2001; Doré et al., 2001) mais ne donne pas la matrice $N_{pp'}$, qui contient l'information sur la corrélation du bruit de cette carte.
Les deux méthodes étudiées par la suite sont celle du maximum de vraisemblance, qui a l'avantage d'être optimale mais assez lente, et qui a été implémentée par J.Borrill (Borrill, 1999) sous le nom de MADCAP, et celle de la décomposition du signal en harmoniques sphériques en appliquant les corrections suggérées par l'algorithme MASTER (Hivon et al., 2001).

5.2 l'approche MADCAP

MADCAP (*the Microwave Anisotropy Dataset Computational Analysis Package*) est un ensemble de logiciels, développés pour fonctionner sur des machines parallèles, capable de reconstruire la carte optimale des données, et le spectre de puissance à partir de celle-ci selon les méthodes décrites dans Bond *et al.* (Bond et al., 1998). La première partie du code calcule la carte optimale de l'équation 5.7 et sa matrice de corrélation du bruit (équation 5.8). Le bruit dans les données ordonnées dans le temps est donc supposé gaussien. Les autres hypothèses de la fabrication de la carte sont les suivantes :

- le bruit est stationnaire (ou au moins stationnaire par partie) , la matrice de corrélation du bruit dans l'espace du temps $N_{tt'}$ est donc Tœplitz (ou bloc

Tœplitz), cette matrice peut donc être décrite par un vecteur f que l'on nomme fonction de corrélation :

$$N_{tt'} = f(|t - t'|) \tag{5.10}$$

Pour calculer cette fonction de corrélation, on prend l'estimation du bruit n et on fait la transformée de Fourier inverse de son spectre, $f(t) = \widehat{|\tilde{n}|^2}$ ($\tilde{}$ représente la transformée de Fourier et $\hat{}$ la transformée de Fourier inverse) ;

- la deuxième approximation est que l'inverse de la matrice de corrélation dans le domaine temporel $N_{tt'}^{-1}$ est aussi toeplitz (ou bloc toeplitz), ce qui est faux sur les bords de la matrice. La taille de la matrice $N_{tt'}^{-1}$ étant de quelques millions par quelques millions, ces effets de bords sont négligeables. Pour calculer le vecteur qui permet de remplir la matrice $N_{tt'}^{-1}$, il suffit de reprendre la définition de celle-ci et de la fonction de corrélation f. On a $N_{tt'}^{-1} N_{tt'} = I$ (I est la matrice identité), si les 2 matrices sont Toeplitz, et définissant g par $N_{tt'}^{-1} = g(|t - t'|)$, $g * f = 1$ ($*$ représente le produit de convolution). En passant dans l'espace de Fourier on obtient $\tilde{g}\tilde{f} = 1$, ce qui définit $g = \widehat{1/|\tilde{n}|^2}$;

- le dernier point est que l'on peut prendre une partie seulement de la fonction g, en vérifiant qu'elle décroît suffisamment pour que les éléments au-delà d'un certain temps τ soit négligeable.

En utilisant le pointage, les données et la fonction g MADCAP permet de reconstruire la carte optimale et sa matrice de corrélation $N_{pp'}$ du bruit. Ces sorties permettent ensuite de calculer le spectre de puissance en maximisant la probabilité des C_ℓ connaissant la carte T :

$$P(C_\ell|T) \propto (2\pi)^{-\mathcal{N}_p/2} \exp\left\{-\frac{1}{2}(T^T M^{-1} T + \mathrm{Tr}[\ln \mathrm{M}])\right\} \tag{5.11}$$

$\mathcal{N}_p$ représente le nombre de pixels de la carte T, M représente la matrice de corrélation de la carte T, on a donc $M_{pp'} = S_{pp'} + N_{pp'}$. La dépendance aux C_ℓ de la probabilité de l'équation 5.11 se trouve dans la matrice S, qui s'écrit en fonction de ceux-ci :

$$S_{pp'} = \sum_\ell \frac{2l+1}{4\pi} B_\ell^2 C_\ell P_\ell(\chi_{pp'}) \tag{5.12}$$

L'équation 5.12 est la-même que l'équation 5.4 sauf que l'on a rajouté la correction due à la résolution finie du détecteur, la représentation du lobe par une fonction ne dépendant que du mode ℓ implique que celui-ci est symétrique. Pour réduire le niveau

d'incertitude dans l'estimation des C_ℓ, et parce qu'on ne peut reconstruire tous les C_ℓ que pour une couverture totale du ciel, on regroupe les C_ℓ par bandes. On pose une certaine forme de spectre de puissance C_ℓ^s et on calcule les coefficients C_b définis par :

$$C_\ell = C_{b;\ell\in b} C_\ell^s \tag{5.13}$$

Le spectre aura une certaine forme dans la bande b définit par $C^s_{\ell;\ell\in b}$ et une amplitude définie par C_b. On obtient la définition de $S_{pp'}$ suivante :

$$S_{pp'} = \sum_b C_b \sum_{\ell\in b} \frac{2l+1}{4\pi} B_\ell^2 C_\ell^s P_\ell(\chi_{pp'}) \tag{5.14}$$

Le logarithme de la fonction de vraisemblance correspondant à la probabilité de l'équation 5.11 est :

$$\mathcal{L}(C_b) = T^T M^{-1} T + \mathrm{Tr}[\ln \mathrm{M}] \tag{5.15}$$

Pour obtenir le maximum de probabilité, il faut résoudre le système :

$$\frac{\partial \mathcal{L}(C_{b_1})}{\partial C_{b_1}} = \mathrm{Tr}\left[\mathrm{M}^{-1}\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial \mathrm{C_{b_1}}}\right] - \mathrm{T^T M^{-1}}\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial \mathrm{C_{b_1}}}\mathrm{M^{-1}T} = 0 \tag{5.16}$$

L'équation 5.16 ne peut être résolue analytiquement. Pour la résoudre MADCAP utilise la méthode itérative de Newton-Raphson (Press et al., 1992), on commence avec une estimation C_b^0 des coefficients et on calcule le vecteur de déplacement δC_b^0 en utilisant la relation obtenue en faisant le développement limité de la dérivée de la fonction de vraissemblance :

$$\left.\frac{\partial \mathcal{L}(C_b)}{\partial C_b}\right|_{C_b^{true}} = \left.\frac{\partial \mathcal{L}(C_b)}{\partial C_b}\right|_{C_b^0} + \left.\frac{\partial^2 \mathcal{L}(C_b)}{\partial C_b \partial C_{b'}}\right|_{C_b^0} \delta C_b^0$$

$$\left.\frac{\partial \mathcal{L}(C_b)}{\partial C_b}\right|_{C_b^{true}} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \delta C_b^0 = -\left(\left[\frac{\partial^2 \mathcal{L}(C_b)}{\partial C_b \partial C_{b'}}\right]^{-1} \frac{\partial \mathcal{L}(C_b)}{\partial C_b} \right)\Bigg|_{C_b^0}$$

Au bout d'un certain nombre d'itération on converge vers l'estimation des C_b qui satisfait l'équation 5.16. Cette méhtode est très lourde et nécessite un temps de calcul important, elle devient vite limitée quand on augmente le nombre de pixels, c'est pourquoi dans la suite je me concentrerai sur la méthode suivante.

5.3 *l'approche MASTER*

L'algorithme MASTER est basé sur la correction des Pseudo-C_ℓ obtenu par simple décomposition du signal sur la base des harmoniques sphériques. Si on a un signal sur

une sphère on peut décomposer le signal sur la base des harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T(\theta,\phi)}{T} = \sum_{\ell,m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi) \tag{5.17}$$

Et en utilisant la relation d'orthogonalité des fonctions $Y_{\ell m}$, on obtient l'équation 5.1. Avec les coefficients $a_{\ell m}$ on peut calculer les C_ℓ, en moyennant les $a_{\ell m}$ suivant m, ce qui suppose que le ciel est formé de parties indépendantes entre elles et qu'il n'y a pas de direction priviligiée sur le ciel. Cependant plusieurs points violent les conditions d'application de la formule 5.1 :

- premièrement pour que la relation 5.1 soit vérifiée, il faut que le signal soit défini sur tout le ciel (relation d'orthogonalité des $Y_{\ell m}$), donc avoir une couverture complète. Dans le cas du CMB la couverture complète du ciel est impossible à cause de la contamination de l'émission galactique qui est extrêmement forte dans le plan galactique. De plus Archeops ne couvre que quelque 30% du ciel pour un vol de 24 heures (ou plus).

- deuxièmement, les données sont composées à la fois de signal et de bruit. Ce bruit va contribuer dans la variance des coefficient $a_{\ell m}$ de la décomposition. Pour un simple bruit blanc gaussien homogène sur la carte, cette contribution peut être modélisée par une constante dans les C_ℓ. Cependant notre bruit est plus compliqué, car tout d'abord notre couverture du ciel n'est pas homogène, le niveau de bruit ne sera pas identique pour tous les pixels. Ensuite le bruit dans le domaine temporel est gaussien mais corrélé, le bruit sur la carte sera donc corrélé entre les pixels.

- troisièmement, dans certain cas il peut s'avérer utile de filtrer les données, notamment pour supprimer une zone de fréquence où le bruit n'est pas gaussien ou pour tenir compte d'un effet instrumental. Cependant ces filtrages modifient la forme intrinsèque du spectre de puissance des données ;

- le dernier point est que la résolution de nos détecteurs est finie, chaque mesure est l'intégration du signal sur le ciel pondérée par la fonction de réponse angulaire de nos détecteurs. Cette fonction est appelée lobe de l'instrument (voir le chapitre 2 pour les lobes d'Archeops).

Ces 4 points sont les raisons pour lesquelles la variance des coefficients $a_{\ell m}$ est appelée Pseudo-C_ℓ. Par la suite les Pseudo-C_ℓ seront notés $\tilde{C}_\ell$ et les coefficients de la

décomposition en harmoniques sphériques permettant de les calculer $\tilde{a}_{\ell m}$.

Les calculs, qui vont suivre, ont été effectués en utilisant la librairie *Healpix* (Gòrski et al., 1998). *Healpix* est une librairie qui propose une pixellisation de la sphère dont la taille des pixels est identique et dont la résolution est défini par un paramètre appelé *nside*. Ce nombre est une puissance de 2 et le nombre de pixels de la carte est égale à $12 \times nside^2$ (le nombre de pixels de base est 12, figure 5.3), car en augmentant *nside* d'un facteur 2 on divise chaque pixel en 4 pixels de taille identique. La librairie

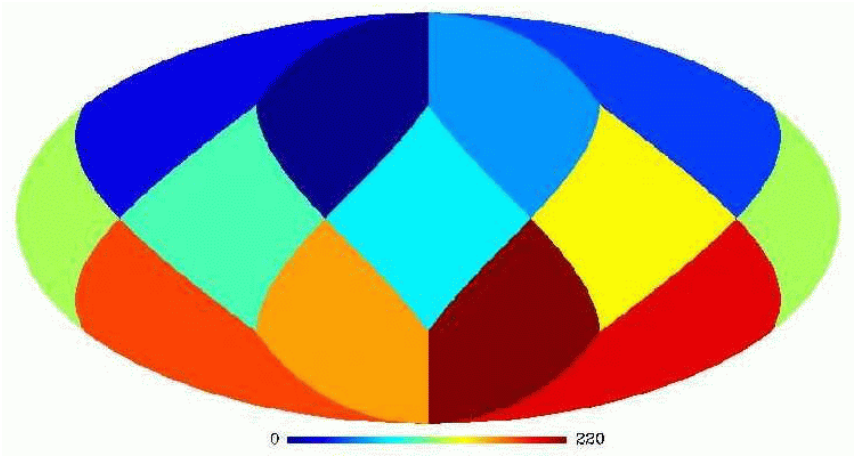


Fig. 5.2: Pixellisation *Healpix* de base avec ces 12 pixels, qui sont divisés en 4 à chaque fois au'on augmente la résolution d'un niveau.

Healpix propose en plus des programmes de gestion de cette pixellisation, des outils pour décomposer les cartes sur la base des harmoniques sphériques spécifiques à cette pixellisation.

En utilisant la librairie *Healpix*, grâce à l"algorithme MASTER on peut corriger les pseudo-Cls des 4 points cités précédemment de la façon suivante :

- L'effet de couverture partielle du ciel peut être modélisé avec une matrice $M_{\ell\ell'}$ couplant les modes ℓ, cette matrice a l'expression analytique suivante :

$$M_{\ell\ell'} = \frac{2\ell'+1}{4\pi} \sum_{\ell''} (2\ell''+1) \mathcal{W}_{\ell''} \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \tag{5.18}$$

$\begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ représente les symboles de Wigner 3-j , et $\mathcal{W}_{\ell''}$ le spectre de puissance de la fonction masque, qui décrit la couverture du ciel (on peut aussi

pondérer les pixels par ce masque de manière plus complexe). Avec cette correction, la relation entre les Pseudo-C_ℓ et les C_ℓ est :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle \tag{5.19}$$

Si la couverture du ciel est totale alors $M_{\ell\ell'}$ est diagonale et égale à la matrice indentité, dans le cas d'Archeops la couverture du ciel étant assez importante cette matrice est presque diagonale (Figure 5.3), mais les termes hors-diagonaux ne sont pas négligeables.

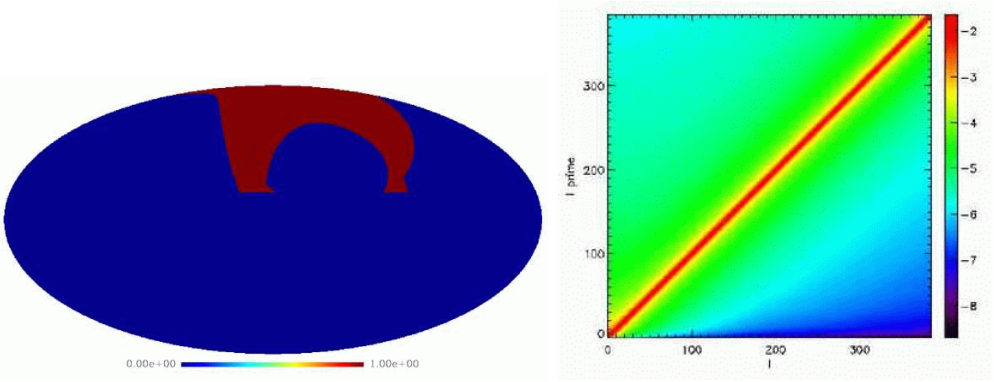


Fig. 5.3: À gauche : masque utilisé pour la couverture Archeops (la zone rouge est la zone observée) pour un vol de 7 heures avec une coupure à la latitude galactique de 15°. À droite : matrice $M_{\ell\ell'}$, qui est presque diagonale (l'echelle de couleur est logarithmique).

Cette matrice n'est pas inversible pour une couverture telle que celle d'Archeops, il faut donc aussi avec cette méthode regrouper les ℓ dans des bandes. La taille de la couverture du ciel limite la résolution dans l'espace des ℓ.

– la correction du deuxième point constitue la partie la plus complexe du traitement pour Archeops, la contribution du bruit étant très importante (plusieurs fois celle du signal à toutes les échelles angulaires pour un détecteur). La modélisation de celui-ci doit donc être très précise. La correction du bruit se fait en soustrayant la contribution du bruit $\langle \tilde{N}_\ell \rangle$ à celle des $\langle \tilde{C}_\ell \rangle$, où $\langle \tilde{N}_\ell \rangle$ est la moyenne des pseudo-C_ℓ de cartes de bruit reconstruites à partir de réalisations du modèle de bruit des données de chaque détecteur. Le bruit est supposé décorrélé du signal, il n'y a pas de termes croisés dans la variance de la carte des données, la relation entre $\langle \tilde{C}_\ell \rangle$ et $\langle C_\ell \rangle$ devient alors :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle + \langle \tilde{N}_\ell \rangle \tag{5.20}$$

Pour pouvoir générer plusieurs réalisations de bruit correspondant à celui des détecteurs, il faut connaître la distribution de probabilité de ce bruit et les paramètres de cette distribution. Si le bruit est gaussien c'est simple (en pratique il est difficilement envisageable d'aller au-delà, on a donc la même contrainte que pour le maximum de vraisemblance), il suffit de connaître son spectre de puissance, qui décrit la corrélation du bruit en fonction du temps. Nous verrons par la suite comment l'évaluer.

– Pour soustraire des sources de bruit non-gaussiennes, les données sont filtrées dans le domaine temporel. Les fluctuations non gaussiennes proviennent essentiellement des basses fréquences. Les données peuvent aussi être filtrées par le détecteur lui-même.

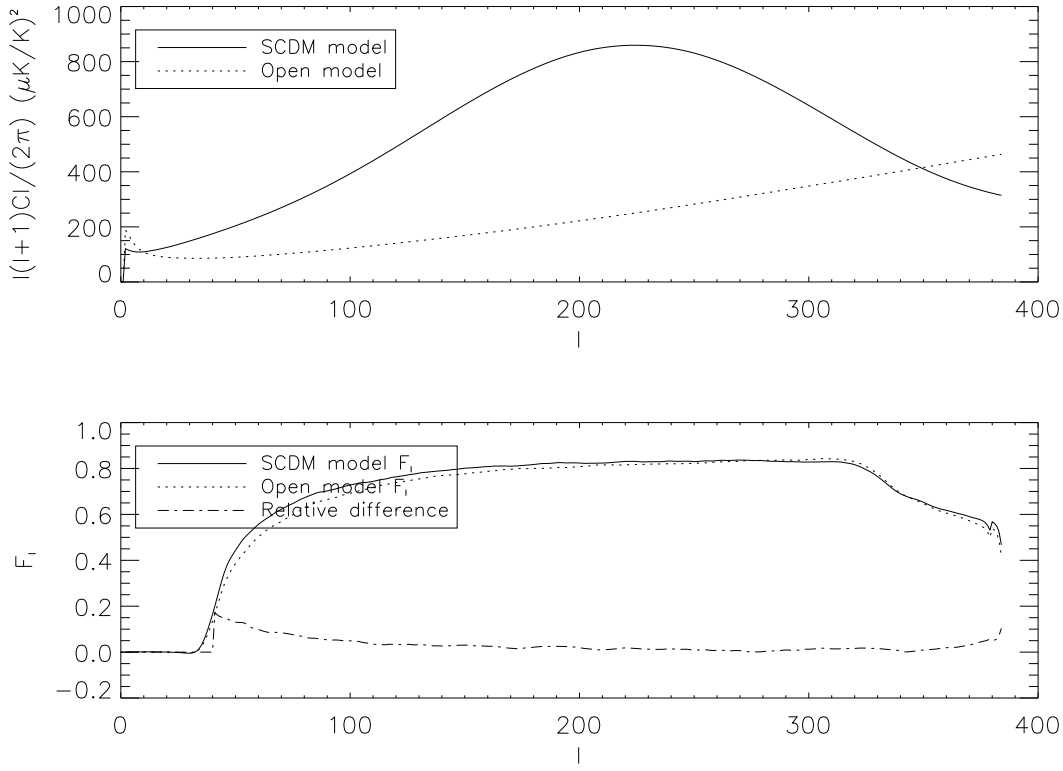


Fig. 5.4: **haut :** Spectres de puissance des modèles utilisés dans les simulations, le modèle d'Univers ouvert est déjà exclu par les mesures actuelles, **bas :** Les fonctions de correction du filtrage pour les 2 modèles, et l'écart relative entre ces 2 fonctions. Cet écart est toujours inférieur à 10% malgré la différence importante entre les 2 modèles.

Le filtre supprime ces bruits non modélisables mais aussi une partie du signal,

il faut donc en tenir compte dans l'estimation des $\langle C_\ell \rangle$. MASTER propose de modéliser le filtrage par une fonction F_ℓ, c'est une approximation car le filtrage s'effectue dans le domaine temporel, et n'est donc pas une opération isotrope, la vraie fonction de filtrage devrait dépendre de ℓ et m. La modélisation des pseudo-C_ℓ devient donc :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} F_{\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle + \langle \tilde{N}_\ell \rangle \tag{5.21}$$

Pour valider l'approximation de la modélisation de la fonction de filtrage, il est nécessaire de tester si la fonction F_ℓ est indépendante du modèle cosmologique sous-jacent. Pour la couverture Archeops, la Figure 5.4 montre que c'est le cas, les 2 modèles cosmologiques très différents (un des 2 est déjà exclus par les plus récentes mesures) donnent une fonction F_ℓ très semblable. L'écart relatif entre ces 2 modèles est toujours inférieure à 10% pour les échelles plus petites que $\ell \approx 60$ ($\theta \approx 3°$) bien que les modèles soient très différents. La fonction de filtrage F_ℓ est nulle pour des échelles plus grande que $\ell \approx 35$ ($\theta \approx 6°$), en fait elle n'est pas définie le filtrage a détruit tout le signal à ces échelles et le spectre ne pourra être reconstruit.

– dernier point : la résolution finie de nos détecteurs est corrigée par une fonction B_ℓ, qui assume que le lobe des détecteurs est symétrique. Ce n'est pas vraiment le cas mais les déformations sont faibles par rapport à la taille du lobe, si on veut regarder des échelles de l'ordre de ses déformations, il faudra tenir compte de celles-ci. Le lobe est en outre supposé gaussien, et l'on peut calculer analytiquement une bonne approximation de $B_\ell \approx e^{-(\ell(\ell+1)\sigma_b^2/2)}$. Le modèle final reliant les pseudo-C_ℓ au vrai C_ℓ devient :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} F_{\ell'} B^2_{\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle + \langle \tilde{N}_\ell \rangle \tag{5.22}$$

Des quatre corrections seule la couverture du ciel est corrigée analytiquement de manière exacte via $M_{\ell\ell'}$, la résolution du détecteur est corrigée analytiquement grâce à l'expression approchée de B_ℓ. Les deux autres corrections sont calculées à partir de simulations, le filtrage avec F_ℓ en réalisant des simulations de CMB, et la contribution du bruit avec $\langle \tilde{N}_\ell \rangle$ en réalisant des simulations de bruit. En outre pour déterminer les incertitudes sur la valeur des C_ℓ, il faut effectuer un troisième jeu de simulations CMB+bruit. La relation 5.22 qui relie les $\langle \tilde{C}_\ell \rangle$ peut être inversée seulement en regroupant les C_ℓ dans des bandes de ℓ. Comme le spectre de puissance sous la forme

$\mathcal{C}_\ell = \frac{\ell(\ell+1)C_\ell}{2\pi}$ varie peu dans une petite gamme de ℓ, la variation des $\mathcal{C}_\ell$ est considérée comme nulle à l'intérieur de celle-ci, on calcule juste les coefficients $\mathcal{C}_b$. On définit 2 opérateurs $P_{b\ell}$ et $Q_{\ell b}$ qui permettent de passer de l'espace des ℓ à l'espace des bandes b et réciproquement :

$$\begin{aligned} &P_{b\ell} = \frac{\ell(\ell+1)}{2\pi(\ell_{bas}^{(b+1)} - \ell_{bas}^{(b)})} \text{ , pour } \ell_{\mathrm{bas}}^{(\mathrm{b})} \leqslant \ell < \ell_{\mathrm{bas}}^{(\mathrm{b+1})} \\ &P_{b\ell} = 0 \text{ , ailleurs} \end{aligned} \tag{5.23}$$

$$\begin{aligned} &Q_{\ell b} = \frac{2\pi}{\ell(\ell+1)} \text{ , pour } \ell_{\mathrm{bas}}^{(\mathrm{b})} \leqslant \ell < \ell_{\mathrm{bas}}^{(\mathrm{b+1})} \\ &Q_{\ell b} = 0 \text{ , ailleurs} \end{aligned} \tag{5.24}$$

La relation entre $\langle C_\ell \rangle$ et $\langle \mathcal{C}_b \rangle$ est définie via l'opérateur $P_{b\ell}$:

$$P_{b\ell} \langle C_\ell \rangle = \langle \mathcal{C}_b \rangle \tag{5.25}$$

Et si $\langle \mathcal{C}_\ell \rangle$ est vraiment plat alors :

$$\langle C_\ell \rangle = Q_{\ell b} \langle \mathcal{C}_b \rangle \tag{5.26}$$

On peut regrouper toutes les corrections $M_{\ell\ell'}$, F_ℓ et B_ℓ, sous la forme d'une matrice unique $K_{\ell\ell'} = M_{\ell\ell'} F_{\ell'} B_{\ell'}^2$, et réécrire l'équation 5.22 (la somme sur les indices répétés est ici implicite) :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = K_{\ell\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle + \langle \tilde{N}_\ell \rangle \tag{5.27}$$

On peut la projeter dans l'espace des b, et obtenir :

$$P_{b\ell} K_{\ell\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle = P_{b\ell} \left(\langle \tilde{C}_\ell \rangle - \langle \tilde{N}_\ell \rangle \right) \tag{5.28}$$

En remplaçant $\langle C_\ell \rangle$ par les coefficients $\langle \mathcal{C}_b \rangle$ qui sont maintenant les inconnus, on obtient :

$$\begin{aligned} &P_{b\ell} K_{\ell\ell'} Q_{\ell' b'} \langle C_{b'} \rangle = P_{b\ell} \left(\langle \tilde{C}_\ell \rangle - \langle \tilde{N}_\ell \rangle \right) \\ &\langle C_{b'} \rangle = K_{b'b}^{-1} P_{b\ell} \left(\langle \tilde{C}_\ell \rangle - \langle \tilde{N}_\ell \rangle \right) \text{ avec } \mathrm{K_{b'b}} = \mathrm{P_{b'\ell} K_{\ell\ell'} Q_{\ell' b}} \end{aligned} \tag{5.29}$$

C'est l'application de cette dernière équation qui permettra d'estimer le spectre de puissance. L'erreur $\delta\mathcal{C}_b$ sur la valeur de $\mathcal{C}_b$ est déterminée grâce à la troisième série de simulations en calculant la matrice de corrélations $\mathrm{C_{bb'}}$ des $\mathcal{C}_b$:

$$\mathrm{C_{bb'}} = \langle (\mathcal{C}_\mathrm{b} - \langle \mathcal{C}_\mathrm{b} \rangle) (\mathcal{C}'_\mathrm{b} - \langle \mathcal{C}'_\mathrm{b} \rangle) \rangle \tag{5.30}$$

Les moyennes sont effectuées sur les réalisations simulées, l'erreur d'une bande b correspond à la racine carrée des éléments diagonaux de cette matrice :

$$\delta\mathcal{C}_b = \sqrt{\mathrm{C_{bb}}} \tag{5.31}$$

La matrice $\mathrm{C_{bb'}}$ est aussi très importante pour l'utilisation du spectre et notamment le calcul des paramètres cosmologiques, où l'on doit tenir compte du couplage entre les différentes bandes b.

Pour tester si la méthode est non biaisée, j'ai réalisé une simulation typique du vol de Kiruna (couverture, niveau de bruit, sensibilité). Le bruit introduit dans les simulations est gaussien et son spectre est en $1/\nu$ c'est-à-dire de la forme :

$$P(\nu) = \sigma^2 \left(1 + \left(\frac{\nu}{\nu_{knee}}\right)^{\alpha}\right) \tag{5.32}$$

Ce spectre est assez proche de ce que l'on observe dans les données, même si la forme du spectre réel est souvent un peu plus compliquée (l'estimation du spectre réel des données est traité dans le chapitre suivant). Les paramètres typiques d'Archeops, lors du vol de janvier 2001 sont $\sigma = 0.1\mu\mathrm{V}$, $\alpha = -2$ et $\nu_{knee} = 0.5\mathrm{Hz}$. La figure 5.5, qui repésente une moyenne de 1000 reconstructions de C_ℓ et les C_ℓ du modèle de CMB introduit dans celles-ci, montre que la reconstruction des C_ℓ n'est pas biaisée, car la moyenne des 1000 reconstructions se superpose parfaitement au modèle.
Le calcul des C_ℓ par la décomposition en harmoniques sphériques en suivant les corrections de l'algorithme MASTER permet de reconstruire les vrais C_ℓ pour l'expérience Archeops de manière non biaisé.

L'algorithme présenté jusque là opère le calcul sur un seul détecteur, sa généralisation à la combinaison de plusieurs détecteurs est assez simple en prenant certaines précautions. La combinaison de détecteurs peut se faire dans l'espace des b en combinant les $\mathcal{C}_b$ des détecteurs grâce à leur matrice d'erreurs $\mathrm{C_b}$. On peut utiliser la même technique que celle de la fabrication d'une carte optimale, la pixellisation étant la valeur de b, si les $\mathcal{C}_b^i$ de chaque détecteur ne sont pas correlés alors la matrice de corrélation

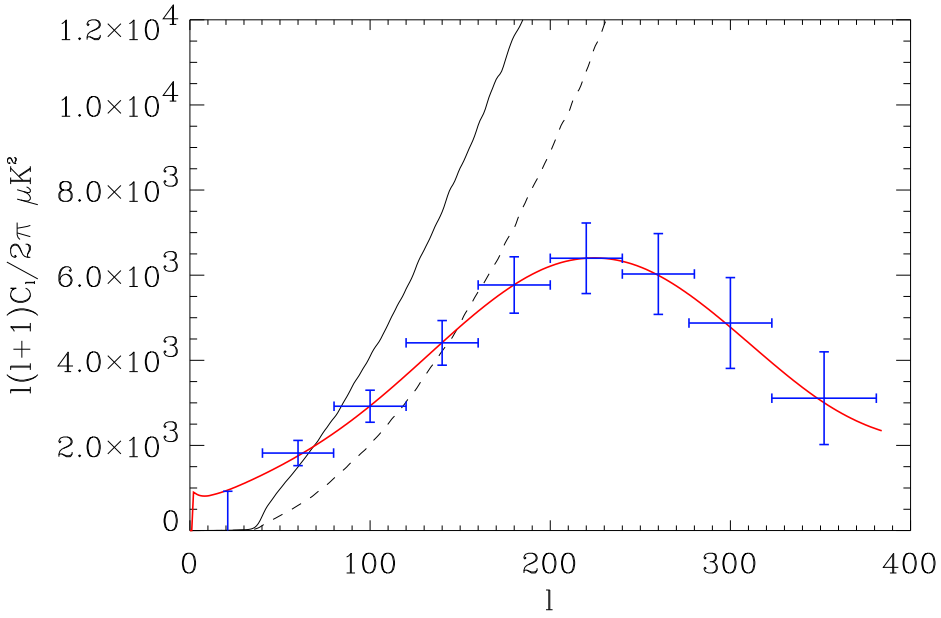


Fig. 5.5: Moyenne de 1000 reconstructions de C_ℓ avec le traitement MASTER (points bleus, le premier point est mis artificiellement à 0 car le filtrage ne permet pas d'estimer sa valeur), cette moyenne se superpose parfaitement avec le modèle de fluctuations introduites dans les simulations (courbe rouge). La courbe noire plein représente la moyenne des pseudo-C_ℓ et la courbe en pointillé la contribution moyenne du bruit ($\langle \tilde{N}_\ell \rangle$)

totale sera bloc diagonale, et on pourra calculer les $\mathcal{C}_b$ moyens en faisant :

$$\mathcal{C}_b = \left(\sum_i (C^i_{bb'})^{-1} \right)^{-1} \sum_i (C^i_{b'b''})^{-1} \mathcal{C}^i_{b''} \tag{5.33}$$

Cette méthode n'est cependant pas optimale car dans l'espace des b on a accès qu'à la puissance des fluctuations du CMB et du bruit. Il vaut mieux combiner les cartes et ensuite calculer les $\mathcal{C}_b$, on utilise l'information sur la phase des fluctuations du CMB. Dans le cas simple de N détecteurs ayant le même niveau de bruit, le signal de chacun peut se décomposer sur la base des harmoniques sphériques :

$$\begin{aligned} d^1(\theta,\phi) &= \sum_{\ell,m} a^1_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi) \\ d^2(\theta,\phi) &= \sum_{\ell,m} a^2_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi) \\ &\cdots \\ d^N(\theta,\phi) &= \sum_{\ell,m} a^N_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi) \end{aligned}$$

Le signal de chaque détecteur est le mélange des fluctuations du CMB s et d'un bruit n^i :

$$\begin{aligned} d^i &= s + n^i \\ s &= \sum_{\ell,m} s_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi) \\ n^i &= \sum_{\ell,m} n^i_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi) \end{aligned}$$

On aura donc pour chaque détecteur $a^i_{\ell m} = s_{\ell m} + n^i_{\ell m}$, et à partir de là on peut soit faire la moyenne des C^i_ℓ, soit faire la moyenne des cartes (cela revient à faire la moyenne des $a^i_{\ell m}$). En faisant la moyenne des cartes on obtient :

$$\tilde{C}_\ell = \sum_m \frac{\left|\sum_i {a_{\ell m}}^i\right|^2}{(2l+1)N^2} = \sum_m \frac{|s_{\ell m}|^2}{(2l+1)} + \sum_m \frac{|n_{\ell m}|^2}{(2l+1)N} \tag{5.34}$$

En faisant la moyenne des $\tilde{C}^i_\ell$, on obtient :

$$\tilde{C}_\ell = \frac{\sum_i \tilde{C}^i_\ell}{N} = \sum_i \sum_m \frac{|a^i_{\ell m}|^2}{(2l+1)N} = \sum_m \frac{|s_{\ell m}|^2}{(2l+1)} + \sum_m \frac{|n_{\ell m}|^2}{(2l+1)} \tag{5.35}$$

La contribution du bruit (variance) dans les $\tilde{C}_\ell$ lorsqu'on moyenne les cartes est réduite par un facteur N, si bien que l'erreur sur l'estimation des C_ℓ sera réduite par un facteur $\sqrt{N}$. Pour obtenir ce résultat il faut bien sûr que les termes croisés $n^i_{\ell m} n^{j*}_{\ell m}$ de $\left|\sum_i n^i_{\ell m}\right|^2$ soient nuls, donc que le bruit des détecteurs ne soit pas corrélé entre eux. Si leurs bruits sont parfaitement corrélés on obtient la même précision qu'en moyennant les C_ℓ.

Bien sûr si les détecteurs n'ont pas le même bruit, il faut additionner les cartes en utilisant les cartes de bruit simulées. De la même manière que pour la moyenne des $\mathcal{C}_b$, on peut décrire la reconstruction de cette moyenne, si les bruits ne sont pas corrélés, par (T représente la carte moyenne, T^i les cartes, i représente le numéro du détecteur, p le pixel, N la matrice de corrélation du bruit) :

$$T_p = \left(\sum_i (N^i_{pp'})^{-1}\right)^{-1} \sum_i (N^i_{p'p''})^{-1} T^i_{p''} \tag{5.36}$$

Dans ce cas de figure on suppose que la matrice de corrélation du bruit entre toutes les cartes est bloc-diagonale. Cependant contrairement à la moyenne dans l'espace des b, cette opération est assez lourde car il y a quelques dizaines de milliers de pixels et cette opération doit être réalisé pour chaque simulation. Dans la suite j'ai donc

supposé les termes hors-diagonale des matrices N^i négligeables, l'expression de T_p se simplifie grandement :

$$T_p = \frac{\sum_i T_p^i/(\sigma_p^i)^2}{\sum_i 1/(\sigma_p^i)^2} \tag{5.37}$$

Les σ_p^i représentent la dispersion des valeurs du pixel p des cartes de bruit simulées du détecteur i ($N_{pp}^i = (\sigma_p^i)^2$). Une fois les cartes moyennées les $\mathcal{C}_b$ sont déterminés de la même manière que pour une carte faite à partir d'un seul détecteur.

6. CALCUL DU SPECTRE SUR LES DONNÉES ARCHEOPS

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit deux méthodes pour calculer le spectre de puissance, dont notamment la méthode MASTER que nous allons maintenant appliquer aux données du vol d'Archeops de janvier 2001. La modélisation du spectre de puissance obtenu directement à partir d'une carte est la suivante :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} F_{\ell'} B^2_{\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle + \langle \tilde{N}_\ell \rangle \tag{6.1}$$

Sachant que la quantité que nous voulons extraire est $\langle C_{\ell'} \rangle$ il faut déterminer les autres paramètres et montrer qu'ils correspondent à cette modélisation :

- $\langle \tilde{C}_\ell \rangle$, les pseudo-Cls des données, pour que le modèle s'applique, ne doivent contenir que le CMB et le bruit gaussien, donc il faut que :
  - les effets systématiques résiduels soient négligeables ;
  - la contribution de la galaxie le soit aussi.

- $\langle \tilde{N}_\ell \rangle$, la moyenne des pseudo-Cls des réalisations de bruit doit être représentative du bruit des données, donc :
  - le bruit des données doit être gaussien et stationnaire ;
  - il faut pouvoir modéliser son spectre de puissance avec une grande précision ;

- F_ℓ, la fonction de filtrage obtenue avec les simulations doit inclure aussi les effets instrumentaux ;

- B_ℓ, la correction du lobe décrite précédemment s'applique au lobe gaussien, il faut qu'il en soit assez proche ;

- $M_{\ell\ell'}$, la matrice de mélange des modes qui corrigent de la couverture partielle du ciel nécessite juste la connaissance de la partie du ciel couvert.

En regroupant les principaux points nécessaires à l'analyse, on peut dégager les trois parties qui constitueront la suite de ce chapitre :

- le bruit doit être gaussien et stationnaire, pour pouvoir le modéliser simplement et estimer sa contribution au spectre de puissance ;
- il faut ensuite connaître très précisément la forme du spectre de puissance du bruit, qui est le paramètre du bruit gaussien et stationnaire ;
- il faut éliminer ou réduire à un niveau négligeable la contribution de la galaxie aux C_ℓ, l'émission de la poussière galactique est une source importante même aux basses fréquences d'Archeops ;

Le chapitre se termine par l'estimation du spectre de puissance de chacun des détecteurs, qui satisfont les conditions précédemment citées.
Les données analysées dans cette thèse sont celles des vols Archeops test de Trapani (17 juillet 1999) et scientifique de Kiruna (29 janvier 2001). Les détecteurs sensibles au CMB comme nous l'avons vu au chapitre 2 sont les détecteurs basse-fréquence d'Archeops à 143 et 217 GHz.
La nacelle, lors du vol de Trapani, embarquait trois détecteurs à ces fréquences qui ont fonctionné, les bolomètres 143T01, 143T03 et 217T01. Lors du premier vol scientifique Archeops embarquait :

- 5 détecteurs à 143 GHz fonctionnant correctement (2 autres détecteurs à 143 GHz fonctionnèrent mais leur bruit présente une structure télégraphique) : 143K01, 143K02, 143K03, 143K04, 143K05, 143K07 ;

- 6 détecteurs à 217 GHz : 217K01, 217K02, 217K03, 217K04, 217K06, 217T06 [1].

6.1 Gaussianité et stationnarité

La gaussianité du bruit des détecteurs impliquent qu'il est défini parfaitement par son spectre de puissance. Pour un bruit n, dans l'espace de Fourier la partie réelle a et imaginaire b de chacun des coefficients c de ce bruit aura une distribution gaussienne de largeur identique :

[1] les bolomètres du vol de Kiruna qui possède un T dans leur nom correspondent à ceux qui volèrent lors du vol technique et furent réutilisés pour le premier vol scientifique

$$c(\nu) = a(\nu) + ib(\nu) \tag{6.2}$$

$$P(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma(\nu)^2}} e^{\frac{-a^2}{2\sigma(\nu)^2}} \tag{6.3}$$

$$P(b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma(\nu)^2}} e^{\frac{-b^2}{2\sigma(\nu)^2}} \tag{6.4}$$

Dans le cas d'un bruit blanc (bruit non corrélé dans le temps) la puissance est la même à toute les échelles et $\sigma(\nu)$ est constant. Le spectre de puissance est en fait proportionnel à $\sigma(\nu)^2$. On peut aussi regarder la distribution du spectre et de la phase pour savoir si le bruit est gaussien. La distribution du spectre de puissance de $c(\nu)$ c^*c est :

$$P(c^*c) = \frac{1}{2\sigma^2} \exp^{-c^*c/(2\sigma^2)} \tag{6.5}$$

On peut aussi utiliser la distribution de la racine carrée du spectre de puissance $\sqrt{c^*c}$, dont le maximum de probabilité correspond à σ :

$$P(\sqrt{c^*c}) = \frac{\sqrt{c^*c}}{\sigma^2} \exp^{-c^*c/(2\sigma^2)} \tag{6.6}$$

La distribution de probabilité de la phase est quant à elle uniforme de 0 à 2π.

La stationnarité du bruit implique dans le cas du bruit gaussien que le spectre de puissance ne va pas changer au cours du temps. L'écart à la stationnarité est différent de l'écart à la gaussianité mais leur distinction peut être assez difficile dans les données pour certaines échelles temporelles, c'est-à-dire si le spectre de puissance varie beaucoup on aura du mal à dire si c'est un bruit gaussien non-stationnaire ou si c'est un bruit non-gaussien stationnaire (ou les deux). Ceci pour le cas où la distribution de la phase est uniforme, sinon le bruit est non-gaussien.
Pour avoir une meilleure perception de la variation dans le temps et en fonction de la fréquence des propriétés du bruit, le plus simple est de faire un diagramme temps-fréquence représentant le spectre de puissance en fonction du temps. Ce diagramme est construit en empilant les spectres de morceaux consécutifs de données (figure 6.1 & 6.2). Les traces s'étalant en fréquence (axe horizontal) à un temps donné indique une pathologie à ce moment, les variations sur l'axe vertical (axe temporel) représente les non-stationnarités.

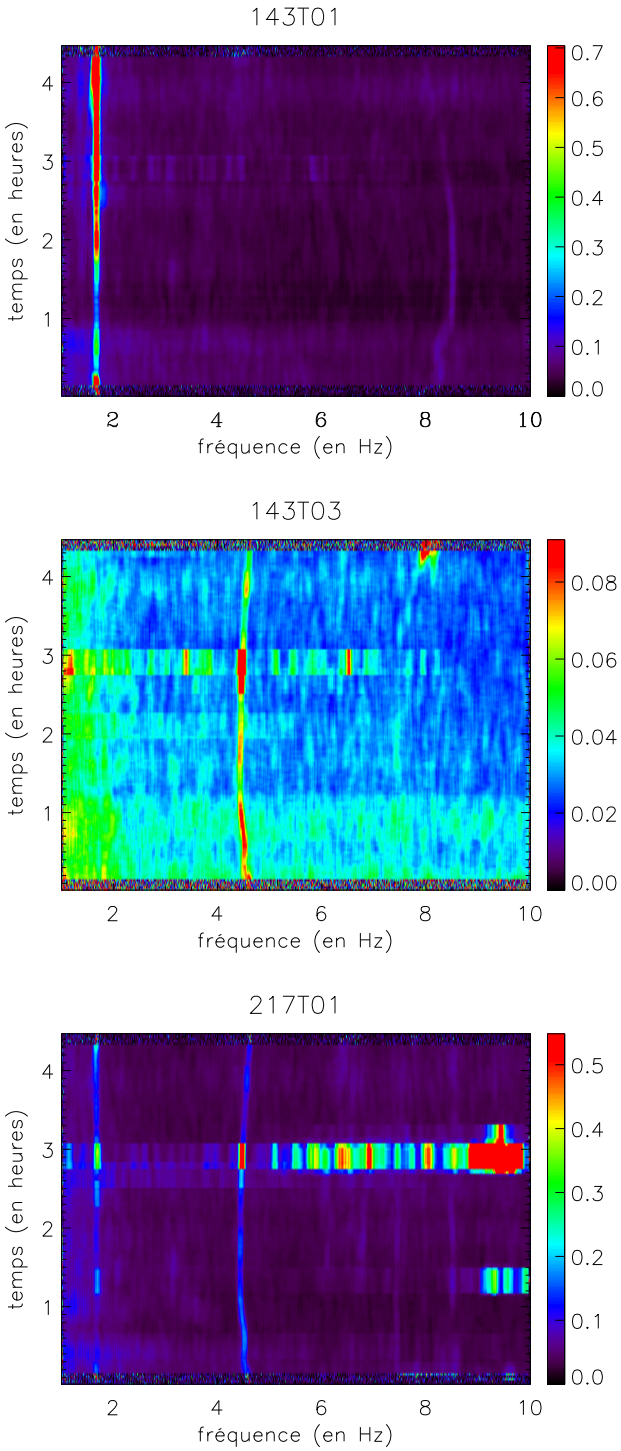


Fig. 6.1: Diagrammes temps-fréquence (graduation en μV^2) des bolomètres basse fréquence (143 et 217 GHz) du vol de Trapani 1999 (17 juillet). Le spectre des bolomètres lors du vol de Trapani change au cours du temps (les lignes horizontales représentent des bouffées de bruit résiduel). Les variations les plus nettes sont celles de pics se déplacant légèrement en fréquence au cours du temps.

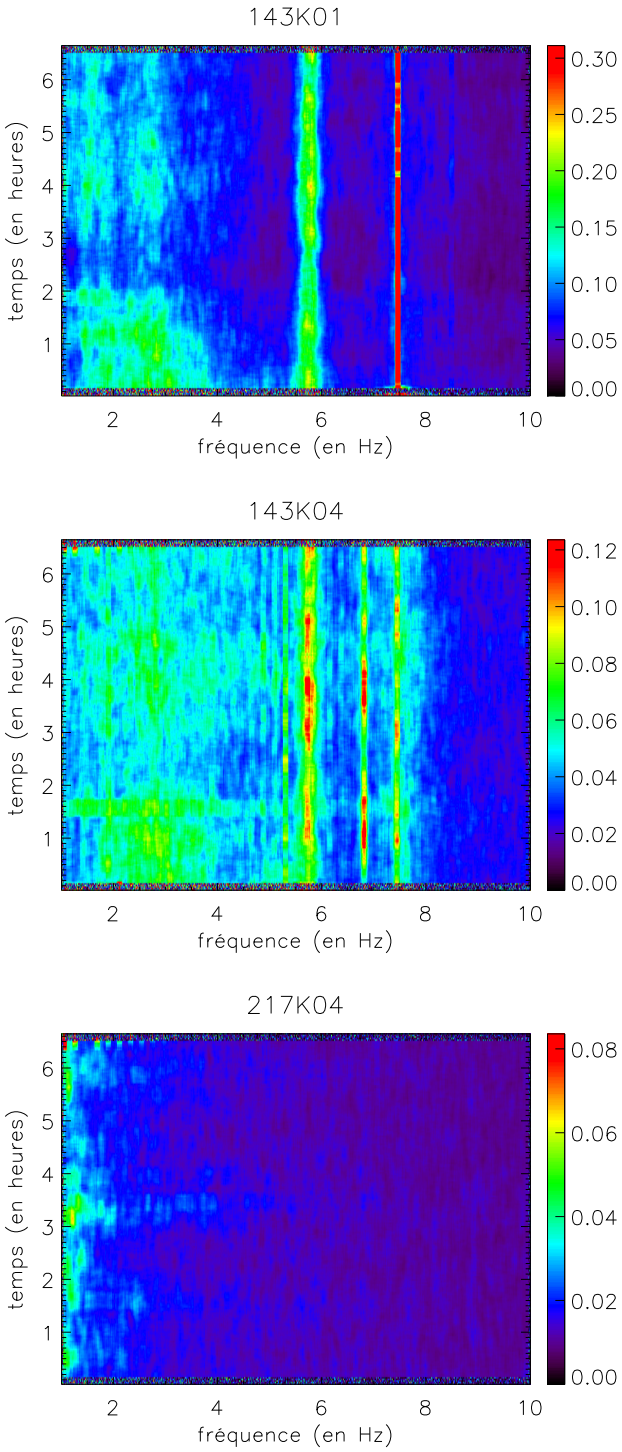


Fig. 6.2: Diagrammes temps-fréquence typiques (graduation en μV^2) de bolomètres basse-fréquence (143 et 217 GHz) du vol de Kiruna 2001 (29 janvier). Le spectre des bolomètres à 143 GHz varie au cours du temps contrairement à celui du 217 GHz.

Les figures 6.1 et 6.2 montrent les diagrammes temps-fréquence des bolomètres respectivement de Trapani (vol 17 juillet 1999) et Kiruna (vol 29 janvier 2001). Les bolomètres de Trapani ont tous des variations de spectre notamment dues au déplacement de certains pics (le pic entre 4 et 5 Hz pour le 143T03 et 217T01, le pic entre 8 et 9 Hz pour le 143T01).
Les bolomètres à 143 GHz du vol de Kiruna (29 janvier 2001) ont pour la plupart un niveau de bruit entre 2 et 4 Hz plus important lors de 2-3 premières heures de vol. Leur spectre varie au cours du temps et ils ne seront donc pas utilisés dans la suite de cette analyse. Les détecteurs les plus propres sont les bolomètres à 217 GHz. Les bolomètres 217K01, 217K02, et 217K03 ont cependant un niveau de bruit très important. Je me concentre donc dans la suite sur l'analyse des 2 bolomètres les plus propres et les plus sensibles *i.e.* les bolomètres 217K04 et 217K06.

Tests de gaussianité :
Les 2 détecteurs restant, 217K04 et 217K06, ont une distribution qui semble bien gaussienne comme le montre la distribution des phases et de la racine carrée du spectre des figures 6.3 et 6.4 (bolomètre 217K06 entre 1 et 1,5 Hz).

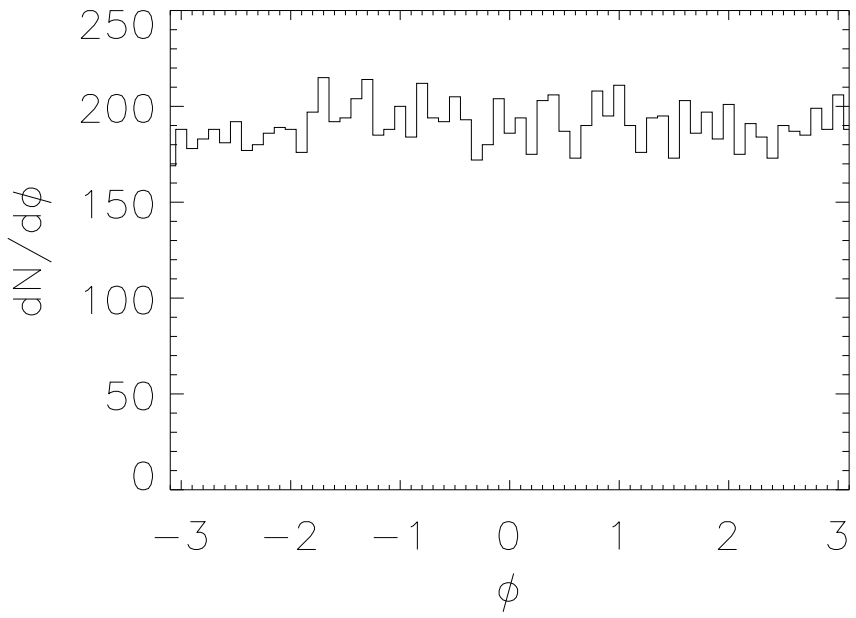


Fig. 6.3: Distribution des phases des coefficients de Fourier du signal de l'un des bolomètres (217K06) entre 1 et 1,5 Hz, la distribution est uniforme comme celle attendue pour un bruit gaussien.

Pour estimer le niveau de non-gaussianité dans le signal des 2 bolomètres restants, et

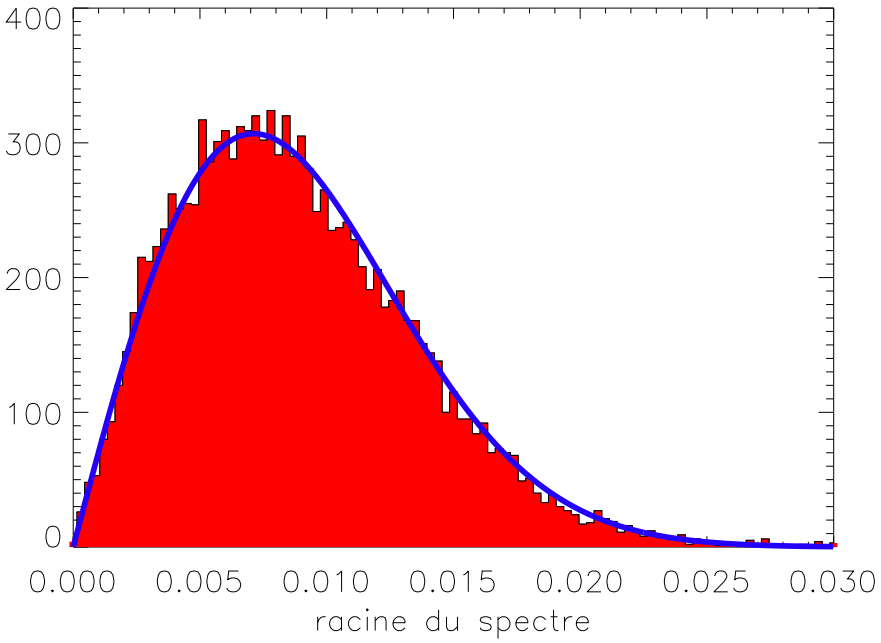


Fig. 6.4: Distribution de la norme des coefficients de Fourier du signal d'un bolomètre (en rouge, bolomètre 217K06) et distribution attendue (en bleu) pour le cas d'un bruit gaussien. Les histogrammes se superposent parfaitement.

vérifier s'il est inférieur au niveau du CMB attendu, j'ai posé un modèle de déviation à la gaussianité dans le spectre de puissance (en fait dans la racine carrée du spectre), qui reflète l'écart entre la valeur la plus probable et la largeur de la distribution. On suppose que sur une certaine plage de fréquence $\Delta\nu$, la racine du spectre $\sqrt{c^*c}$ est composé d'une distribution gaussienne $\sqrt{g^*g}$ et d'un niveau non gaussien γ, en exprimant la probabilité de $\sqrt{g^*g}$, on a :

$$P(\sqrt{g^*g}|\gamma,\sigma) = P(\sqrt{c^*c}-\gamma|\gamma,\sigma) = \frac{(\sqrt{c^*c}-\gamma)}{\sigma^2}\exp^{(\sqrt{c^*c}-\gamma)^2/(2\sigma^2)} \tag{6.7}$$

Sur une petite plage de fréquence, on suppose que le spectre de puissance de la partie gaussienne σ^2 varie lentement et peut être modéliser par un spectre variant linéairement avec la fréquence $\sigma^2 = \alpha\nu + \beta$, en combinant les probabilités on obtient (attention c dépend de ν donc $\sqrt{c^*c}$ aussi) la fonction de vraisemblance :

$$L(\alpha,\beta,\gamma|\sqrt{c^*c}) = \prod_{\nu\in\Delta\nu}\frac{(\sqrt{c^*c}-\gamma)}{(\alpha\nu+\beta)^2}\exp^{(\sqrt{c^*c}-\gamma)^2/(2(\alpha\nu+\beta)^2)} \tag{6.8}$$

On maximise la fonction de vraisemblance (équation 6.8) pour obtenir les paramètres α, β et γ. Le paramètre γ nous donne ensuite le niveau de l'écart à la gaussianité (figure 6.5 et 6.6).

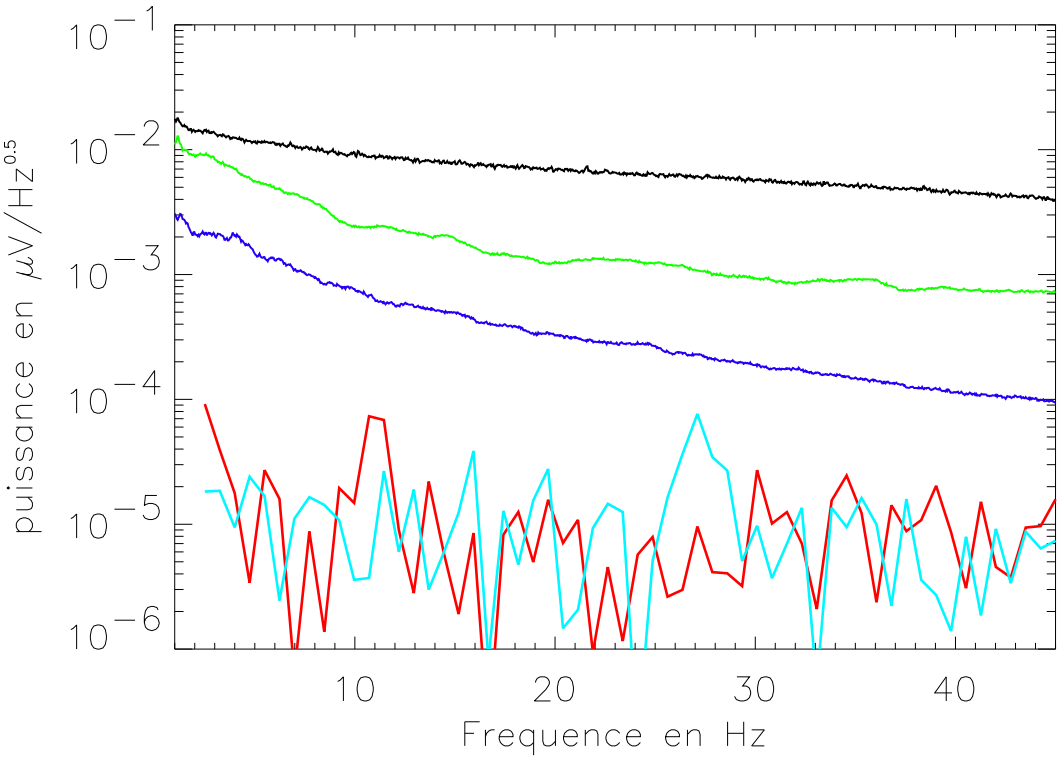


Fig. 6.5: Estimation de l'écart à la gaussianité pour le détecteur 217K04 (courbe rouge), par rapport à un bruit parfaitement gaussien (courbe bleu ciel), et par rapport au spectre temporel du CMB attendu dans ce détecteur (courbe bleue). La courbe noire représente le spectre du bruit dans les données ordonnées dans le temps, la courbe verte celui du bruit de la carte. Le niveau de non-gaussianité est compatible avec zéro et inférieure au niveau du CMB sur cette plage de fréquence de 1 à 45 Hz.

Le niveau des γ ajusté sur les données est toujours inférieur au niveau du spectre attendu pour les anisotropies du CMB (le niveau de ce spectre dépend du modèle cosmologique choisi et de l'étalonnage du détecteur, ces 2 paramètres ont été choisis de manière aussi réaliste que possible).

Le dernier test effectué concernant les déviations du spectre à la gaussianité est de regarder la compatibilité de la distribution du bruit estimé sur nos données et celle de nos simulations de bruit réalisées à partir de cette estimation . Sur la figure 6.7, les

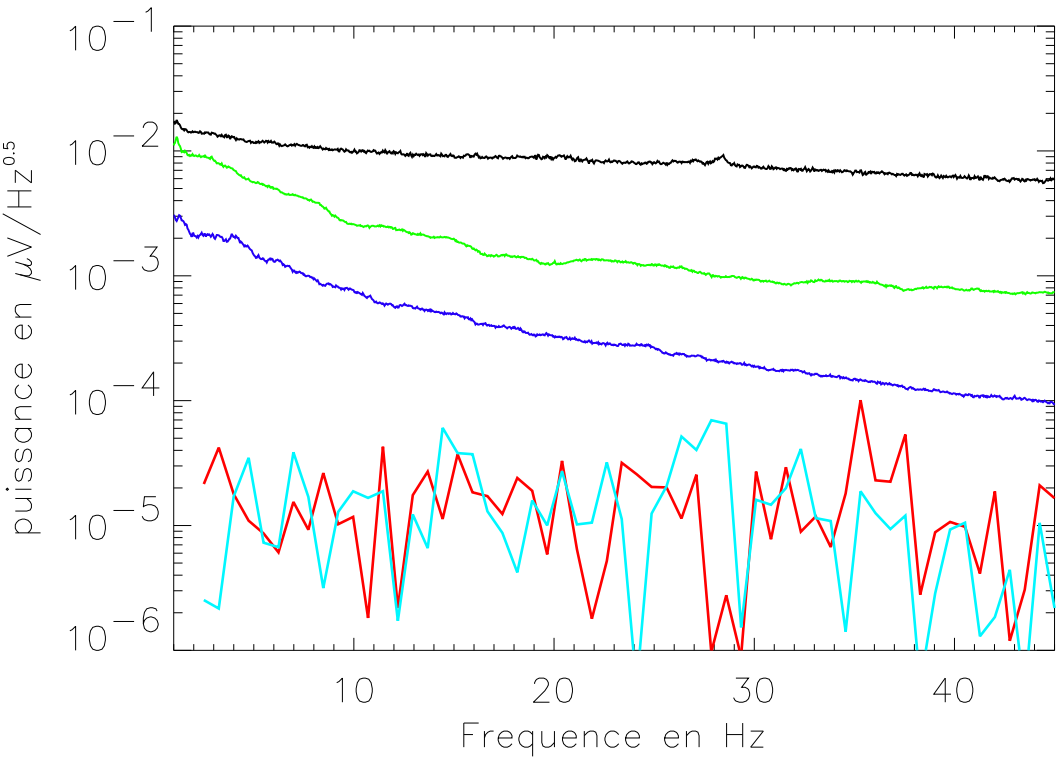


Fig. 6.6: Estimation de l'écart à la gaussianité pour le déteteur 217K06 (courbe rouge), par rapport à un bruit parfaitement gaussien (courbe bleu ciel), et par rapport au spectre temporel du CMB attendu dans ce détecteur (courbe bleue). La courbe noire représente le spectre du bruit dans les données ordonnées dans le temps, la courbe verte celui du bruit de la carte. Le niveau de non-gaussianité est compatible avec zéro et inférieure au niveau du CMB sur cette plage de fréquence de 1 à 45 Hz.

histogrammes de l'estimation du bruit des données des bolomètres 217K04 et 217K06 filtrées entre 1 et 45 Hz (partie utilisée pour le calcul des C_ℓ) sont compatibles avec la distribution des bruits simulées correspondants (leur variance est en accord à mieux que 0,1%).

En conclusion, j'ai montré que de nombreux détecteurs ont un bruit non-stationnaire, et ils ont été éliminés de cette analyse. Les 2 détecteurs restants (217K04 et 217K06), qui ont un bruit stationnaire et sont parmi les plus sensibles, passent tous les tests proposées de déviation de leur bruit à la gaussianité. Il faut donc maintenant évaluer leurs propriétés, dont notamment leur spectre de puissance.

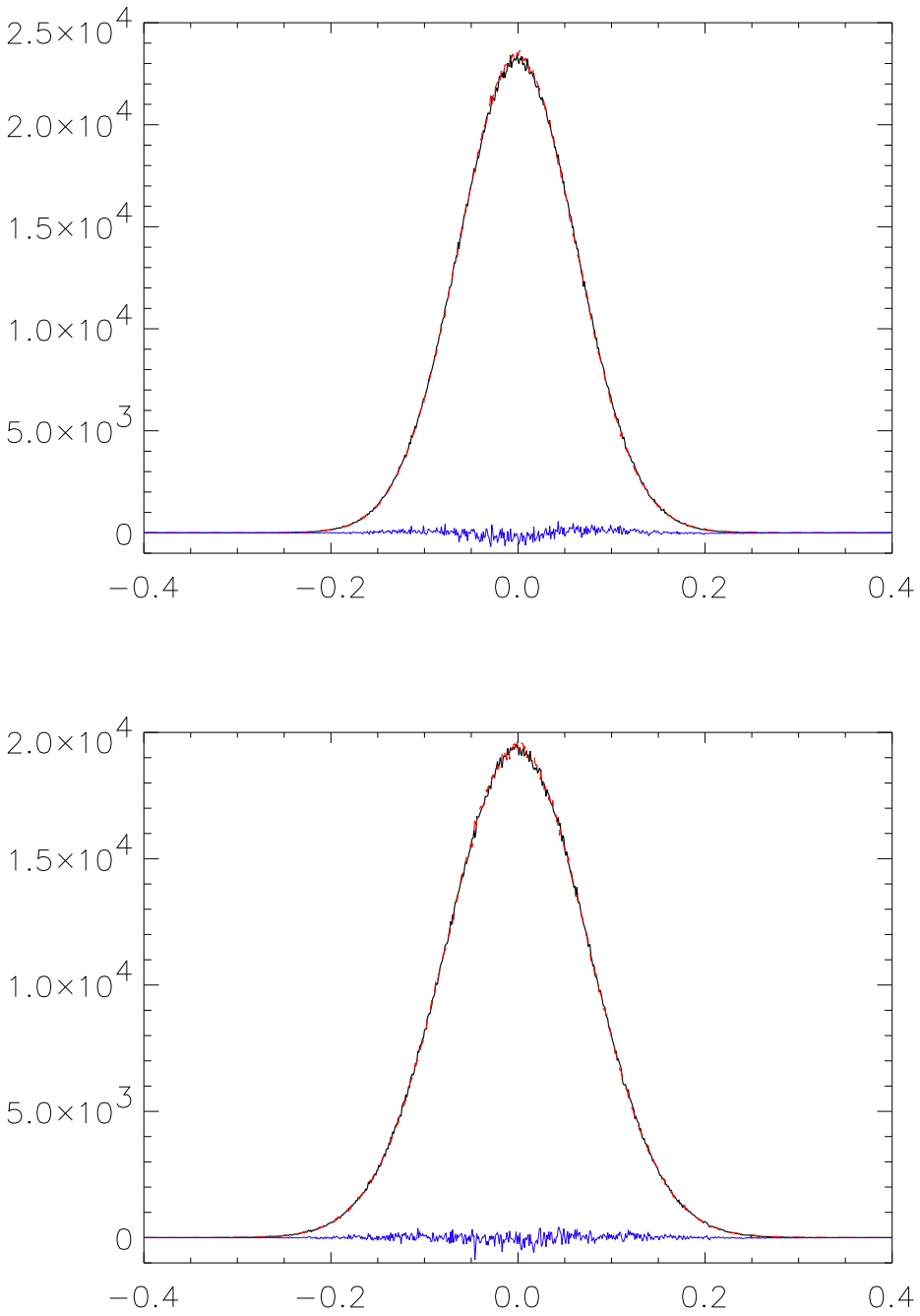


Fig. 6.7: Histogrammes de l'estimation du bruit des données (en noir) pour les bolomètres 217K04 (en haut) et 217K06 (en bas). L'histogramme d'une réalisation simulée du bruit (en rouge pointillé) est superposée sur chacune des distributions. La courbe bleue représente la différence entre les 2 courbes.

6.2 Estimation du spectre de bruit

Comme nous l'avons montré dans le chapitre 5 (figure 5.5 représentant une simulation avec un niveau de bruit réaliste), le bruit contribue majoritairement à la puissance dans le spectre des C_ℓ. On peut voir que le rapport signal sur bruit est inférieur à 1 sur toutes les échelles. Même en combinant quelques détecteurs le bruit a toujours une puissance supérieure au signal. Les propriétés du bruit doivent donc être extrêmenent bien connues, ce qui dans le cas du bruit gaussien stationnaire revient à connaître le spectre de puissance du bruit dans le domaine temporel. La première difficulté pour modéliser le bruit est d'arriver à le "séparer" du signal, en fait à séparer sa contribution au spectre de puissance (le séparer complètement du signal étant impossible). On peut modéliser les données de chaque détecteur comme :

$$d_{\text{bolomètre}} = \text{bruit} + \text{CMB} + \text{galaxie} \tag{6.9}$$

La contribution du CMB est très faible dans le domaine temporel, le bruit donne la plus grosse contribution, et le signal galactique une contribution plus petite mais pas négligeable (Archeops croise le plan galactique chaque demi-tour, toutes les 15 secondes). Dans un premier temps, pour éviter la contamination des basses fréquences, les données d sont filtrées dans la zone utilisée ensuite pour le calcul des C_ℓ (la connaissance du spectre ailleurs n'est pas utile), c'est-à-dire dans notre cas entre 1 et 45 Hz. Pour obtenir la contribution du bruit on peut soustraire une estimation du signal, comme par exemple la carte des données (données projetées sur le ciel) :

$$n_{est} = d - \underbrace{A(A^T A)^{-1} A^T d}_{\text{signal galactique}} \tag{6.10}$$

Dans l'équation 6.10, le signal est estimé en faisant une carte qui est juste la projection des données sur la pixellisation choisie. On peut utiliser une technique de fabrication plus évoluée telle qu'une fabrication optimale comme cela est montré dans l'équation 5.7. Quoiqu'il en soit l'estimation n'est pas parfaite et pour deux raisons :

- premièrement en faisant ça, on suppose que le bruit sur la carte est négligeable, c'est-à-dire qu'il se moyenne à zéro, ce qui est vrai quand le nombre d'échantillons tombant dans chaque pixel est grand. Pour calculer les C_ℓ jusqu'au mode $\ell \approx 400$, j'utilise une carte de 30 minutes d'arc de résolution (nside= 128 en convention Healpix). Dans ce cas le nombre moyen d'échantillons dans chaque

pixel est d'environ une centaine, ce qui ne réduit le niveau de bruit que d'un facteur 10, sa contribution ne peut être négligé. Le bruit sur la carte étant corrélé au bruit dans le temps, sa présence diminue la puissance dans l'estimation du spectre du bruit ;

– deuxièmenent le signal est reconstruit en relisant une carte, qui est fabriquée à une certaine pixellisation. Cette relecture crénelle le signal estimé dans le temps. La taille des crénaux sera d'autant plus grand que la résolution de la carte utilisée sera faible. Cet effet ne peut disparaître que si la taille des pixels est inférieure à la taille du lobe de l'instrument (résolution angulaire). Ces créneaux induisent une différence entre le signal estimé et le signal réel, cette différence va rajouter de la puissance dans l'estimation du spectre de puissance du bruit.

Pour réduire le première effet il faut augmenter la taille des pixels, alors que pour réduire le second il faut la diminuer. Dans le cas d'Archeops, il n'y a pas de pixellisation où les deux effets soient négigeables, mais comme leur contribution au spectre est opposée ainsi que leur amplitude en fonction de la pixellisation, il existe une pixellisation pour laquelle leur effet est minimale. La contribution positive des crénaux du signal diminue la contribution négative du bruit résiduel de la carte, sans toutefois l'annuler. Cette situation n'est pas satisfaisante il faut donc raffiner le modèle pour tenir compte de ces deux effets. On peut définir l'estimation du bruit en fonction du vrai bruit n et des 2 biais ϵ_n et ϵ_s :

$$n_{est} = n - \epsilon_n + \epsilon_s \tag{6.11}$$

Grâce à des simulations normalisées sur les propriétés du bolomètre 217k04 on peut voir quels sont l'amplitude et les caractéristiques spectrales de ces biais.

Tout d'abord ϵ_n, en simulant du bruit, et en lui appliquant l'algorithme de reconstruction du bruit, on s'aperçoit que la puissance du bruit estimé est bien réduite (Figure 6.8). Cette réduction est plus importante à basse fréquence, et devient quasiment nulle aux fréquences plus grandes que celle correspondant à la taille du pixel (à peu près 15 Hz). L'effet est toujours plus faible que 5% après 1 Hz, et l'effet intégré est de 2,9 %. La forme de l'écart relatif du bruit estimé par rapport au bruit ne dépend pas de manière importante de la forme du spectre et de son amplitude, on peut donc utiliser une correction directement calculée à partir de la première estimation du spectre $n^*_{est} n_{est}$ sans avoir recours à l'inversion du système, et on obtient un nouveau spectre

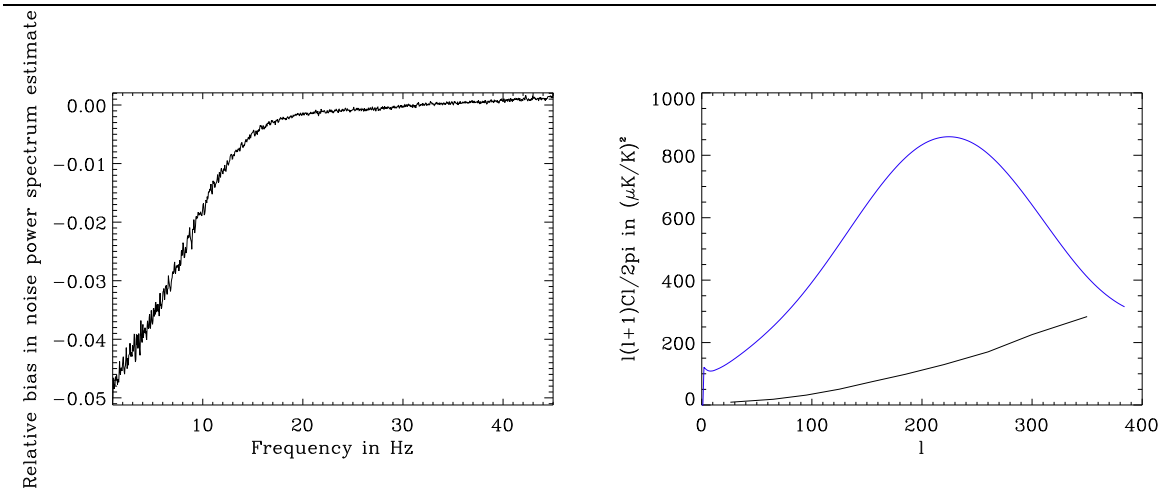


Fig. 6.8: Erreur relative ($\frac{\Delta N}{N}$ à gauche) sur l'estimation du spectre de puissance du bruit entre 1 et 45 Hz, causé par le bruit résiduel ϵ_n sur la carte (résolution 30 minutes d'arc). ϵ_n diminue la puissance du bruit jusqu'à 5% à 1 Hz, l'effet devient négligeable pour des fréquences correspondant à la taille du pixel ($30' \rightarrow 15$Hz). Cette estimation est réalisé en faisant la moyenne sur 100 simulations. À droite, la figure montre l'amplitude de l'erreur (courbe noire) commise sur l'estimations des C_ℓ (courbe bleue : modèle théorique), car en fait les C_ℓ vont être sous-estimés de cette quantité. Cet écart est en fait l'écart moyen entre 1000 réalisations du bruit et du bruit estimé.

de bruit ($\tilde{}$ représente la transformée de Fourier, et $\langle\rangle$ une moyenne sur plusieurs réalisations) :

$$\langle \tilde{n}^* \tilde{n} \rangle = \left(\frac{\Delta N}{N} + 1 \right)^{-2} \langle \tilde{n}^*_{est} \tilde{n}_{est} \rangle \tag{6.12}$$

$\langle \tilde{n}^* \tilde{n} \rangle$ représente le spectre de puissance du bruit, et $\frac{\Delta N}{N}$ l'écart relatif du spectre de bruit et du spectre de bruit estimé obtenu grâce aux simulations.
Cette correction est importante pour la reconstruction des C_ℓ car comme on le voit sur la Figure 6.8, le biais introduit atteint 100% pour le mode $\ell \approx 350$.

L'autre biais ϵ_s provient de l'estimation du signal qui est pixellisée, le signal est composé des anisotropies du CMB et de l'émission de la poussière galactique. Cette dernière contribution est la plus importante, car Archeops croise le plan galactique. On ne peut estimer la contribution du signal galactique ϵ_s de la même manière que celle du bruit ϵ_n, car il n'y a pas de corrélation entre le bruit et le signal galactique, ϵ_s est donc un terme additif. L'amplitude d'ϵ_s dépend donc du niveau de signal galactique, c'est-à-dire du modèle d'émission et de l'étalonnage des détecteurs. Pour estimer ce biais, j'ai utilisé la carte galactique SFD à 100 μm de résolution 3.5 minutes d'arc

(nside = 1024 en convention Healpix) convoluée par un lobe gaussien de 8 minutes d'arc. Ce modèle de signal galactique ne correspond pas tout à fait au signal reçu dans nos détecteurs, spécialement dans le plan galactique, ces écarts sont supposés suffisamment faibles pour ne pas perturber de manière importante l'estimation de l'excès de puissance dans le spectre du bruit. D'autre part pour visualiser l'influence des erreurs d'étalonnage et du biais du modèle d'émission galactique, l'effet est estimé avec 3 valeurs différentes de niveau de signal galactique : un niveau ajusté sur les données, un niveau faible 33% de moins que le niveau ajusté et un niveau fort 33% de plus que le niveau ajusté.

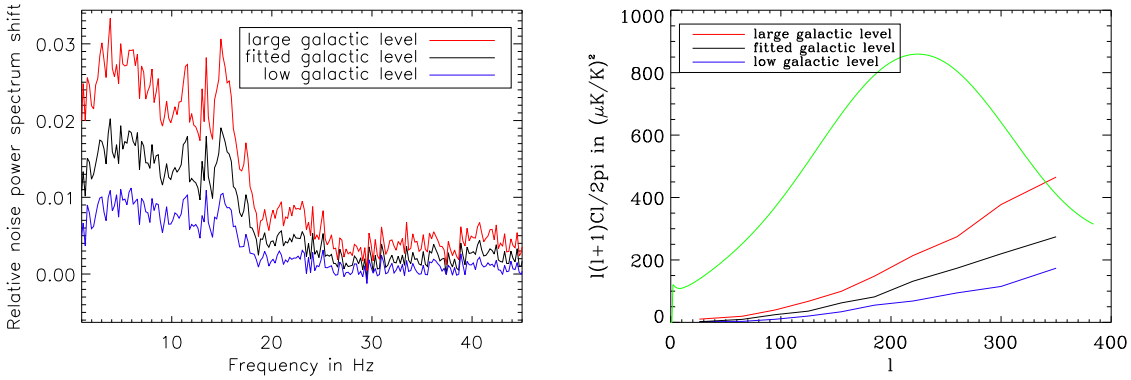


Fig. 6.9: Erreur relative ($\frac{\Delta N}{N}$ à gauche) sur l'estimation du spectre de puissance du bruit entre 1 et 45 Hz, causé par la pixellisation du signal galactique ϵ_s (résolution 30 minutes d'arc). ϵ_s augmente la puissance du bruit jusqu'à 3% à 1 Hz, l'effet devient négligeable pour des fréquences correspondant à la taille du pixel ($30' \rightarrow 15$Hz) de la même manière que pour le biais dû au bruit résiduel de la carte. La forme de la contribution de ce biais n'est cependant pas la même que celle du bruit résiduel, la décroissance de l'effet est moins rapide avec la fréquence.À droite, la figure montre l'erreur (courbes noire, rouge et bleue) commise sur l'estimations des C_ℓ (courbe verte : modèle théorique). Cet écart est en fait l'écart moyen entre 1000 réalisations du bruit et du bruit estimé. Sur chaque figure, le biais est estimé pour 3 amplitudes différentes de contamination galactique : en noire l'amplitude ajustée sur les données, en rouge une amplitude forte (niveau ajusté + 33%) et en bleu une amplitude faible (niveau ajusté - 33%).

La Figure 6.9 montre le niveau du biais de la pixellisation de la même manière que la Figure 6.8 pour le bruit résiduel de la carte. L'effet sur le spectre de puissance n'a pas la même forme que celui de l'effet du bruit résiduel. Il devient lui-aussi négligeable quand la fréquence est supérieure à la fréquence (environ 15 Hz) correspondant à la taille du pixel, mais pour les fréquences plus petites la décroissance est moins rapide.

Le niveau du biais est quasiment constant pour ces fréquences et avoisine les 1 à 3% suivant l'amplitude du signal galactique. L'effet intégré sur toutes les fréquences de 1 à 45 Hz est de 0,8 à 2,6 %. Sur la figure 6.9, on voit aussi que l'amplitude de l'effet sur les C_ℓ est important, il peut atteindre un niveau comparable aux C_ℓ attendus dés $\ell \approx 300$. L'amplitude de ce biais est donc du même ordre que le précédent, spécialement si on regarde le biais calculé à partir du niveau de signal galactique ajusté sur les données. Comme ces deux biais sont de signes opposés, ils vont avoir tendance à s'annuler justement pour la pixellisation qui nous intéresse. Cette estimation n'est cependant pas satisfaisante, car le niveau de contamination galactique n'est pas très bien connue et le rapport signal sur bruit peut changer d'un détecteur sur l'autre, les 2 biais ne s'annulant alors plus. La soustraction du biais galactique pose le problème de la connaissance imparfaite de ce niveau.

Pour résoudre ce problème en réduisant au maximum les sources d'incertitude, j'ai choisi d'utiliser une pixellisation plus fine pour réduire le niveau des créneaux, l'incertitude relative du niveau de signal galactique par rapport au niveau de bruit devient alors beaucoup plus faible. La pixellisation ne peut cependant pas être trop fine pour pouvoir obtenir une bonne correction du biais dû au bruit résiduel. La nouvelle estimation du spectre du bruit devient donc :

$$\tilde{n''}^*_{est}\tilde{n''}_{est} = \left(\frac{\Delta N}{N} + 1\right)^{-2} \left\{\tilde{n'}^*_{est}\tilde{n'}_{est} - (\tilde{\epsilon_s})^*_{est}(\tilde{\epsilon_s})_{est})\right\} \tag{6.13}$$

n'_{est} vaut $d - A'(A'^T A')^{-1} A'^T d$, A'^T représente la nouvelle matrice de projection dans les pixels pour la nouvelle pixellisation de 15 minutes d'arc (nside = 256 en convention Healpix), $(\epsilon_s)_{est}$ représente l'estimation du biais galactique. Cette nouvelle estimation du bruit permet d'avoir une incertitude très faible provenant de à la contamination galactique car son effet n'est plus que de l'ordre de 0,5 % (Figure 6.10), le bruit résiduel provenant de la carte est plus important qu'avant mais peut être corrigé de manière auto-consistante

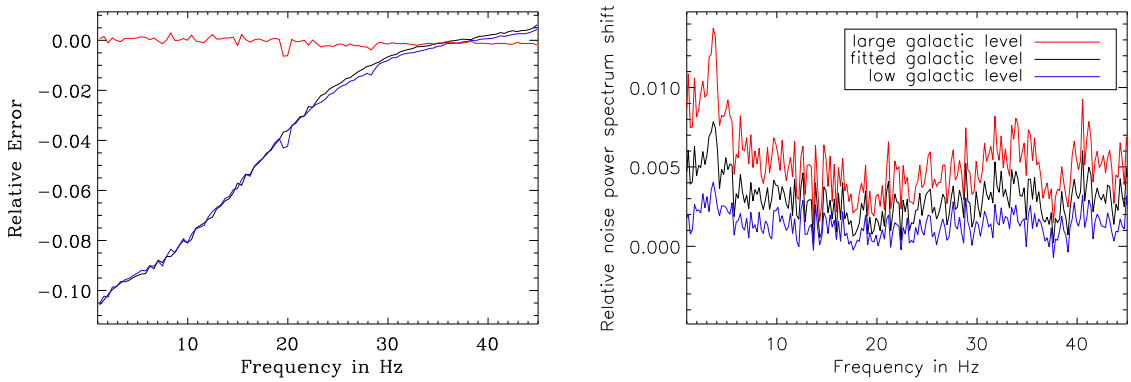
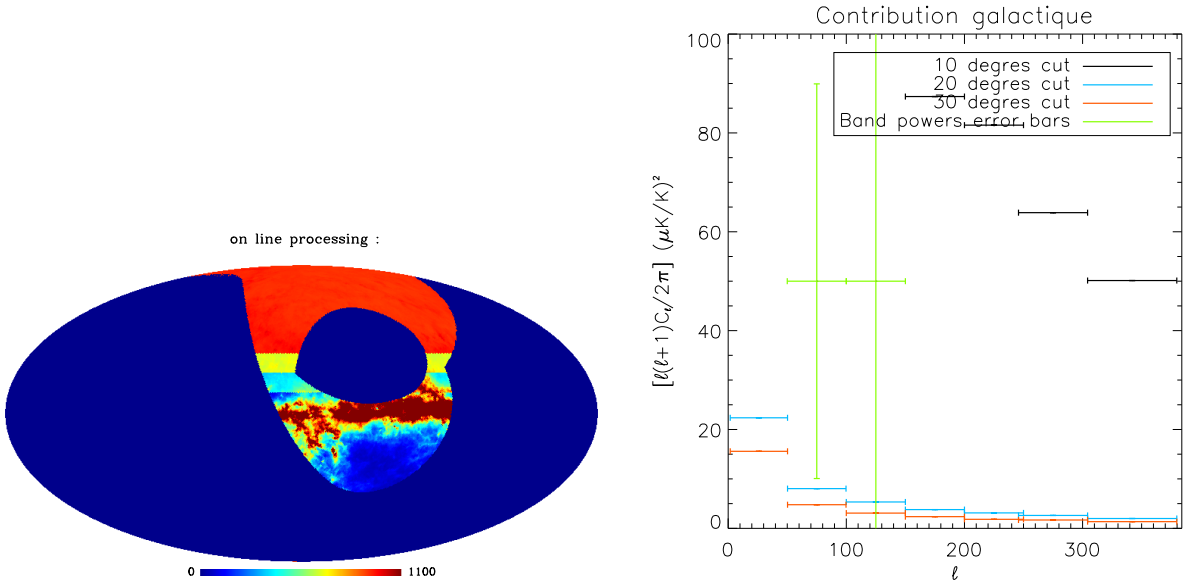


Fig. 6.10: Erreur relative ($\frac{\Delta N}{N}$ à gauche, courbe bleue et noire) sur l'estimation du spectre de puissance du bruit entre 1 et 45 Hz, causé par le bruit résiduel ϵ_n sur une carte de 15 minutes d'arc de résolution. La courbe bleue et la courbe noire représente cet écart calculé pour 2 spectres de bruit différents (celui du 217k04 et celui du 217t06), la courbe rouge représente la différence entre les 2 courbes, qui est proche de zéro, et qui montre la faible dépendance de la forme de la correction envers le spectre d'origine du bruit. Les pixels étant deux fois petits la coupure se produit à une fréquence deux fois plus grande. La figure de droite représente aussi l'écart relatif mais dû au signal galactique, qui est inférieure à 1%, de l'ordre de 0,5 % pour le niveau ajusté.

6.3 *Contribution galactique*

La signal galactique ne contamine pas seulement l'estimation du spectre du bruit mais aussi la carte des données et donc on va retrouver dans les C_ℓ de la puissance due à l'émission galactique. Le spectre de puissance de l'émission galactique varie en ℓ^{-3}, la contamination sera importante surtout aux grandes échelles, dont la détermination est un des atouts majeurs d'Archeops. Il faut donc réduire au maximum cette source de contamination. Contrairement à ce que nous avons fait pour l'estimation du spectre du bruit, on veut ici enlever la contribution galactique dans la carte, ce qui semble à première vue plus facile car la poussière galactique est localisée dans le plan galactique. **Cependant lors du filtrage des données utilisé pour supprimer les autres sources parasites, le signal galactique se répand sur toute la carte.** Le filtrage revient à une convolution qui crée des rebonds à haute latitude galactique. Les 2 effets de contamination galactique sont donc :

– une contamination directe de l'émission galactique, pour la supprimer, il suffit de mettre à zéro le masque dans cette région, et la matrice $M_{\ell\ell'}$ tiendra compte



h

Fig. 6.11: Gauche : carte galactique extrapolée à 217 GHz à partir des cartes SFD et étalonné pour ajuster la puissance présente dans les données du bolomètre 217k04 (en $\mu K/K$), différents masques sont superposés. À droite : estimation de la contribution de la contamination galactique dans les C_ℓ, les croix vertes représentent les barres d'erreurs de la détermination du spectre du CMB.

de cette perte de puissance ;

– l'étalement du signal galactique dû au filtrage des données contamine toute la carte avec un signal d'amplitude moindre mais pas négligeable. Pour supprimer ce signal, l'idée est de supprimer une partie du signal galactique dans les données et d'utiliser un filtrage avec des bords assez doux, qui limitera les rebonds.

Pour soustraire la contamination directe de la galaxie une coupure à une certaine latitude galactique est nécessaire. Sur la Figure 6.11, on voit l'effet de différentes coupures (10, 20 et 30 ° de latitude galactique), et l'effet sur les C_ℓ.

Le niveau commence à devenir négligeable lorsqu'on coupe tout le signal en dessous de 30 ° de latitude galactique, c'est la coupure qui a été choisie. La contribution due au filtrage a la forme présenté dans la Figure 6.12, des vagues perpendiculaires à la direction de balayage du ciel.

Pour supprimer cet effet la première démarche est réduire le signal galactique dans les données. Les données sont d'abord filtrées par un filtre temporel utilisant une décomposition sur des fonctions de Gabor, développée par A. Bourrachot, en n'utilisant que les parties hors plan galactique pour éviter les rebonds. À partir de ces données

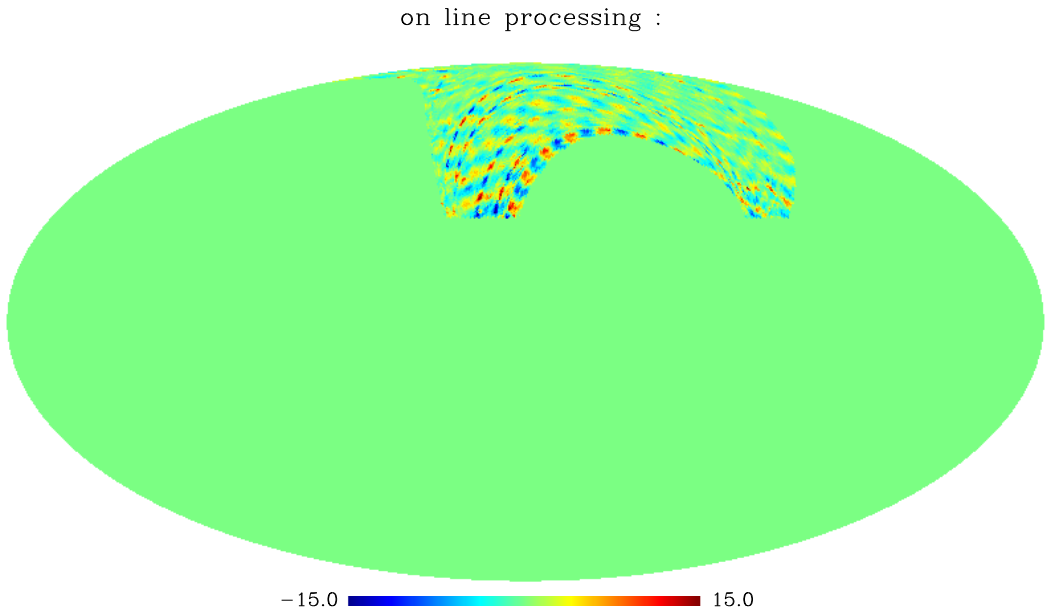


Fig. 6.12: Le filtrage brutale des données provoque des rebonds du signal galactique sur toute la carte même à très haute latitude galactique.

une carte est créée, elle est ensuite relue, il suffit ensuite de soustraire cette ligne de données aux données de départ seulement dans le plan galactique pour obtenir des données avec une contribution galactique plus faible.

Les différentes étapes de cette soustraction sont présentées dans la Figure 6.13. Cette soustraction va bien sûr aussi soustraire le CMB mais comme l'on applique la soustraction que sur les parties qui ne seront pas utilisées lors de l'analyse de la carte, il n'y aura pas de perte de puissance. L'effet de cette technique sur la contribution galactique dans les C_ℓ est montré dans la figure 6.14.

Une fois cette soustraction effectuée, au lieu de filtrer brutalement les données entre 1 et 45 Hz, le filtre va avoir une certaine extension dans le domaine des fréquences, la forme utilisée pour faire le lien entre les fréquences mises à 0 et les fréquences inchangées est une fonction sinusoïdale.

Les rebonds résiduels sont montrés sur la Figure 6.14 et sont bien moins importants que ceux de la Figure 6.12, où les données avaient juste été filtrées brutalement entre 1 et 45 Hz. On voit d'ailleurs que la contribution au spectre de puissance C_ℓ diminue sur cette même figure. Les points noirs correspondant à la contamination avec un filtre brutal, les bleus à celle pour un filtrage avec des bords de largeur 0,1 Hz, les

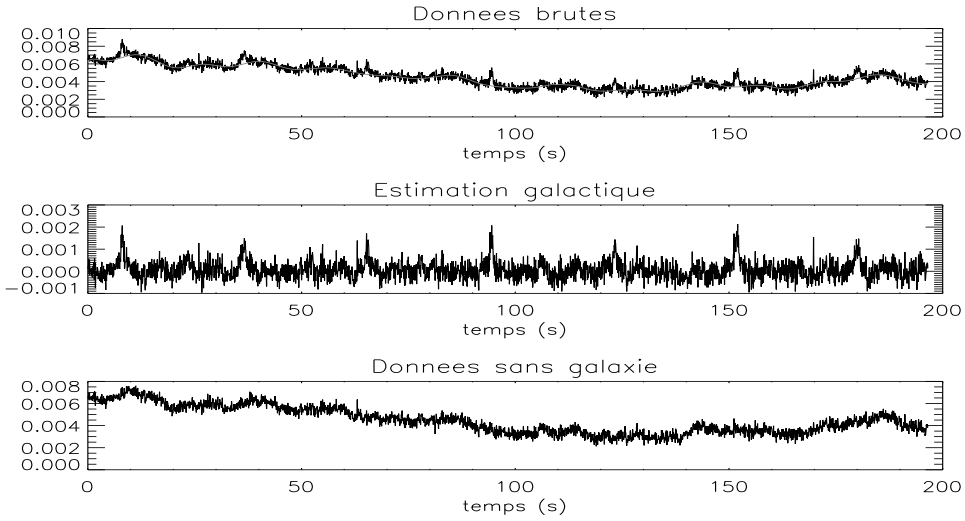


Fig. 6.13: Différentes étapes de la soustraction du signal galactique pour les régions dans le plan galactique ($|b| < 30°$) Haut : données de départ et estimation des basses fréquences avec la décomposition sur les fonctions de Gabor. Milieu : Données lorsque l'on soustrait la modélisation des basses fréquences. Bas : Données une fois qu'on a soustrait l'estimation du signal galactique dans le plan galactique ($|b| < 30°$).

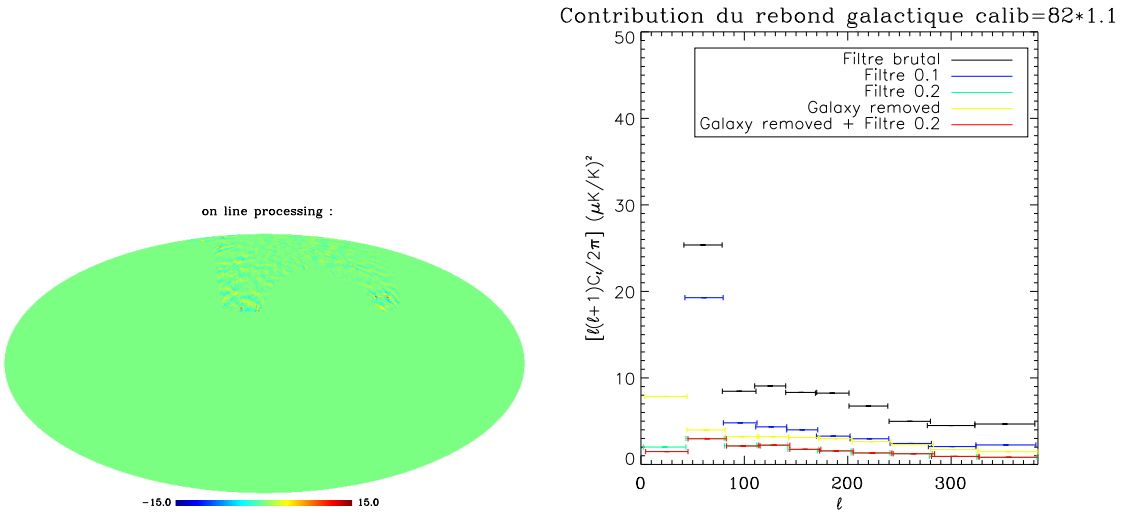


Fig. 6.14: Gauche : carte après le filtrage à bord doux (à comparer avec la Figure 6.12). Droite : Estimation de la contribution au C_ℓ de la galaxie pour différents filtres.

verts pour un filtrage avec des bords de largeur 0,2 Hz, les jaunes si l'on retire d'abord une estimation du signal galactique, et finalement les rouges lorsque l'on applique la soustraction de la galaxie et un filtrage avec des bords de largeur 0,2 Hz. L'effet du filtrage de largeur 0,2 Hz a à peu près les mêmes effets que la soustraction préalable

de l'estimation du signal galactique. La combinaison des deux techniques améliore le résultat, *i.e.* diminue la taille des résidus, mais très faiblement. Finalement l'option choisie est de soustraire l'estimation du signal venant du plan galactique et d'utiliser à filtre de largeur 0,1 Hz (afin d'éviter la contamination par des systématiques).

6.4 Kiruna

Nous avons vu dans un premier temps que les détecteurs 217K04 et 217K06 satisfont les conditions de gaussianité et de stationnarité nécessaires à la modélisation du bruit. Dans un deuxième temps, j'ai montré les difficultés de la reconstruction du spectre de puissance du bruit et proposé un estimateur très peu dépendant du niveau et de la forme du spectre du signal. La principale source de contamination du spectre de puissance, l'émission galactique, a pu être réduite à un niveau négligeable.

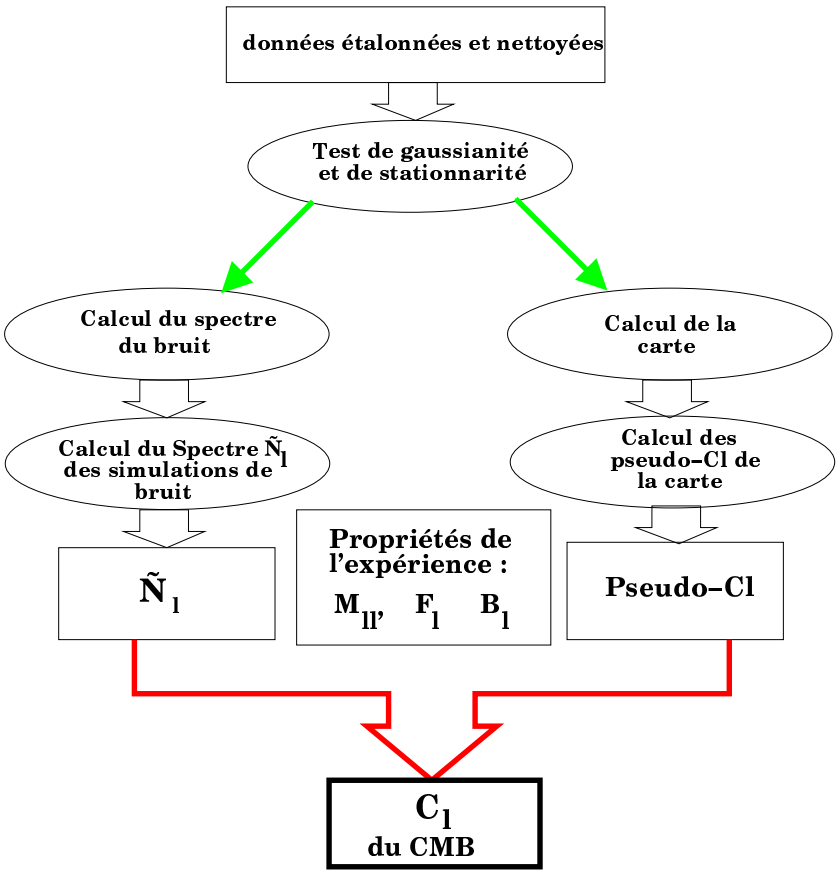


Fig. 6.15: Diagramme résumant la chaîne de traitements permettant de passer des données ordonnées dans le temps nettoyées et étalonnées aux spectres de puissance du CMB présent dans ces données.

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} F_{\ell'} B^2_{\ell'} \langle C_{\ell'} \rangle + \langle \tilde{N}_\ell \rangle \tag{6.14}$$

Le diagramme 6.15 résume les différentes étapes du passage des données temporelles vers le spectre de puissance du CMB fonction de l'échelle angulaire et montre comment sont calculés les différents éléments de l'équation 6.14. Les deux branches du schéma reflètent les deux points cités précédemment, *i.e.* la partie gauche la détermination des propriétés du bruit pour estimer $\langle \tilde{N}_l \rangle$, et la partie droite l'élimination du signal galactique pour obtenir les $\tilde{C}_l$ des données.

Propriétés du vol de Kiruna

Les bolomètres d'Archeops sont normalement très rapides (quelques ms) mais leur temps de réponse change la sensibilité du détecteur en fonction de la fréquence du signal. Les petites structures le long des trajectoires de balayage du ciel sont donc supprimées. Les deux bolomètres utilisées ont les constantes de temps données par le tableau 6.1.

Détecteur	τ (en ms)
217k04	9,31 $\pm$ 0,42
217k06	6,00 $\pm$ 0,22

Tab. 6.1: Tableau des temps de réponse des deux bolomètres analysés, les bolomètres 217k04 et 217k06.

Ces temps de réponse qui filtrent le signal peuvent être inclus dans la fonction de correction F_ℓ (décrite au chapitre 5), qui rend déjà compte du filtrage appliquée aux données pour sélectionner la partie où le bruit est gaussien et stationnaire. L'autre stratégie possible est de déconvoluer le signal par cette constante de temps mais le bruit du détecteur et de l'électronique va aussi être déconvolué (alors qu'il ne subit pas la convolution). Les effets de la constante de temps en fonction de sa valeur est décrite par la figure 6.16.

La réponse des détecteurs fait perdre de la puissance à toutes les échelles pour un signal filtré entre 1 et 45 Hz. La perte de puissance croît aux petites échelles, comme la forme du filtre dû à la réponse des détecteurs ($F(\nu) = \frac{1}{1+2\pi i\nu\tau}$) le suggérait. Pour les constantes de temps des 2 bolomètres utilisés l'effet peut atteindre 15 % vers ℓ égal 400.

Une autre propriété du vol de Kiruna, qui provient cette fois de la chaîne d'analyse

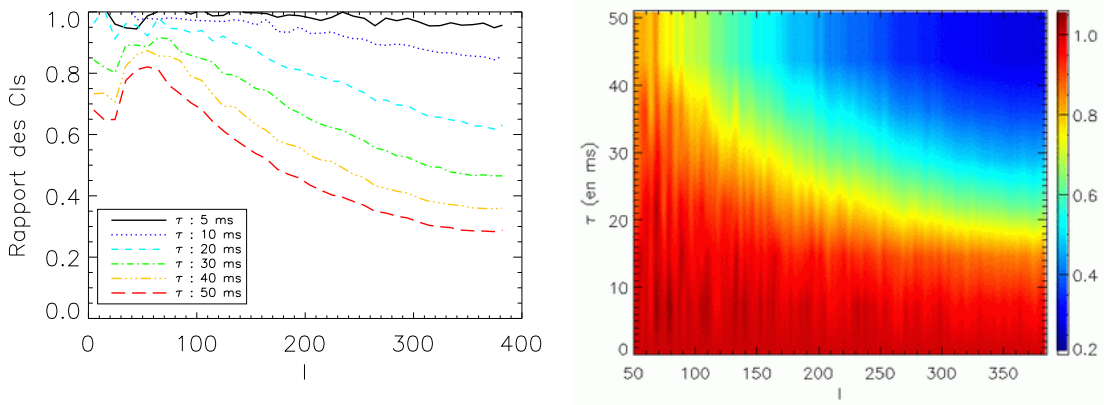


Fig. 6.16: Figures présentant l'effet de la variation de la constante de temps des détecteurs sur le spectre de puissance (rapport entre le spectre obtenu avec et sans constante de temps), pour un signal filtré entre 1 et 45 Hz.

mais qui a pour cause l'électronique de mesure, est le filtrage carré appliqué aux données. Les données ont été convoluées par une fonction porte de largeur 2 échantillons (remplacement de chaque mesure par la moyenne de 2 mesures consécutives), car le courant parcourant les bolomètres (courant de polarisation) est modulé à la fréquence d'échantillonnage afin de distinguer les variations de courant des variations de la résistance du thermistor dues aux photons incidents. Ce filtrage a aussi des effets sur le spectre de puissance mais beaucoup plus faibles jusqu'à 3% de perte vers ℓ égal 400 (voir figure 6.17).

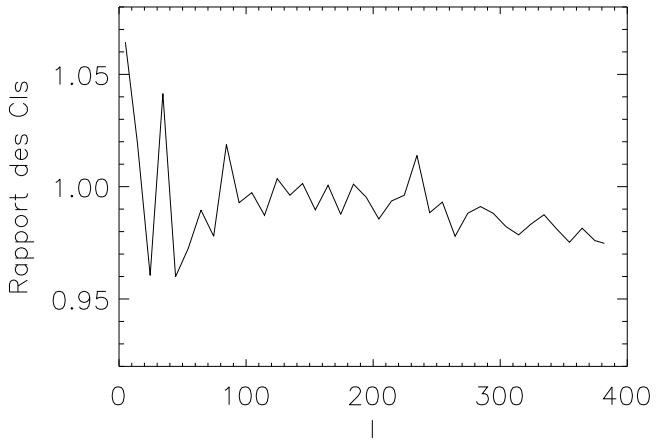


Fig. 6.17: Figure présentant l'effet du filtrage appliqué sur les données brutes pour supprimer les oscillations dues à la modulation du courant alimentant les détecteurs (rapport des C_ℓ obtenus avant et après filtrage).

Cet effet peut lui aussi être corrigé avec la fonction F_ℓ, il faut juste vérifier comme dans le chapitre 5 pour le filtrage passe-bande que F_ℓ ne dépend pas du modèle cosmologique malgré l'ajout de ces 2 effets supplémentaires. Les 2 effets ont été rajoutés aux simulations en plus du filtrage passe-bande et la valeur de F_ℓ calculée sur deux modèles très différents (voir figure 6.18).

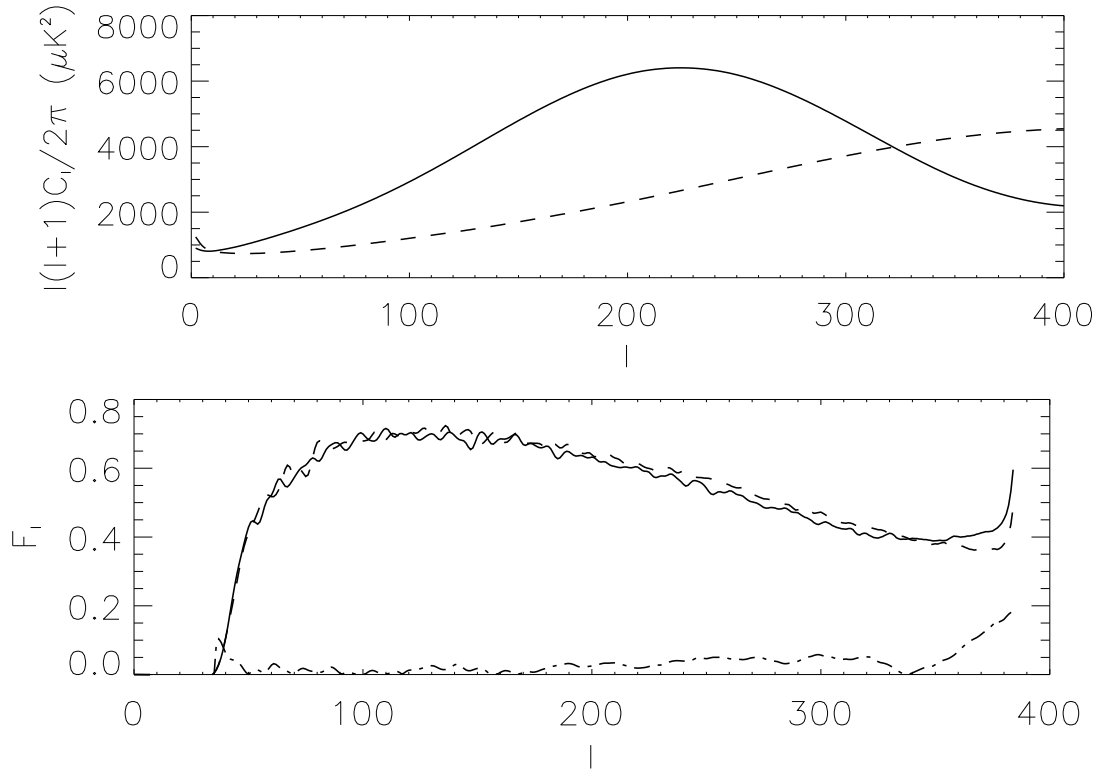


Fig. 6.18: figure du haut : 2 modèles cosmologiques très différents ; figure du bas : les fonctions F_ℓ retrouvées pour ces 2 modèles sont quasiment identiques (diffèrence inférieure à 5%) jusquà $\ell = 350$, la troisième courbe représente l'ecart relatif.

La valeur de F_ℓ est la même à 5% près pour les modes ℓ plus petits que 350 et augmente jusqu'à 20% après, et cela pour des modèles très différents. Si on obtient des C_ℓ qui diffèrent beaucoup du modèle utilisé pour estimer l'effet du filtrage, on peut toujours itérer et remplacer le modèle utilisé par celui qui correspond le mieux au spectre mesuré.

Test de la chaîne complète de calcul du spectre

Pour tester l'efficacité et l'absence de biais dans la chaîne de calcul du spectre de puissance, j'ai simulé des données composées de :

- un dipôle cosmologique ;
- un signal galactique basée sur les cartes SFD interpolées à 217 GHz ;
- des anisotropies de CMB ;
- un bruit gaussien et stationnaire corrélé.

Le niveau des différentes composantes est estimé sur les données du détecteur 217k04, *i.e.* l'amplitude du dipôle, de la galaxie et des anisotropies avec l'étalonnage et celle du bruit avec le spectre estimé sur les données. Sur ces données simulées on passe la chaîne de reconstruction du spectre comme pour les données et on obtient un spectre comme celui de la figure 6.19.

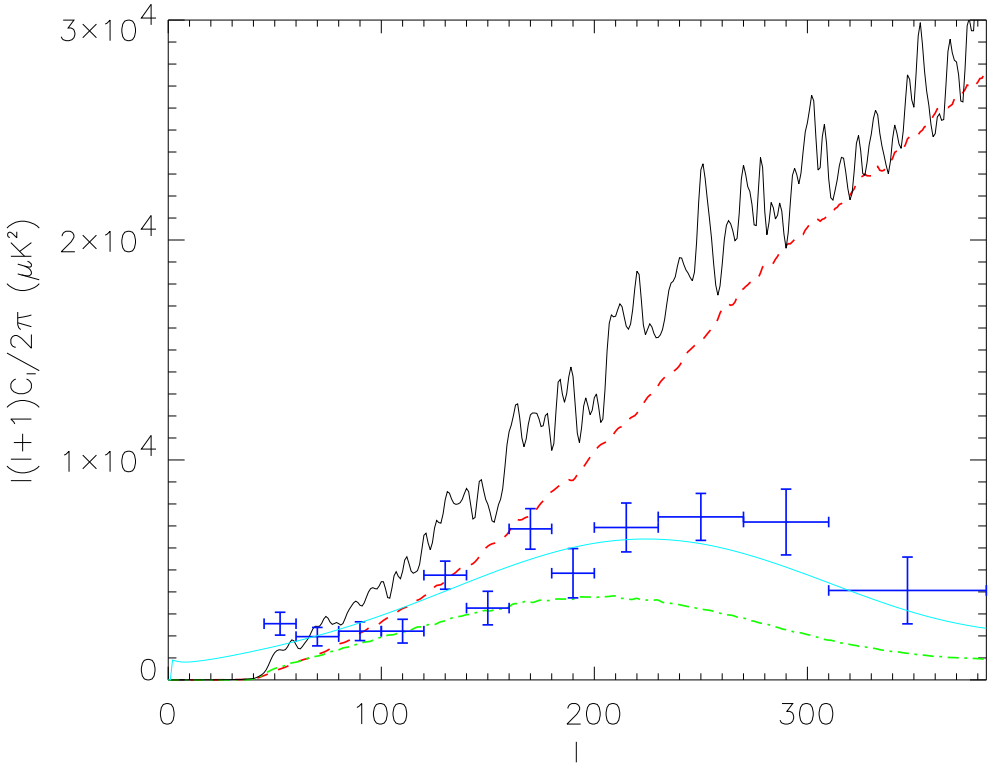


Fig. 6.19: Spectre de puissance (points bleus) reconstruit à partir d'une simulation réaliste (même caractéristique que les données) ayant subi la chaîne complète d'analyse (figure 6.15) et spectre du CMB introduit dans les simulations (courbe bleue claire). Ces points sont obtenus en calculant les pseudo-Cls $\langle C_\ell \rangle$ (courbe noire), puis en soustrayant l'estimation de la contribution du bruit (courbe pointillée en rouge) et finalement en corrigeant du filtrage, de la résolution finie des détecteurs et de la couverture partielle du ciel. La courbe verte représentent le spectre des C_ℓ déformé par le filtrage et le lobe de l'instrument.

Le spectre reconstruit sur cette simulation est compatible avec le modèle introduit mais à cause de l'importance du niveau de bruit les barres d'erreur sont assez importantes et les test de l'analyse est peu précis. Pour tester plus précisement la reconstruction du spectre, j'ai recommencé cette analyse plusieurs fois sur d'autres données simulées ayant les mêmes propriétés. La figure 6.20 représente la moyenne d'une cinquantaine de spectres estimés sur les différentes données simulées.

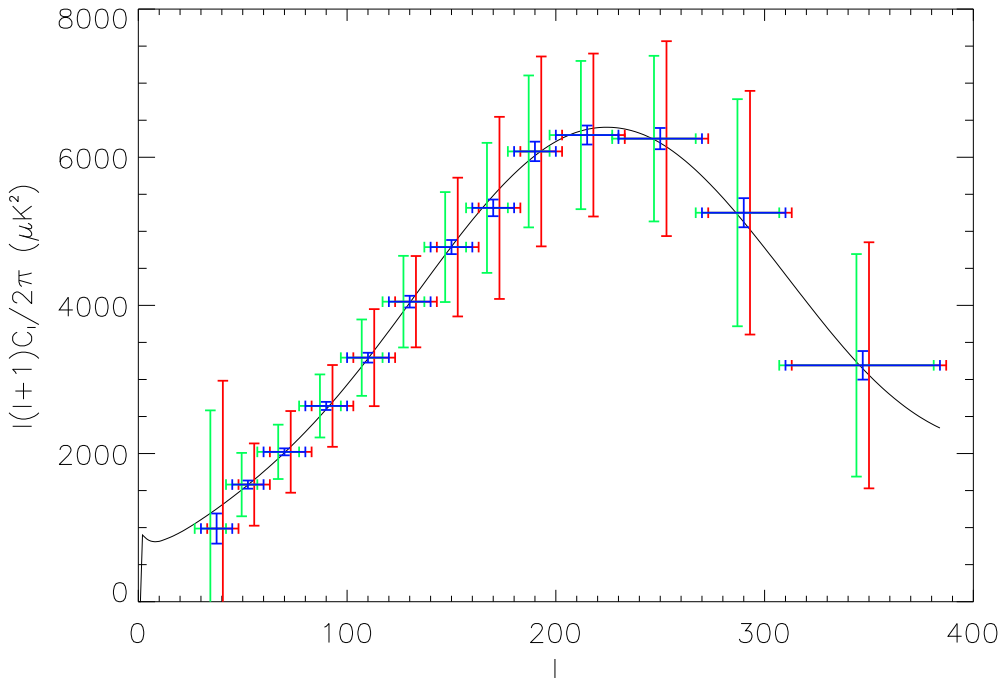


Fig. 6.20: Spectre de puissance moyen (sur une cinquantaine de simulations) reconstruit à partir de simulations réalistes (même caractéristique que les données), ayant subi la chaîne complète d'analyse (figure 6.15). Les incertitudes bleues sont celles de la moyenne, les vertes celle d'une réalisation, et les rouges représentent la dispersion. La courbe noire est le spectre de CMB introduit.

Cette moyenne est compatible avec le spectre de CMB introduit, et montre que :

- L'estimation du spectre de bruit est correcte, à la précision des barres d'erreur de la figure 6.20 ;
- le signal galactique a été correctement éliminé et la contamination de ce signal est inférieure aux barres d'erreur ;
- la chaîne de traitement ne déforme pas le spectre, sa fonction de transfert est égale à 1 à toutes les échelles accessibles ($\ell > 35$).

Pour éliminer les risques de biais qui se compensent, j'ai réalisé un deuxième jeu de simulations avec un spectre de bruit différent, qui ne reflète pas les propriétés des données (un bruit en 1/f avec les paramètres $\alpha = -2$, $f_{knee} = 0.1$Hz et $\sigma = 0.075\mu$V).

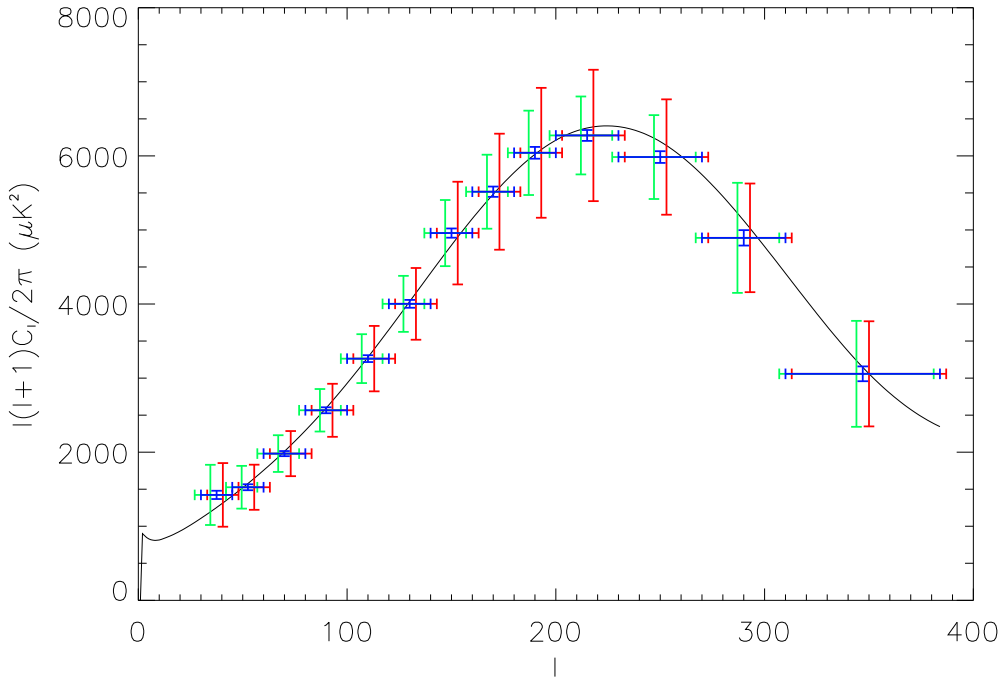


Fig. 6.21: Spectre de puissance réalisé de la même manière que celui de la figure 6.20 mais avec un spectre de bruit différent. Cette figure montre que la reconstruction marche quelque soit le niveau relatif des différentes composantes dans les simulations.

Les barres d'erreur (vertes et rouges) sur la figure 6.21 du nouveau spectre sont plus petites que dans la figure précédente car le niveau de bruit introduit est plus faible que celui présent dans les données. Mais pour ce nouveau jeu de simulations, la moyenne des spectres est aussi en accord avec le modèle. Cela permet de conclure que la chaîne de calcul est valide pour un détecteur.

Pour vérifier l'analyse simultanée de plusieurs détecteurs, le même type de simulations a été réalisé. La figure 6.22 montre le spectre moyen reconstruit à partir de simulations à deux détecteurs (avec les caractéristiques des bolomètres 217k04 et 217k06), qui est compatible avec le modèle de CMB introduit, validant ainsi l'analyse simultanée de plusieurs détecteurs.

En avant goût de ce que l'analyse donnera sur les vraies données, et comme test du calcul et de résidus d'effets systématiques, les 2 cartes des bolomètres à 217 GHz

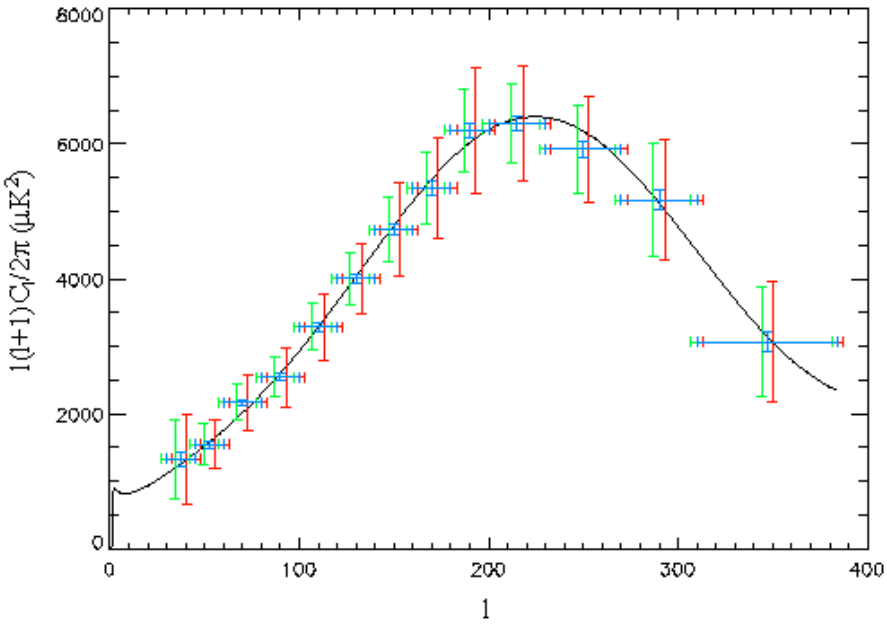


Fig. 6.22: Spectre de puissance réalisé de la même manière que celui de la figure 6.20 mais avec deux détecteurs ayant les propriétés des bolomètres 217k04 et 217k06

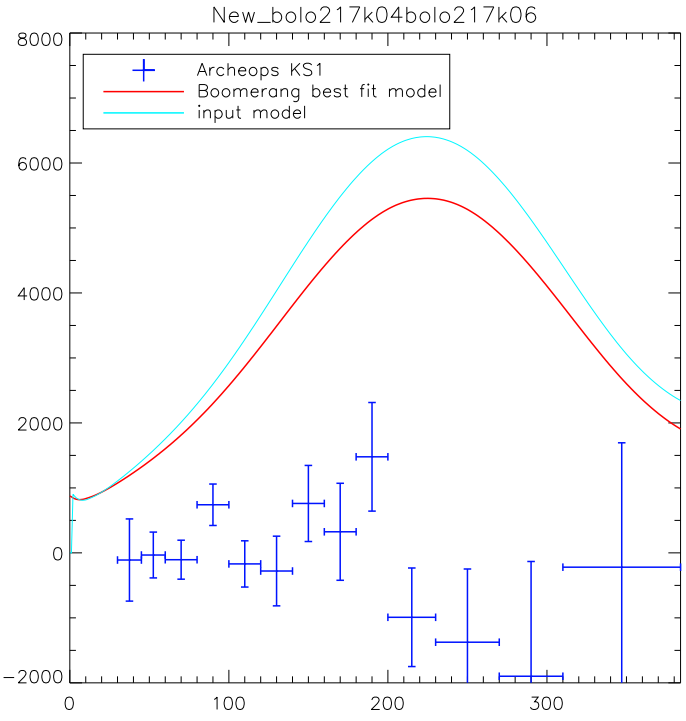


Fig. 6.23: Spectre de la carte obtenue en soustrayant les cartes des 2 bolomètres à 217 GHz (217K04 et 217K06), les C_ℓ sont compatibles avec zéro une fois le bruit soustrait.

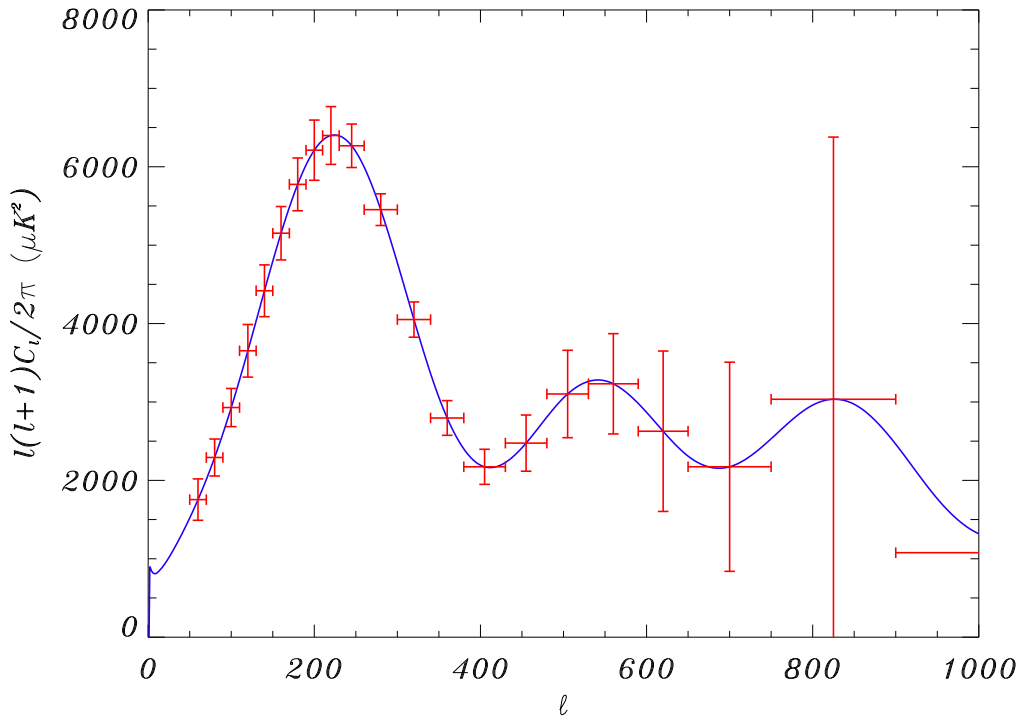


Fig. 6.24: Sensibilité prévue pour le vol de février 2002 de Kiruna, avec 10 bolomètres en utilisant les propriétés mesurées actuellement dans l'estimation du spectre de puissance

ont été soustraites, et les C_ℓ de cette carte ont été calculées, le résultat (figure 6.23) montre que cette carte ne contient plus de signal, la puissance étant compatible avec zéro (le bruit ayant été soustrait).

Enfin, l'analyse préliminaire des caractéristiques du vol de Kiruna de février 2002 permet de prévoir la sensibilité de ce vol en utilisant une simulation de 10 bolomètres, on obtient le spectre de la figure 6.24. Celle-ci s'étend jusqu'à la fin du deuxième pic acoustique.

7. CONCLUSIONS

Cette thèse portait sur l'étude du fond diffus cosmologique avec les données du vol technique et du premier vol scientifique d'Archeops. J'ai dans un premier temps dressé l'état des lieux des mesures des anisotropies du CMB qui furent découvertes il y a tout juste 10 ans (COBE/DMR). Les progrès réalisés depuis sont impressionnants et ont déjà permis de connaître un peu mieux notre Univers (BOOMERanG, MAXIMA, DASI). Tout d'abord sa géométrie, nous savons maintenant que l'Univers est plat. Son contenu, il est composé par 5 % de baryons, 30 % de matière non baryonique et 65 % d'énergie "noire". Et finalement l'origine de ses structures proviendrait d'une époque inflationnaire.
Archeops est une des expériences qui se placent dans le prolongement des mesures précédentes et a pour objectif de réaliser une mesure simultanée des grandes et petites structures de notre Univers avant les expériences satellites MAP et Planck.
Deux aspects de ma contribution à l'analyse de données d'Archeops sont développés dans ma thèse :

- la réduction des effets synchrones avec la rotation de la nacelle qui biaisent l'étalonnage des détecteurs sur le dipôle cosmologique. Dans un premier temps j'ai estimé le signal que peut engendrer l'atmosphère via la variation de l'épaisseur optique. Pour s'affranchir de ces effets, j'ai ensuite développé trois techniques complémentaires permettant de mieux tenir compte de l'information disponible soit dans les redondances soit dans la corrélation temporelle du bruit ;
- la mise au point d'une chaîne de calcul du spectre de puissance basée sur l'algorithme MASTER développé dans le cadre de BOOMERanG. De façon générique, le point crucial de ce calcul est la précision de la modélisation du bruit, pour laquelle j'ai introduit de nouvelles corrections obtenues via des simulations Monte-Carlo. La chaîne finale est non biaisée, elle détermine le niveau de bruit avec une précision satisfaisante et n'est pas contaminée par l'émission galactique. Cette validation a été réalisée grâce à une série de simulations réalistes incluant toute la connaissance que l'on a des données. Cette chaîne de calcul

est prête pour l'analyse des données du vol Archeops de cette année (7 février 2002) qui promet de pousser encore plus loin la précision de mesure du spectre des deux premiers pics acoustiques et du plateau Sachs-Wolf.

Le CMB est encore amené à jouer un grand rôle dans notre connaissance de l'Univers grâce notamment aux programmes MAP et Planck. L'un des domaines les plus prometteurs est la mesure de la polarisation du CMB, qui constituera une nouvelle source d'information, et pourrait permettre de prouver l'existence des ondes gravitationnelles primordiales prédites par l'inflation. Ces mesures devraient contribuer à répondre aux nombreuses questions nées des plus récentes observations, telles que la nature de l'énergie noire, et l'éventuelle variation de la constante de structure fine.

ANNEXE

A. MATRICE DE POINTAGE

A.1 Matrice de pointage

La matrice de pointage est la matrice qui permet de passer de l'espace de la carte, *i.e.* des pixels, à l'espace temporel. L'opération inverse est assuré par sa transposé normalisée. Les dimensions d'une telle matrice, souvent noté A, seront donc le nombre de mesures par le nombre de pixels :

$$A = \overbrace{\left.\begin{pmatrix} A_{1\,1} & \dots & A_{1\,N_p} \\ A_{i\,1} & \dots & A_{i\,N_p} \\ A_{N_e\,1} & \dots & A_{N_e\,N_p} \end{pmatrix}\right\} N_e \text{ Nombre d'échantillons}}^{N_p \text{ nombre de pixels}} \tag{A.1}$$

Ce formalisme permet de décrire la présence d'un signal sur une carte dans les mesures ordonnées dans le temps :

$$d(t) = A_{tp} C_p \tag{A.2}$$

Il faut toutefois garder à l'esprit que la carte est pixellisée contrairement au signal du ciel vu par le détecteur. Dans le cas simple où le détecteur voit toujours la même zone du ciel (soit un pixel), la matrice A se réduit à :

$$A = \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

Lorsque tous les échantillons de mesure voient le même ciel (*i.e.* le même pixel C_1), on voit comment à partir des mesures dans le temps reconstruire la carte, si on multiplie la transposée de A à $d(t)$, on obtient :

$$A^T d(t) = \begin{pmatrix} 1 & \dots & 1 \end{pmatrix} d(t) = \begin{pmatrix} 1 & \dots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} C_1 = N_e \times C_1 \tag{A.4}$$

$A^T d(t)$ est égal au nombre d'échantillons par la valeur du pixel observé de la carte, pour pouvoir généraliser c'est le nombre d'échantillons qui mesurent le pixel. Cette valeur est donnée dans ce cas par $A^T A$, qui est un scalaire. Pour retrouver la carte il suffit de multiplier $A^T d(t)$ par cette valeur, et la valeur retrouvée du pixel de la carte sera la moyenne des mesures.
Dans le cas où on observe qu'un seul pixel à un moment donné la matrice A est formée de lignes avec un 1 et des zéros :

$$\begin{pmatrix} 0 & \dots & 1 & 0 & \dots \\ 1 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 1 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 1 & 0 & \dots & \dots \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

On peut par contre avoir plusieurs 1 dans une colonne, ce qui signifie juste qu'on a mesuré le même pixel plusieurs fois. Cette fois $A^T A$ n'est pas un scalaire mais une matrice carrée de dimension le nombre de pixels :

$$A^T A = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & \dots & 1 & 1 \\ 1 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \dots & 1 & 0 & \dots \\ 1 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 1 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 1 & 0 & \dots & \dots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 2 & 0 & \dots \\ 0 & \dots & 1 & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

C'est même une matrice diagonale dont chacun des éléments $(A^T A)_{pp}$ donne le nombre de mesures dans chaque pixel. Pour retrouver la carte C, on peut donc faire comme dans le cas précédent, *i.e.* multiplié $A^T d(t)$ par l'inverse de $A^T A$. Cette expression est en fait beaucoup plus générale et on voit qu'en remplaçant $d(t)$ par sa valeur $A_{tp} C_p$, on obtient :

$$(A^T A)^{-1} A^T d(t) = (A^T A)^{-1} A^T (AC) = C \tag{A.7}$$

Cette généralisation est utile pour le cas où par exemple on veut tenir compte des effets de résolution de l'instrument et ajouter dans la matrice de pointage A que le détecteur observe une contribution de plusieurs pixels de la carte C. Elle peut aussi être utile dans les mesures différentielles telle que celle du satellite MAP, où chaque mesure dans le temps est la différence entre le signal de deux positions dans le ciel (dans ce cas chaque ligne comporte un 1 et un -1).

BIBLIOGRAPHIE

Adams, W. : 1941, *Astrophys. J.* **93**, 11

Alpher, R. A. et Herman, R. C. : 1948, *Nature* **162**, 774

Arons, J. et Wingert, D. W. : 1972, *Astrophys. J.* **177**, 1

Balbi, A. et al. : 2000, Constraints on Cosmological Parameters from MAXIMA-1, *Astrophys. J.* **545**, L1, `Erratum-ibid. 558 (2001) L145-L146`

Banday, A. J., Zaroubi, S., et Górski, K. M. : 2000, On the Non-Gaussianity Observed in the COBE Differential Microwave Radiometer Sky Maps, *Astrophys. J.* **533**, 575

Barreiro, R., Hobson, M., Lasenby, A., et al. : 2000, Testing the Gaussianity of the COBE DMR data with spherical wavelets, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **318**, 475

Bartlett, J. G. : 2001, The cosmic microwave background : from the spectrum to the anisotropies, *New Astron. Rev.* **45**, 283, `compte-rendu des cours donnés à l'école` *Understanding the Universe at the close of the 20th century,* `Cargèse, France, 25 avril - 6 mai 2000`

Becker, R. H., Xiaohui, F., White, R. L., et al. : 2001, Evidence for Reionization at $z \sim 6$: Detection of a Gunn-Peterson Trough in a $z = 6.28$ Quasar, *Astron. J.* **122**, 2850

Boggess, N. W., Mather, J. C., Weiss, R., et al. : 1992, The COBE mission -Its design and performance two years after launch, *Astrophys. J.* **397**, 420

Bond, J. R., Jaffe, A. H., et Knox, L. : 1998, Estimating the Power Spectrum of the Cosmic Microwave Background, *Phys. Rev. D* **57**, 2117

Bonifacio, P. et Molaro, P. : 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **285**, 847

Borrill, J. : 1999, MADCAP — The Microwave Anisotropy Dataset Computationnal Analysis Package, `astro-ph/9911389`

Bouchet, F. R. et Gispert, R. : 1999, Foregrounds and CMB experiments : I. Semi-analytical estimates of contamination, *New Astron.* **4**, 443

Bouchet, F. R., Peter, P., Riazuelo, A., et Sakellariadou, M. : 2002, Evidence against or for topological defects in the BOOMERanG data ?, *Phys. Rev. D* **65**, 021301

Bromley, B. C. et Tegmark, M. : 2000, Is the cosmic microwave background really non-Gaussian ?, *Astrophys. J.* **524**, L79

Burles, S. et Tytler, D. : 1999a, *Astrophys. J.* **499**, 699

Burles, S. et Tytler, D. : 1999b, *Astrophys. J.* **507**, 732

Cyburt, R. H., Fields, B. D., et Olive, K. A. : 2001, The NACRE thermonuclear reaction compilation and big bang nucleosynthesis, *New Astron.* **6**, 215

Danese, L. et De Zotti, G. : 1982, Double Compton Process and the Spectrum of the MicroWave Background, *Astron. Astrophys.* **107**, 39

de Bernardis, P. et al. : 2000, *Nature* **404**, 955

Delabrouille, J., Patanchon, G., et Audit, E. : 2001, Separation of instrumental and astrophysical foregrounds for mapping CMB anisotropies, *accepté dans Mon. Not. R. Astron. Soc.* astro-ph/0106152

Dicke, R., Peebles, P., Roll, P., et Wilkinson, D. : 1965, Cosmic Blackbody Radiation, *Astrophys. J., Lett.* **142**, 383

Doré, O., Knox, L., et Peel, A. : 2001, CMB power spectrum estimation via hierarchical decomposition, *Phys. Rev. D* **64**, 083001

Doré, O., Teyssier, R., et al. : 2001, MAPCUMBA : A fast iterative multi-grid map-making algorithm for CMB experiments, *Astron. Astrophys.* **374**, 358

Durrer, R., Kunz, M., et Melchiorri, A. : 2001, Cosmic Structure Formation with Topological Defects, *à paraître dans Phys. Rep.*

Ferreira, P. G. et Jaffe, A. H. : 2000, Simultaneous Estimation of Noise and Signal in Cosmic Microwave Background Experiments, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **312**, 89

Filliatre, P. : 2002, *Contraintes sur les paramètres cosmologiques et sur la quantité de matière sombre non baryonique à l'aide des données d'Archeops*, *Ph.D. thesis*

Finkbeiner, D. P., Davis, M., et Schlegel, D. J. : 1999, Extrapolation of Galactic Dust Emission at 100 Microns to CMBR Frequencies Using FIRAS, *Astrophys. J.* **524**, 867

Fixsen, D., Cheng, E., Gales, J., Mather, J., Schafer, R., et Wright, E. : 1996, The Cosmic Microwave Background Spectrum from the full COBE FIRAS Data Set, *Astrophys. J.* **473**, 576, `astro-ph/9605054`

Friedmann, A. : 1922, *Z. Phys.* **10**, 377

Gamow, G. : 1948, The Evolution of the Universe, *Nature* **162**, 680

Ganga, K. : 1994, *Exploring the Large Scale Anisotropy in the Cosmic Microwave Background Radiation at* 170 *GHz*, *Ph.D. thesis*, Princeton University, `http ://spider.ipac.caltech.edu/staff/kmg/`

Gòrski, K. M. et al. : 1998, astro-ph/9812350, `à voir aussi http ://www.eso.org/kgorski/healpix/`

Guth, A. H. : 1981, *Phys. Rev. D* **23**, 347

Guth, A. H. et Weinberg, E. J. : 1983, *Nucl. Phys. B, Part. Phys.* **212**, 321

Halverson, N. W. et al. : 2001, DASI First Results : A Measurement of the Cosmic Microwave Background Angular Power Spectrum, *submitted to Astrophys. J.* astro-ph/0104489

Hamilton, J.-C. et Ganga, K. M. : 2001, Correlation of the South Pole 94 data with 100microns and 408 MHz maps, *Astron. Astrophys.* **368**, 760

Hanany, S. et al. : 2000, A Measurement of the Cosmic Microwave Background Anisotropy on angular scales of 10 arcminutes to 5 degrees, *Astrophys. J.* **545**, L5

Hivon, E., Gorski, K. M., Netterfield, C. B., et al. : 2001, MASTER of the CMB Anisotropy Power Spectrum : A Fast Method for Statistical Analysis of Large and Complex CMB Data Sets, *submitted to Astrophys. J.*, `astro-ph/0105302`

Hobson, M. P., Jones, A. W., Lasenby, A. N., et Bouchet, F. R. : 1998, Foreground separation methods for satellite observations of the cosmic microwave background, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **300**, 1

Hu, W. : 1995, *Wandering in the Background : A CMB Explorer*, *Ph.D. thesis*, UC Berkeley

Hu, W. : 1998, `extrait de sa page web au http ://background.uchicago.edu /~whu/cmbex.html`

Hu, W. et Dodelson, S. : 2001, Cosmic Microwave Background Anisotropies, *astro-ph/0110414 submitted to ARA&A*

Hubble, E. : 1929, *Proceedings of the National Academy* **15**, 168

Izotov, Y. I. et Thuan, T. X. : 1998, *Astrophys. J.* **500**, 188, `, voir aussi` *ibid* **497,** `227 (1998)`

Kashlinsky, A., Hernández-Monteagudo, C., et Atrio-Barandela, F. : 2001, Determining cosmic microwave background structure from its peak distribution, *Astrophys. J.* 557

Khoury, J. et al. : 2001, The Ekpyrotic Universe : Colliding Branes and the Origin of the Hot Big Bang, *Phys. Rev. D* **64**, 123522

Kinney, W. : 1998, Constraining Inflation with Cosmic Microwave Background Polarization, *Phys. Rev. D* **58**, 123506, `astro-ph/9806259`

Knox, L. : 1995, Determination of inflationary observables by cosmic microwave background anisotropy experiments, *Phys. Rev. D* **52(8)**, 4307, `astro-ph/9504054`

Kompaneets, A. S. : 1957, *SvPhJETP* **4**, 730

Lamarre, J.-M. et al. : 2000, *Astrophys. Lett. Commun.* **37**, 161

Lange, A. E. et al. : 2001, Cosmological parameters from the first results of Boomerang, *Phys. Rev. D* **63**, 042001

Lee, A. T. et al. : 2001, A High Spatial Resolution Analysis of the MAXIMA-1 Cosmic Microwave Background Anisotropy Data, *Astrophys. J.* **561**, L1

Lemaître, G. : 1927, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles* **A47**, 49, `Translated in Mon. Not. R. Astron. Soc., 91, 483 (1931)`

Liddle, A. R. et Lyth, D. H. : 1992, *Phys. Lett. B* **291**, 391

Liddle, A. R. et Lyth, D. H. : 2000, in *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*, Cambridge University Press

Linde, A. D. : 1983, *Phys. Lett.* **129B**, 177

Lineweaver, C. : 1997, Gold in the Doppler Hills : Cosmological Parameters in the Microwave Background, `astro-ph/9702042, paru dans les comptes-rendus de the International School in Astrophysics : "From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures" à Casablanca, Maroc, du 1 au 10 Décembre 1996`

Lineweaver, C. H., Tenorio, L., Smoot, G. F., Keegstra, P., Banday, A. J., et Lubin, P. : 1996, The Dipole Observed in the *COBE* DMR Four-Year Data, *Astrophys. J.* **470**, 38, `astro-ph/9601151`

Mandolesi, N. et al. : 2000, The Planck Low Frequency Instrument, *Astrophys. Lett. Commun.* **37**, 151

McKellar, A. : 1941, *Publ. Dom. Astrophys. Obs.* **7**, 251

Mellott, A. L. et Sciama, D. W. : 1981, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1369

Miller, A. D. et al. : 1999, A Measurement of the Angular Power Spectrum of the Cosmic Microwave Background from L = 100 to 400, *Astrophys. J.* **524**, L1

Natoli, P., de Gasperis, G., Gheller, C., et Vittorio, N. : 2001, A Map-Making algorithm for the Planck Surveyor, *Astron. Astrophys.* **372**, 346

Netterfield, C. B. et al. : 1996, A Measurement of the Angular Power Spectrum of the Anisotropy in the Cosmic Microwave Background, *Astrophys. J.* **474**, 47

Netterfield, C. B. et al. : 2001, A measurement by BOOMERANG of multiple peaks in the angular power spectrum of the cosmic microwave background, *submitted to Astrophys. J.* astro-ph/0104460

Nollett, K. M. et Burles, S. : 2000, *Phys. Rev. D* **61**, 123505

Olive, K. A. : 1999, Primordial Big Bang Nucleosynthesis, astro-ph/9901231, `Résumé des cours donnés à l'école sur la Cosmologie et la Physique des Particules, à Peniscola, Espagne, Juin 1998, et à l'école dété de cosmologie observationnelle et théorique, à Cargèse, Corse, France, en Août 1998`

Olive, K. A., Skillman, E., et Steigman, G. : 1998, *Astrophys. J.* **483**, 788

Olive, K. A. et Steigman, G. : 1995, *Astrophys. J.(Suppl.)* **97**, 490

Padin, S. et al. : 2001, The Cosmic Background Imager, *Accepted for publication in Publ. Astron. Soc. Pac.* astro-ph/0110124

Page, L. : 2000, The MAP satellite mission to map the CMB anisotropy, *Proc IAU Symposium 201 Eds A.Lasenby & A. Wilkinson*

Pardo-Carrión, J. R. : 1996, *Études de l'atmosphère terrestre au moyen d'observations dans les longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques*, *Ph.D. thesis*, Université Paris VI - Universidad Complutense de Madrid

Peebles, P. J. E. : 1993, in *Principles of Physical Cosmology*, Princeton Series in Physic

Penzias, A. et Wilson, R. : 1965, A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s, *Astrophys. J., Lett.* **142**, 419

Polenta, G. et al. : 2002, Search for non-gaussian signals in the BOOMERanG maps : pixel-space analysis, *astro-ph/0201133 submitted toAstrophys. J., Lett.*

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., et Flannery, B. P. : 1992, in *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, `Seconde édition`

Prunet, S., Netterfield, C., Hivon, E., et Crill, B. P. : 2000, Iterative map-making for scanning experiments, `astro-ph/0006052`

Rees, M. J. et Setti, G. : 1970, *Astron. Astrophys.* **8**, 410

Rephaeli, Y. : 1981, *Astrophys. J.* **245**, 351

Rephaeli, Y. : 1995, *ARA&A* **33**, 541

Robertson, H. P. : 1936, *Astrophys. J.* **83**, 187

Roll, P. G. et Wilkinson, D. T. : 1966, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 405

Salopek, D. S. et Bond, J. R. : 1990, *Phys. Rev. D* **40**, 3936

Santos, M. G. et al. : 2001, An estimate of the Cosmological Bispectrum from the MAXIMA-1 CMB map, *astro-ph/0107588*

Smoot, G. et al. : 1992, Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps, *Astrophys. J., Lett.* **396**, L1

Starobinsky, A. A. : 1979, *JETP Lett.* **30**, 682

Stompor, R. et al. : 2002, Making Maps Of The Cosmic Microwave Background : The MAXIMA Example, *Phys. Rev. D* **65**, 022003

Sunyaev, R. A. et Zel'dovich, Y. B. : 1970, *Astrophys. Space. Sci.* **7**, 3

Sunyaev, R. A. et Zel'dovich, Y. B. : 1980, *ARA&A* **18**, 537

Szapudi, I. et al. : 2001a, Fast cosmic microwave background analyses via correlation functions, *Astrophys. J.* **548**, L115

Szapudi, I., Prunet, S., et Colombi, S. : 2001b, Fast analysis of inhomogenous megapixel cosmic microwave background maps, *Astrophys. J.* **561**, L11

Tegmark, M. et Efstathiou, G. : 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281**, 1297

Tegmark, M. et Silk, J. : 1995, *Astrophys. J.* **441**, 458

Tolman, R. C. : 1934, in *Relativity Thermodynamics and Cosmology*, Oxford : Clarendon Press

Veneziano, G. : 2000, String cosmology : the Pre-Big Bang scenario, *Compte rendu de l'école d'été de physique théorique des Houches, session LXXI, L'Univers Primordial* **, édité par P.Binétruy, R. Schaeffer, J. Silk et F.David, éditions EDP sciences-Springer**, 581

Vilenkin, A. et Shellard, E. P. S. : 1995, in *Cosmic Strings and other Topological Defects*, Cambridge University Press

Walker, A. G. : 1936, *Proc. London Math. Soc.* **42**, 90

Woody, D. P. et L., R. P. : 1979, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 925

Woody, D. P. et L., R. P. : 1981, *Astrophys. J.* **248**, 18

Woody, D. P. et L., R. P. : 1982, *Astrophys. J.* **261**, 747+

Wu, J. H. P. et al. : 2001, Tests for Gaussianity of the MAXIMA-1 CMB Map, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 251303

TABLE DES MATIÈRES

1. **Quelques rudiments sur le CMB** 1

1.1 Introduction 1

1.2 Histoire et futur des observations du CMB 2

1.3 Quelques rappels de cosmologie 11

1.4 Création et évolution des fluctuations de densité 20

1.5 Mesure du spectre et modèles cosmologiques 30

2. **Archeops** 35

2.1 But et enjeu scientifique d'Archeops 35

2.2 Sites d'observation 37

2.3 L'instrument 38

2.3.1 les détecteurs 39

2.3.2 le cryostat et la chaîne optique 41

2.3.3 Le pointage et la gestion des données 43

2.4 La stratégie de vol 44

2.5 Les vols Archeops 46

2.5.1 le vol de Trapani 46

2.5.2 le vol de Kiruna 48

3. **Signaux parasites** 53

3.1 tour d'horizon 53

3.2 estimation de la contamination atmosphérique 55

3.2.1 Variation de l'altitude 58

3.3 variation de l'élévation 60

3.3.1 variation de l'opacité 62

3.4 Méthodes de soustraction des signaux basse fréquence et synchrones avec la rotation de la nacelle 65

3.4.1 méthode utilisant les redondances 66

3.4.2 méthode sur les cartes 69

3.4.3 méthode avec bruit corrélé 71

4. **Données nettoyées et étalonnages** 73

4.1 Trapani 73

4.1.1 Illustration des composantes du signal 75

4.1.2 Soutraction des dérives 78

4.1.3 Étalonnage 79

4.2 Kiruna 88

4.2.1 Illustration des composantes 90

4.2.2 Soustraction des dérives 96

4.2.3 Étalonnage 96

5. **Méthodes de reconstruction du spectre de puissance** . . 103

5.1 Introduction 103

5.2 l'approche MADCAP 106

5.3 l'approche MASTER 108

6. **Calcul du spectre sur les données Archeops** 119

6.1 Gaussianité et stationnarité 120

6.2 Estimation du spectre de bruit 129

6.3 Contribution galactique 134

6.4 Kiruna 138

7. **Conclusions** 147

Annexe 149

A. Matrice de pointage 151

A.1 Matrice de pointage 151