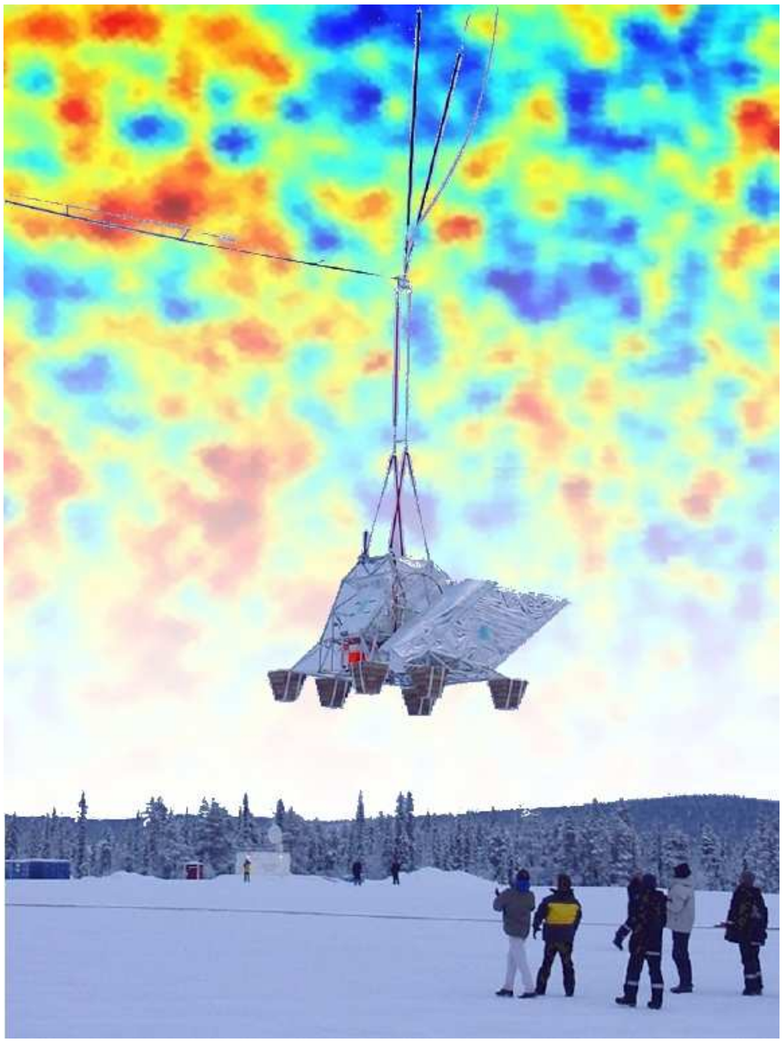
Grenoble E. D. PHYSIQUE
DEA
Physique de la Matière et du Rayonnement

INP Grenoble ENSPG
Ecole Nationale Supérieure
de Physique de Grenoble

De l'étude du fond diffus cosmologique aux rayons cosmiques d'ARCHEOPS



Mars–Juin 2002

Matthieu Tristram

Responsable de stage : Cécile Renault

Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier ma tutrice Cécile, d'avoir eu le courage de me choisir pour ce stage : "Ton padowan est heureux ké tissa y choisi missa".
Je tiens également à la remercier pour son aide, sa présence tout au long de mon stage et sa gaité.

Je remercie Joel Chauvin, directeur de l'Institut, d'avoir confirmé le choix de Cécile. Je remercie aussi Daniel Santos de m'avoir accepté au sein du groupe Archeops/Planck de l'ISN, ainsi que pour les simulations avec Géant.

Merci également à toute l'équipe d'Archeops de m'avoir si gentiment acceuillit dans une phase de l'expérience où il y a du travail pour presque tout le polygone. En particulier, je remercie François-Xavier Désert pour son écoute et ses explications sur le SZ, Alain Benoit pour nos discussions sur les constantes de temps (et ses cerises !), et les deux à la fois pour la passionnante semaine Archeops que j'ai passée à leurs côtés...

Une petite ligne spéciale pour Juan avec qui j'ai apprécié de partager le bureau de Jean-Christophe. Jean-Christophe que je ne remercie pas seulement pour m'avoir prêté son bureau mais aussi pour ses schémas sur le CMB et pour sa disponibilité... des fois...

Merci encore, à Nico pour son aide sur LaTeX et IDL, et p'tit-chef Karine pour m'avoir montré le cryostat et expliqué les parties techniques.

Enfin, je remercie le groupe des thésards de l'ISN qui m'ont permi d'avoir les plus gros éclats de rire depuis longtemps, en particulier grand-Seb pour son aide sur LaTeX.

Table des matières

Introduction

La première prédiction d'un rayonnement fossile (estimée à l'époque autour de 5 K) date de 1948. Elle est due à Gamow [Gamow48] qui défendait son modèle d'explosion d'un état superdense, appelé Big-Bang, et dont le fond diffus cosmologique serait la relique. Ce n'est pourtant qu'en 1964 que Arno A. Penzias et Robert W. Wilson, travaillant sur des antennes radio, découvrirent un signal parasite à environ 3 K.

Depuis près de 40 ans, l'étude du fond diffus cosmologique intéresse les scientifiques et de plus en plus d'expériences sur le sujet voient le jour. Cet engouement est justifié : émis quelques centaines de milliers d'années après le Big-Bang, le fond diffus contient des informations sur le contenu et la géométrie de l'Univers.

En 1992, le satellite COBE mesure la nature de corps noir quasi-parfait, la température (2.725 ± 0.002 K [MatherFixsen+99]) et met en évidence l'incroyable isotropie du fond diffus cosmologique dont les écarts relatifs ne dépassent pas 10^{-5}. L'objectif de l'expérience Archeops (qui vient du grec *Arché* qui signifie commencement, premier et *ops* qui signifie la vue) est de cartographier les anisotropies du fond diffus avec une résolution angulaire presque 40 fois plus fine que celle de COBE (7° pour COBE contre 10' pour Archeops). C'est aussi une expérience d'essai pour le satellite Planck qui devrait être mis en orbite en 2007 et dont l'instrument HFI (pour High Frequency Instrument) est très similaire à celui d'Archeops.

Ce rapport est consacré au traitement des données de cette expérience, et plus particulièrement aux problèmes des signaux parasites émis par les rayons cosmiques. J'ai développé une méthode originale qui estime efficacement l'ensemble de la zone affectée, évitant ainsi un recours intensif à une détection manuelle moins efficace et peu reproductible. Les informations obtenues permettent de caractériser et d'interpréter la sensibilité des différents détecteurs au rayonnement cosmique. Ces signaux sont ensuite exploités pour obtenir le temps de réponse des bolomètres.

Chapitre 1

Le fond de rayonnement cosmologique (CMB)

1.1 Le modèle du Big-Bang

Afin d'expliquer un certain nombre d'observations, différents modèles cosmologiques tentent d'interpréter les premiers instants et l'évolution de notre Univers. Parmi ces théories, les modèles de Big-Bang sont actuellement les plus crédibles car ils sont vérifiés par trois observables fondamentalement indépendantes : *l'expansion de l'Univers* représentée par la constante de Hubble H_0, *la nucléosynthèse primordiale* et *le rayonnement de corps noir à 3 K* (le CMB).

1.1.1 L'expansion de l'Univers

Edwin Hubble, en 1929, présente ses mesures qui prouvent que les galaxies qu'il a observées s'éloignent de nous (à la vitesse v), et ce de façon d'autant plus importante que leur distance à la Terre, d, est grande [Hubble29]. En effet, il a remarqué que les spectres de ce qu'il appelle "nébuleuses" sont décalés vers le rouge, ce qui, en terme d'effet Doppler, signifie que ces galaxies s'éloignent de celui qui les observe. Ce comportement est décrit par la loi de Hubble,

$$H_0 = \frac{v}{d} \tag{1.1}$$

Dans le modèle standard du Big-Bang, cette observation est parfaitement prédite par un Univers en expansion. En relativité générale, on décrit l'expansion de l'Univers par la constante de Hubble H qui, contrairement à ce que semble indiquer son nom, dépend du temps et dont la valeur mesurée aujourd'hui se note H_0.

1.1.2 La nucléosynthèse primordiale

Pendant les premières minutes de l'Univers, celui-ci est formé d'un plasma très énergétique et en interaction permanente, constitué de protons, de neutrons, d'électrons, de neutrinos (accompagnés de leurs anti-particules), et de photons. Lorsque la température descend en dessous de $T \simeq 10^{11}$ K ($\sim$1 MeV), l'énergie devient comparable à l'énergie de liaison entre nucléons : la période de la *nucléosynthèse primordiale* [Olive+00] commence, c'est-à-dire la formation des premiers noyaux. C'est alors que se forment les noyaux des éléments légers comme l'Helium et le Deutérium, mais également, dans une moindre mesure, les isotopes de Berylium et de Lithium 6 et 7 que l'on détecte aujourd'hui avec les abondances prédites par le modèle standard du Big-Bang. Le rapport η du nombre de baryons sur le nombre de photons restant constant (η de l'ordre de 10^{-10}), on peut contraindre, grâce aux observations actuelles, la valeur de la densité baryonique Ω_B.

1.1.3 Les origines du CMB

L'expansion de l'Univers perturbe cet équilibre puisque la densité de matière diminue et devient trop faible pour que la thermalisation se poursuive. Il arrive alors une époque, vers $t \simeq 40000$ ans, où la densité de matière devient égale à la densité de rayonnement. La matière s'agglomère sous l'effet de la gravitation alors que les photons gardent une distribution homogène. C'est le passage de l'*ère Radiative* à l'*ère de Matière* qui continue jusqu'à aujourd'hui.

Lorsque la température de l'Univers atteint 3000 K (ce qui correspond à un âge $\simeq$ 300 000 ans), l'énergie ($\simeq$ 0.3 eV) devient négligeable devant l'énergie de liaison de l'atome d'Hydrogène (13.6 eV) et il ne reste plus assez de photons capables d'ioniser la matière. Les électrons peuvent alors se combiner avec les noyaux d'Hydrogène issus de la nucléosynthèse primordiale : c'est la *période de recombinaison*. Les électrons étant en grande partie capturés par les protons des noyaux, ils n'interagissent plus avec les photons par effet Compton. Ceux-ci acquièrent alors un libre-parcours moyen considérable, de l'ordre de la taille de l'Univers : c'est le *découplage de la matière et du rayonnement*. Ces photons, issus des tous premiers instants de l'Univers et libres de toute interaction, évoluent alors sous la forme d'un rayonnement fossile de corps noir parfait qui, par effet Doppler et du fait de l'expansion adiabatique de l'Univers, nous parvient à la température de $\simeq$ 3 K [MatherFixsen+99] : il est appelé fond de rayonnement cosmologique ou CMB (Cosmic Microwave Background).

1.2 Les paramètres cosmologiques

Le Principe Cosmologique nous amène à utiliser la métrique de Friedmann-Robertson-Walker qui satisfait aux principes d'isotropie et d'homogénéité de l'Univers à grande échelle :

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

où

- $a(t)$ est le facteur d'échelle,
- $\kappa \in \{-1, 0, +1\}$ est la courbure spatiale caractérisant un Univers respectivement ouvert, plat ou fermé.

Pour décrire l'évolution de l'Univers, on utilise les équations d'Einstein :

$$G_{\alpha\beta} = 8\pi G\, T_{\alpha\beta} \tag{1.3}$$

$$\text{où} \quad G_{\alpha\beta} = R_{\alpha\beta} - \tfrac{1}{2}R\, g_{\alpha\beta} + \Lambda g_{\alpha\beta} \tag{1.4}$$

avec
- $g_{\alpha\beta}$ le tenseur métrique
- $R_{\alpha\beta}$ le tenseur de Ricci qui rend compte de la courbure
- $T_{\alpha\beta}$ le tenseur énergie-impulsion qui rend compte de la distribution de matière
- Λ la constante cosmologique introduite par Einstein pour rendre l'Univers statique
- G la constante de gravitation

En introduisant, dans (1.3), la métrique de Friedmann-Robertson-Walker, on obtient les équations de Friedmann qui font intervenir la densité ρ et la pression p de l'Univers [Revenu00] :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{\kappa}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.5}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \tag{1.6}$$

En se plaçant à la période contemporaine ($H = H_0$), en définissant la densité critique qui correspond à un Univers plat,

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

et les paramètres,

$$\begin{array}{rl} \Omega_m = \rho/\rho_c & \text{densité de matière et de rayonnement} \\ \Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2 & \text{constante cosmologique réduite} \\ \Omega_\kappa = \kappa/a_0^2H_0^2 & \text{courbure de l'Univers} \\ \Omega_{tot} = \Omega_m + \Omega_\Lambda & \text{densité totale} \end{array}$$

On écrit plus simplement la première équation de Friedmann :

$$H_0^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_0^2 = H_0^2(\Omega_m - \Omega_\kappa + \Omega_\Lambda) \tag{1.7}$$

$$i.e. \qquad \Omega_\kappa = \Omega_m + \Omega_\Lambda - 1 \tag{1.8}$$

La densité de matière de l'Univers se décompose suivant le type de matière considérée : baryonique, matière noire froide (Cold Dark Matter ou CDM) ou chaude (Hot Dark Matter ou HDM),

$$\Omega_m = \Omega_B + \Omega_{CDM} + \Omega_{HDM} \tag{1.9}$$

La proportion de matière noire chaude ou froide, c'est-à-dire relativiste ou non au moment du découplage, intervient dans le modèle de formation des structures de l'Univers. En effet, un modèle à CDM dominante favorise la formation de petites structures qui s'agglomèrent ensuite par gravité pour donner peu à peu des galaxies et des amas, alors qu'un modèle à HDM dominant favorise plutôt les grosses structures (en lissant les petites anisotropies de densités primordiales) qui évoluent ensuite en amas de structures plus petites. Actuellement, aux vues des observations des structures et de la proportion de matière baryonique, le modèle le plus crédible [Klypin+96] est celui où la matière noire froide domine ($\Omega_{CDM} \gg \Omega_B, \Omega_{HDM}$).

Méthode	Ω_{tot}	n_s	$\Omega_B h^2$	$\Omega_{CDM} h^2$	Ω_Λ	Ω_m	h	Age*
CMB seul	$1.05^{+0.05}_{-0.05}$	$1.02^{+0.06}_{-0.07}$	$0.023^{+0.003}_{-0.003}$	$0.13^{+0.03}_{-0.02}$	$0.54^{+0.12}_{-0.13}$	$0.52^{+0.15}_{-0.15}$	$0.55^{+0.09}_{-0.09}$	$15.0^{+1.1}_{-1.1}$
CMB + Sn	$1.01^{+0.04}_{-0.03}$	$1.03^{+0.06}_{-0.06}$	$0.024^{+0.003}_{-0.003}$	$0.12^{+0.02}_{-0.02}$	$0.68^{+0.05}_{-0.07}$	$0.33^{+0.07}_{-0.07}$	$0.67^{+0.07}_{-0.07}$	$13.9^{+1.0}_{-1.0}$

$^*10^9 ans$

TAB. 1.1 – Paramètres cosmologiques obtenus grâce au CMB seul et grâce à l'association du CMB et des observations des Supernovæ (Sn). Pour obtenir ces valeurs on a seulement contraint h ($0.45 < h < 0.90$), l'âge (Age $> 10^{10}$ ans) et Ω_m ($\Omega_m > 0.1$). Issu de [Sievers+02].

Parmi les paramètres cosmologiques, on trouve également l'indice spectral des fluctuations scalaires primordiales n_s. Dans l'hypothèse de perturbations initiales adiabatiques et invariantes d'échelle, $n_s = 1$.

Les mesures des paramètres cosmologiques sont résumées dans le tableau 1.1, où h est défini par $H_0 = h * 100$ km.s^{-1}.Mpc^{-1}. On expliquera au paragraphe 1.3.2 le principe d'extraction des paramètres à partir des observations du rayonnement de fond diffus.

On peut voir que Ω_{tot}, qui fixe la position du premier pic acoustique (cf. 1.3.2), est fortement contraint par le CMB seul.
En revanche, on observe une dégénérescence, en particulier pour Ω_Λ et Ω_m, ce qui se traduit par une erreur de $\sim 25\%$ sur ces paramètres. Ceci vient du fait qu'il est difficile de distinguer, par le CMB seul, un modèle à grand Ω_m et faible Ω_Λ (où les fluctuations sont très piquées à cause de la forte densité de matière), d'un modèle à grand Ω_Λ et faible Ω_m (où la géométrie fait que les fluctuations apparaissent plus piquées). La solution consiste à combiner les résultats du CMB à d'autres observables. En ce qui concerne la dégénérescence de Ω_Λ et Ω_m, on peut utiliser les observations des supernovæ de type Ia utilisées comme chandelles standards pour tester la géométrie de l'Univers (cf. figure 1.1). Le CMB contraint efficacement la somme $\Omega_{tot} = \Omega_\Lambda + \Omega_m$, alors que les supernovæ apportent des restrictions sur la différence $\Omega_m/2 - \Omega_\Lambda = q_0^2$, en mesurant la distance de luminosité qui fait intervenir le paramètre de décélération $q_0 = -\frac{\ddot{a}_0}{\dot{a}_0^2} a_0$.

1.3 Les anisotropies du CMB

1.3.1 L'isotropie du CMB

Du fait de l'équilibre thermodynamique de l'Univers au moment du découplage, les photons du CMB possèdent une caractéristique fondamentale : le CMB observé est isotrope avec une température de 2.725 ± 0.002 K [MatherFixsen+99] dont les écarts relatifs mesurés ne dépassent pas 10^{-5}. Le modèle standard du Big-Bang explique facilement une isotropie du rayonnement de fond diffus sur des échelles de l'ordre de 1° qui correspondent à une partie de la surface de dernière diffusion qui était thermalisée au moment du découplage. Mais comment expliquer que le CMB observé soit complètement isotrope sur l'ensemble du ciel ? Pour répondre à cette question, le modèle le plus crédible à l'heure actuelle est celui de l'inflation. Il prévoit une période d'expansion beaucoup plus rapide de l'Univers qui permettrait à des surfaces séparées de plusieurs degrés sur la surface de dernière diffusion d'avoir été en contact avant l'inflation suffisamment longtemps pour être à l'équilibre thermique.

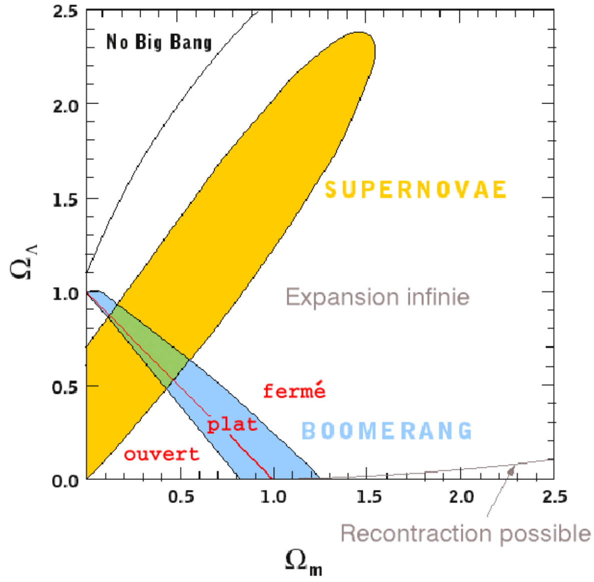


FIG. 1.1 – Isocontours de probabilité dans le plan [Ω_m,Ω_Λ]. Les résultats de CMB sont issus de la collaboration BOOMERanG [Mauskopf+00], ceux des supernovæ sont issus de la collaboration SCP (Supernovæ Cosmology Project) [Perlmutter+99]

L'intérêt d'une étude approfondie du CMB vient du fait que ces fluctuations minimes de la température mettent en évidence à la fois l'existence de fluctuations de matière dans l'Univers primordial (qui donnent les anisotropies primaires) ainsi que la présence de phénomènes perturbatifs entre la surface de dernière diffusion et notre détecteur (qui produisent les anisotropies secondaires).

1.3.2 Spectre de puissance

On décrit les anisotropies de température du CMB à l'aide de leur spectre de puissance angulaire en température C_l [Lineweaver97]. Le spectre de puissance se déduit de la carte des anisotropies par une décomposition dans l'espace des harmoniques sphériques Y_l^m, fonctions de base de la sphère. Cette décomposition s'écrit :

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{l=2}^{+\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_l^m \tag{1.10}$$

On calcule alors les coefficients a_{lm} à partir d'une carte des fluctuations en température, en utilisant l'orthogonalité de la base des harmoniques sphériques :

$$a_{lm} = \int \frac{\Delta T}{T}(\vec{n}) Y_l^{m*}(\vec{n}) d\vec{n} \tag{1.11}$$

Le multipôle ℓ est inversement proportionnel à θ, la taille angulaire de la structure (donnée par $\theta \sim \lambda_k/R$ où λ_k est la longueur d'onde du mode k et R la distance qui nous sépare de la surface de dernière diffusion). Pour référence, 1 degré correspond à $\ell = 180$, 20' à $\ell = 540$. On définit donc la puissance spectrale angulaire (comme on définit la puissance dans un espace cartésien à partir des coefficients de Fourier),

$$C_l = \left\langle |a_{lm}|^2 \right\rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{l} |a_{lm}|^2 \tag{1.12}$$

Schématiquement (cf. figure 1.2), on peut décrire le spectre de puissance que l'on vient de définir par une contribution uniforme pour les grandes échelles angulaires (supérieures à quelques degrés) et des pics "Doppler", dus aux oscillations acoustiques, à des échelles plus petites (le premier pic apparait à $l \simeq 200$). Les contraintes sur les paramètres cosmologiques se font en étudiant les pics (leur amplitude, leur position en échelle angulaire, leur espacement), puisque l'allure des pics dépend fortement des valeurs attribuées aux paramètres cosmologiques tels que Ω_m, Ω_Λ, Ω_B ou Ω_{tot}.

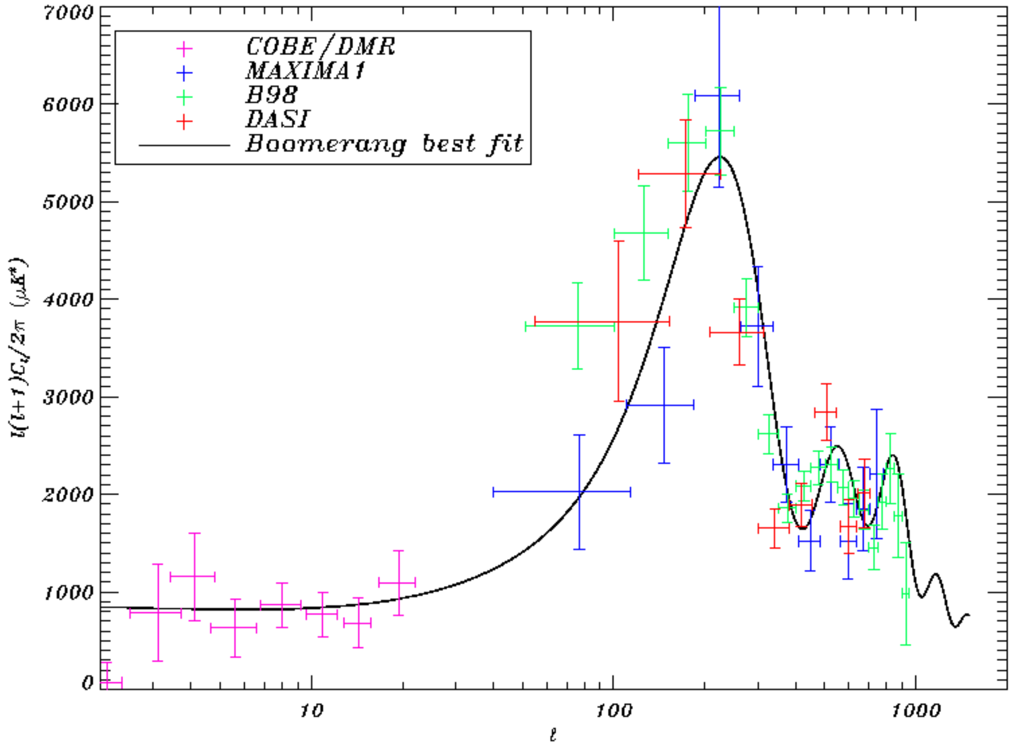


Fig. 1.2 – Spectre de puissance

1.3.3 Les anisotropies primaires

Au moment du découplage, la matière n'était déjà plus homogène dans l'Univers. Les dernières interactions entre le rayonnement, quasi-isotrope, et la matière, qui tombe de plus en plus dans les puits de gravitation, laissent leurs "empreintes" sur le CMB.
Pour étudier les forces présentes au moment du découplage, on modélise l'Univers par un fluide photons-baryons dont on étudie les petites perturbations linéaires [Bunn97]. Les espèces relativistes (photons et neutrinos) sont caractérisées par une fonction de distribution f satisfaisant à l'équation de Boltzmann,

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x^i}\frac{dx^i}{dt} + \frac{\partial f}{\partial p}\frac{dp}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \gamma^i}\frac{d\gamma^i}{dt} = C[f] \tag{1.13}$$

avec

- p la quadri-impulsion
- γ^i les cosinus directeurs de l'impulsion
- C traduisant les collisions lors des processus diffusifs

Quant à la matière non relativiste (baryons et CDM), elle satisfait aux relations de continuité, d'Euler et de Poisson,

$$\dot{\delta}_X + \nabla \cdot \vec{v}_X = 0 \tag{1.14}$$

$$\dot{\vec{v}}_X + 2H\vec{v}_X = -\frac{1}{a^2}\nabla\Psi \tag{1.15}$$

$$\nabla^2\Psi = 4\pi G\bar{\rho}\delta \tag{1.16}$$

où

- $\delta_X = \frac{\delta\rho_X}{\rho_X}$ est la perturbation de densité de l'espèce X
- $\vec{v}_X$ le champ de vitesse de l'espèce X
- Ψ le potentiel gravitationnel de Newton
- $\bar{\rho}$ la densité moyenne
- δ la perturbation totale de densité

De ces trois équations, en considérant un Univers dominé par la CDM, on déduit une équation du second degré en $\delta = \delta_X$,

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - 4\pi G\bar{\rho}\delta = 0 \tag{1.17}$$

dont la solution δ, et donc Ψ par l'intermédiaire de (1.16), dépend du facteur d'échelle a qui, lui, varie suivant l'ère considérée :

Pour l'ère radiative	$a(t) \propto t^{1/2}$	Ψ décroissant	$\delta \propto \ln t$
Pour l'ère de matière	$a(t) \propto t^{2/3}$	Ψ indépendant du temps	$\delta \propto t^{2/3}$

En gardant toujours l'approximation de couplage électromagnétique fort entre photons et baryons (ce qui reste correct jusqu'à la surface de dernière diffusion), le temps moyen entre deux collisions photon-baryon τ devient petit par rapport au facteur d'expansion H^{-1}, au temps de traversée d'un mode de Fourier par la lumière $(ck)^{-1}$ et par rapport à son homologue sonore $(c_s k)^{-1}$,

$$\tau \ll H^{-1}, (ck)^{-1}, (c_s k)^{-1} \tag{1.18}$$

La fonction de distribution des photons f devient alors isotrope et entièrement caractérisée par une seule variable. Comme le système est couplé de façon adiabatique, le fluide photons-baryons est lui aussi entièrement déterminé par une seule variable que l'on choisit par commodité :

$$\Theta(\vec{x},t) = \frac{\Delta T}{T}(\vec{x},t) = \frac{1}{3}\delta(\vec{x},t) \tag{1.19}$$

On peut alors, en l'absence de contraintes anisotropes, écrire les équations d'Euler et de continuité pour le fluide sous la forme [Hu95] :

$$\frac{d}{d\eta}\left[(1+R)\frac{d\Theta}{d\eta}\right] + \frac{k^2}{3}\Theta = -\frac{k^2}{3}(1+R)\Psi \tag{1.20}$$

où $\eta = \int_0^t \frac{dt}{a(t)}$ est le temps comobile et $R = 3\rho_B/4\rho_\gamma$ (supposé indépendant du temps). L'équation (1.20) est l'expression de l'équation d'un oscillateur harmonique en régime forcé adiabatique dont la solution pour un mode de Fourier k est :

$$\Theta(\eta) = \frac{1}{3}(1+3R)\Psi\cos(kc_s\eta) - (1+R)\Psi \tag{1.21}$$

Essayons de retrouver la signification de ce résultat. Nous avons modélisé l'Univers au moment du découplage par un fluide photons-baryons en couplage intense, adiabatique, sans contrainte anisotrope. Les équations d'évolution de ce fluide nous montrent l'apparition de modes oscillatoires de fréquence kc_s et dont l'amplitude dépend de R, c'est-à-dire de Ω_B, et de Ψ, le champ gravitationnel dont on a décrit la dépendance en a au voisinage du découplage. Ces oscillations correspondent à l'influence contradictoire de la matière qui se comprime sous l'effet de la gravitation et de la pression de radiation photonique qui tend à rendre le milieu homogène. Les oscillations de ce fluide étant directement perceptibles sur la mesure du CMB qui nous parvient, on peut contraindre les paramètres cosmologiques en mesurant l'amplitude des pics accoustiques du CMB.

1.3.4 Les anisotropies secondaires

Des fluctations de température du CMB peuvent également intervenir durant le trajet des photons de la surface de dernière diffusion jusqu'à nous [Aghanim96a]. Ces perturbations sont de deux types : soit gravitationnelles (perturbation de la métrique qui correspond à une modification du potentiel traversé par les photons), soit dues à l'interaction Compton (si des électrons réapparaissent de façon non-liée dans le milieu, ils vont interagir avec les photons du CMB).
Nous citerons ici quelques-uns des effets secondaires les plus importants :

L'effet Rees-Sciama
Lors de la formation des structures de matière, peu après le découplage, les perturbations primordiales de densité évoluent rapidement avec le temps. De ce fait, les puits de potentiel gravitationnel se "creusent" rapidement. Ainsi, un photon perd plus d'énergie à ressortir d'un puit qu'il n'en a gagné lorsqu'il y est tombé. Cette différence a pour effet de décaler localement le spectre des photons du CMB vers le rouge (ils sont moins énergétiques que leurs voisins). Cet effet génère des fluctuations de température dont la différence relative est

de l'ordre de quelques 10^{-7}, et qui sont maximales pour des échelles entre 10 et 40 minutes d'arc [Seljak96]. L'expérience ARCHEOPS atteint des résolutions angulaires d'environ 10 à 15 min d'arc mais reste insensible à des variations de température de cet ordre. Bien que nettement plus sensible, PLANCK ne devrait également pas être perturbé par cet effet.

L'effet Sachs-Wolfe intégré

Le long de leur trajectoire, les photons du CMB subissent aussi les variations du potentiel gravitationnel, dues par exemple aux grandes structures, qui ont pour effet de décaler leur spectre d'énergie. Cet effet est d'autant plus intense que les photons passent proche de ces structures. L'effet Sachs-Wolfe intégré est donc l'intégrale le long de la ligne de visée de ces variations. Il tient ainsi également compte de la variation temporelle du potentiel pendant le voyage des photons [Bunn96].

L'effet de lentille gravitationnelle

Contrairement aux deux effets précédents, celui-ci ne décale pas le spectre des photons du CMB (ce qui correspond à un transfert d'impulsion le long de la ligne de visée), il modifie la trajectoire des photons dans la direction transversale. Ceci a pour effet de distordre l'image que l'on peut percevoir des anisotropies primordiales, i.e. de la surface de dernière diffusion. Le spectre des photons (cf. paragraphe 1.3.2) est donc légèrement nivelé : une partie de la puissance des pics (quelques %) est répartie dans les vallées.

Cet effet commence au niveau du deuxième pic acoustique et s'amplifie pour les petites échelles. Il devrait donc être négligeable du point de vue de l'expérience ARCHEOPS mais détectable pour PLANCK qui devrait voir des échelles beaucoup plus petites.

La réionisation

Au niveau des structures de matière dans l'Univers, la densité devient telle que la formation de quasars devient possible, ce qui conduit à l'ionisation de la matière environnante. Cette phase se situe entre la recombinaison ($t \sim 300\,000$ ans) et la formation des premières galaxies ($t \sim 10^9$ ans). Les photons interagissent par effet Compton inverse avec les électrons ainsi libérés, ce qui peut produire des fluctuations de la température du CMB de l'ordre de 10^{-6} à des échelles comprises entre le premier et le troisième pic (de 10' à 1°) [Aghanim+96b].

L'effet Sunyaev-Zeldovich (SZ)

Les électrons libres du gaz chaud intra-amas réagissent eux-aussi avec les photons du CMB ([Zel'dovichSunyaev69], [SunyaevZel'dovich70]) et produisent des fluctuations allant jusqu'à quelques 10^{-4} pour des petites échelles angulaires (à partir de $\ell = 200$ et maximum au-delà de $\ell = 2000$). En effet, comme la température du gaz est très élevée ($T \simeq 10^7$ K), quelques photons gagnent de l'énergie par effet Compton, c'est l'effet SZ thermique. On observe donc une redistribution des photons de la partie basse fréquence du spectre vers les hautes fréquences. On s'attend à un effet significatif pour PLANCK (qui ira jusqu'à $\ell = 2000$) et limité mais néanmoins potentiellement détectable (cf. annexe C) pour ARCHEOPS (qui atteint au maximum $\ell = 800$).

Comme ces amas peuvent également être en mouvement, ils peuvent aussi créer, par effet Doppler, d'autres anisotropies : c'est l'effet SZ cinétique. Mais les fluctuations qu'il génère restent négligeables puisqu'elles ne dépassent pas 10% de l'effet SZ thermique.

1.3.5 Les rayonnements d'avant-plans

En plus des effets cités au paragraphe précédent, la mesure du CMB est perturbée par des émissions relativement locales (provenant essentiellement de notre Galaxie) telles que le rayonnement synchrotron, le rayonnement de freinage ou l'émission des poussières galactiques qui émettent également aux fréquences millimétriques.

L'émission synchrotron
Le champ magnétique de notre Galaxie confine les électrons relativistes qui émettent un rayonnement dont la fréquence est comprise entre 400 MHz et 100 GHz. Ce rayonnement est appelé rayonnement synchrotron. Il n'est pas détecté par ARCHEOPS dont le premier canal en fréquence est à 143 GHz.

Le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung)
Dans un gaz chaud (quelques 10^4 K), les électrons subissent l'interaction électromagnétique des ions positifs du gaz. Ils sont freinés et produisent un rayonnement thermique appelé rayonnement de freinage à des fréquences comprises entre 1 et 10 GHz. Cet effet est difficile à mettre en évidence car, à ces fréquences, il est dominé par l'émission synchrotron.

L'émission des poussières
Le plan galactique contient des nuages moléculaires froids ($\sim$ 10–20 K) qui émettent à plus grande fréquence que le CMB et qui dominent à partir de $\sim$ 350 GHz (cf. figure 1.3). Les poussières contenues dans ces nuages peuvent émettre un rayonnement partiellement polarisé, les grains s'alignant selon le champ magnétique local.

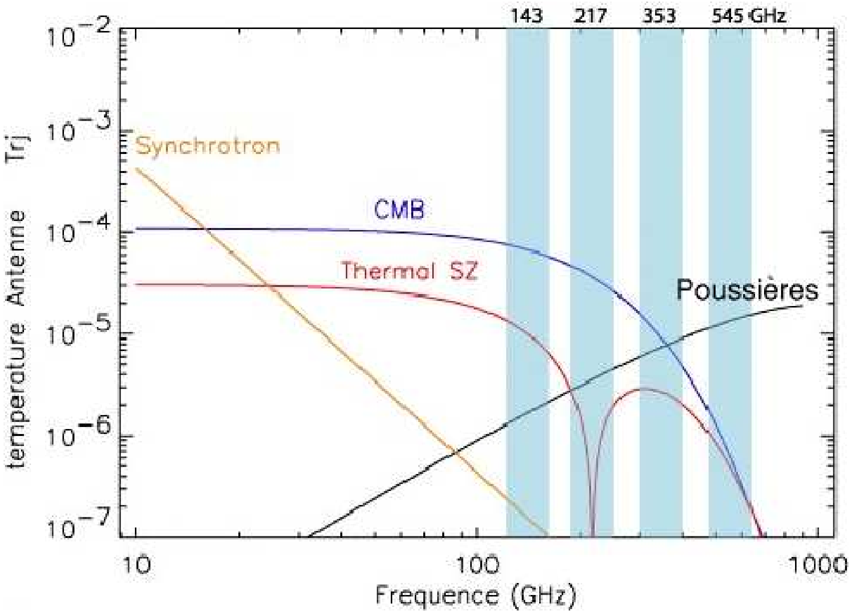


FIG. 1.3 – Spectre en température des émissions vues par ARCHEOPS. On peut voir, en bleu, les bandes de fréquence des différents bolomètres.

Chapitre 2

L'expérience ballon Archeops

2.1 L'expérience Archeops

Archeops est une expérience qui se propose de mesurer le CMB au moyen de détecteurs photométriques embarqués sur un ballon stratosphérique. L'expérience consiste à récolter les photons aux fréquences qui nous intéressent avec le moins de bruits parasites possibles ce qui justifie l'utilisation d'un ballon qui permet d'atteindre une altitude élevée (40 000 m) où l'atmosphère est très raréfiée. Nous décrivons ici le "baggage" du ballon, à savoir : le télescope, l'instrumentation (qui est proche de celle de l'instrument HFI qui doit embarquer en 2007 sur le satellite Planck), ainsi que la stratégie de pointage d'Archeops (cf. [Benoit+02]).

2.1.1 Le télescope

Le télescope d'Archeops est un télescope grégorien à deux miroirs hors-axe, un primaire parabolique et un secondaire elliptique. Le primaire a un diamètre de 1.7 m alors que le secondaire, d'un diamètre proche de 84 cm, est placé en dehors de l'axe optique du primaire. Les pixels photométriques (voir paragraphe 2.1.3) sont situés au plan focal du système. La diffraction limite le pouvoir séparateur du télescope à ~ 5 minutes d'arc.

2.1.2 Le cryostat

Les photons du CMB étant dans le domaine des fréquences millimétriques, le rayonnement thermique des instruments ainsi que le bruit électronique perturbent énormément la mesure. Pour obtenir une meilleure sensibilité, les expériences de mesure du CMB cherchent à refroidir suffisamment leurs instruments. La solution adoptée par Archeops est celle d'un cryostat à dilution en cycle ouvert qui permet d'atteindre la température de 100 mK en condition spatiale (c'est-à-dire de façon autonome dans un environnement sans gravité). Il est composé principalement de trois enceintes thermiques respectivement à 10 K, 1.6 K et 100 mK.

L'étage 10 K est obtenu à l'aide d'un réservoir d'Helium liquide à 4.2 K, en contact thermique avec l'enceinte trouée sur le dessus pour laisser passer les cônes (cf. paragraphe 2.1.3), ce qui laisse entrer le rayonnement extérieur à travers une fenêtre qui isole le vide intérieur du milieu ambiant.

Pour diminuer la température jusqu'à 100 mK on utilise la propriété des liquides ^{4}He superfluide et ^{3}He qui, en mélange, consomment assez d'énergie pour atteindre la température souhaitée. Deux capillaires amènent les fluides dans un troisième où ils sont mis en contact, et qui sert à l'évacuation du mélange. Après avoir thermalisé le plan focal, le mélange subit une détente Joule-Thompson qui permet de refroidir l'enceinte intermédiaire jusqu'à 1.6 K.

Il faut environ 3 jours au cryostat pour atteindre ces températures extrêmes.

2.1.3 Les pixels photométriques

Les pixels photométriques d'ARCHEOPS sont semblables à ceux développés pour l'instrument PLANCK-HFI. Ils sont constitués de trois cônes, de trois séries de filtres et d'un bolomètre, détecteur permettant de mesurer des différences de température de l'ordre du μK (cf. annexe A).

Les cônes (cf. figure 2.1) sont dessinés de façon à guider exclusivement les photons dans la gamme de fréquence souhaitée et à rejeter les rayonnements ne provenant pas du ciel.

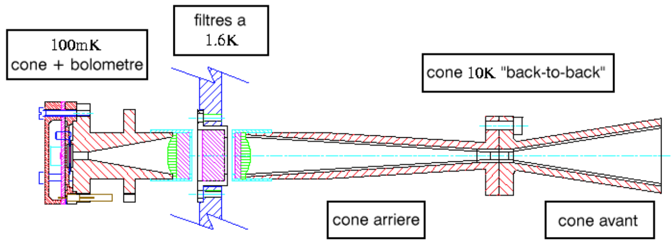


FIG. 2.1 – Description d'un pixel photométrique d'ARCHEOPS

Le rayonnement du télescope est focalisé dans un ensemble de deux cônes montés tête-bèche ("back-to-back") avec une série de filtres au bout du deuxième cône permettant de sélectionner les longueurs d'onde. Cet ensemble fait partie de l'étage thermalisé à 10 K. Ensuite, à 1.6 K, on place une série de filtres devant le troisième cône monté sur le bolomètre à 100 mK. On peut voir le dispositif complet à la figure 2.2.

Le bolomètre est constitué d'un absorbeur solide sous la forme d'une grille thermalisée à 100 mK, dont les mailles sont millimétriques, sur laquelle est monté un cristal de Germanium parcouru par un courant I (voir figure 2.3). La grille absorbe le rayonnement incident, ce qui augmente sa température et, par conduction, celle du Germanium. On fait parcourir un courant d'intensité I dans le Germanium de façon à obtenir une variation maximum de la résistance dans le domaine de température qui nous intéresse. En mesurant la différence de potentiel à ses bornes, on obtient, de manière directe, la température de l'absorbeur liée à l'intensité du rayonnement incident (cf. annexe A).

L'intérêt de l'utilisation d'un absorbeur sous la forme d'une grille réside dans le fait que, tout en absorbant toujours les photons, elle laisse passer les rayons cosmiques qui constituent une source non-négligeable de bruit comme nous le verrons un peu plus loin (paragraphe 3.1).

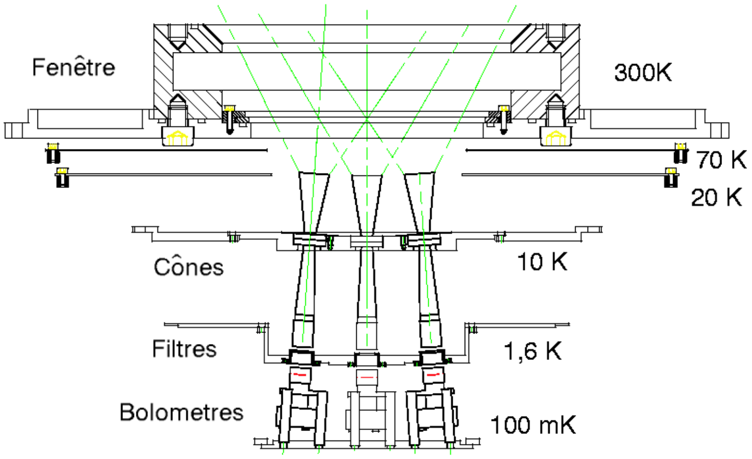


FIG. 2.2 – Le plan focal et les différents étages froids d'ARCHEOPS

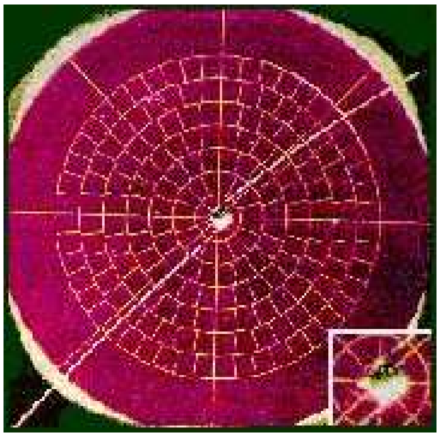


FIG. 2.3 – La grille d'absorbtion des bolomètres d'ARCHEOPS

Le plan focal d'ARCHEOPS est constitué de 32 bolomètres à différentes fréquences permettant à la fois l'étude du fond diffus et des émissions parasites (cf. figure 1.3) :

- 14 d'entre eux, à 143 GHz ou 217 GHz, sont destinés à la physique du CMB.
- 1, à 545 GHz, est plus sensible aux émissions atmosphériques (et galactiques) qui dominent d'un facteur 10 dans cette bande de fréquence.
- 6 bolomètres à 353 GHz sont consacrés à l'observation des avant-plans polarisés.

2.1.4 La stratégie de pointage

Le Soleil, comme la Lune, émet un rayonnement qui perturbe les mesures de CMB en chauffant les instruments. Pour éviter ces perturbations, on cherche à voler de nuit.

Comme une expérience de mesure du CMB en ballon cherche à obtenir de la précision sur ses mesures en augmentant la redondance, c'est-à-dire en observant le plus de fois possibles le même endroit du ciel, le vol doit être le plus long possible (il est toutefois limité à 36 h par l'autonomie du cryostat).

Ces deux contraintes ont poussé l'expérience ARCHEOPS jusqu'à Kiruna (Suède), au-dessus du cercle polaire, où, pendant l'hiver arctique, les nuits dépassent les 20 heures.

L'originalité d'ARCHEOPS est sa stratégie de pointage. En effet, la nacelle tourne sur elle-même en 30 secondes. Le télescope pointe à une élévation de 41°, décrivant ainsi de larges cercles dans le ciel. Cette valeur représente un compromis entre une masse d'air la plus faible possible (donc une élévation importante) et des cercles les plus larges possibles pour une meilleure couverture du ciel (donc une élévation faible). De plus, aux dates des missions d'ARCHEOPS, cette élévation permet d'observer Jupiter et Saturne qui servent de sources de calibration. Conjugué à la rotation de la Terre, ceci permet de couvrir 30 % du ciel dès 12 h de vol. Cette stratégie, associée à la disposition des bolomètres dans le plan focal, permet d'obtenir des redondances à 3 niveaux :

- quelques millisecondes entre deux bolomètres à la même élévation,
- quelques minutes entre deux bolomètres sur des rangées différentes du plan focal,
- quelques heures pour que les cercles décrits dans le ciel se croisent.

Ceci permet d'obtenir un meilleur rapport signal/bruit et une meilleure estimation des effets systématiques.

Ainsi, même si elle a moins de temps d'observation, cette stratégie fait d'ARCHEOPS une expérience complémentaire aux autres ballons (comme BOOMERANG ou MAXIMA) qui observent intensément quelques pourcents du ciel.

2.2 Les vols

Après un vol d'essai en Sicile (à Trapani) le 17 juillet 1999, le ballon ARCHEOPS a volé par deux fois entre la base du CNES à Kiruna (Suède) et le nord de la Russie. A Kiruna, les vols scientifiques d'ARCHEOPS ont duré respectivement 10 h et 19 h (dont 12 h de nuit) pour une couverture du ciel de 25 % et 30 % (cf. figure 2.4).

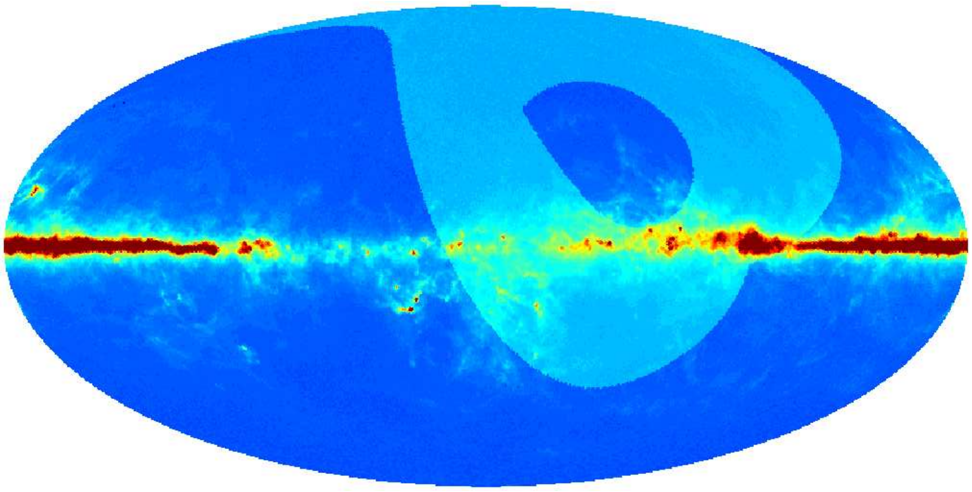


FIG. 2.4 – Couverture du ciel du vol KS3 d'ARCHEOPS (29.8 % pour 11.45 h de vol) superposée à la carte à 100 microns [Schlegel+98] centrée sur l'anti-centre galactique.

2.3 Le traitement des données

Les données d'ARCHEOPS étant trop volumineuses (environ 20 Go pour 12 h de vol de nuit) pour être transmises au sol pendant la durée du vol, elles sont comprimées puis enregistrées à bord et relues après récupération de la nacelle. Il est alors nécessaire de traiter ces données brutes avant de tracer les cartes du ciel. En effet, le CMB est totalement noyé dans un bruit presque 100 fois supérieur au signal. Après avoir enlevé le bruit électronique à l'aide d'un filtre passe-bande, on va donc faire subir aux données une série de nettoyages, de décorrélations et de remises à niveau.

Le pointage

Pour reconstruire les cercles d'ARCHEOPS dans le ciel, il est nécessaire de connaître précisémment l'endroit dans le ciel où le télescope vise. Cette étape de pointage est essentielle et prioritaire afin de pouvoir décorréler les données le mieux possible. Pour cela, en plus de systèmes de navigation comme le GPS et des gyroscopes embarqués sur la nacelle, on utilise les données du senseur stellaire qui contiennent le signal laissé par les sources ponctuelles dans le domaine visible (étoiles ou planètes) pendant leur traversée du champ de vue[1]. On cherche les signaux d'étoiles ou de galaxies répertoriées et dont on connait précisémment la position dans le ciel. Ceci nous permet d'atteindre une précision de 1.5 minute d'arc pendant la nuit.

Le "déglitchage"

Le premier traitement est de repérer les signaux intenses dus aux rayons cosmiques. Ces signaux parasites dominent ponctuellement très largement le CMB et les autres bruits. C'est la partie "deglitchage" que l'on développera dans le paragraphe 3.1.

La partie basses fréquences ($f < 0.01\ Hz$)

On enlève ensuite un polynôme du troisième degré pour s'affranchir de la diminution générale du signal due à la baisse progressive de la température au cours du vol.
On cherche ensuite à décorréler le signal des variations à basse fréquence de la température des étages supérieurs du cryostat (10 K et 1.6 K) et de l'émission des poussières. Pour cela, on réduit les données en sous-échantillonnant le signal et on calcule les coefficients de la matrice de décorrélation des basses fréquences (plus petites que la fréquence de rotation de la nacelle) à partir des signaux des thermomètres et du bolomètre à 545 GHz. On corrige également des sauts brutaux de niveau.
On évalue ensuite, l'effet du Dipôle à partir d'un modèle théorique (à cause de la rotation de la Galaxie par rapport au rayonnement de corps noir, le rayonnement est décalé par effet Doppler vers le rouge en avant de la rotation et vers le bleu en arrière), ainsi que les effets de l'atmosphère à partir des données de l'élévation et de l'altitude.

La partie des fréquences moyennes (0.01 Hz < f < 1.5 Hz)

On décorrèle également les données de l'émission de l'ozone à l'aide des bolomètres à 353 GHz et 545 GHz, plus sensibles à ces parasites.

[1]seules Jupiter et Saturne sont vues à la fois par le senseur stellaire et par les bolomètres

La partie hautes fréquences ($f > 3\ Hz$)
On décorrèle enfin les données d'un bruit parasite microélectronique d'origine microphonique en utilisant les thermomètres à 100 mK.

On peut observer, sur les figures suivantes, les modifications apportées par le traitement des données tant sur le point du spectre (figure 2.5) que sur l'aspect général des données (figure 2.6).

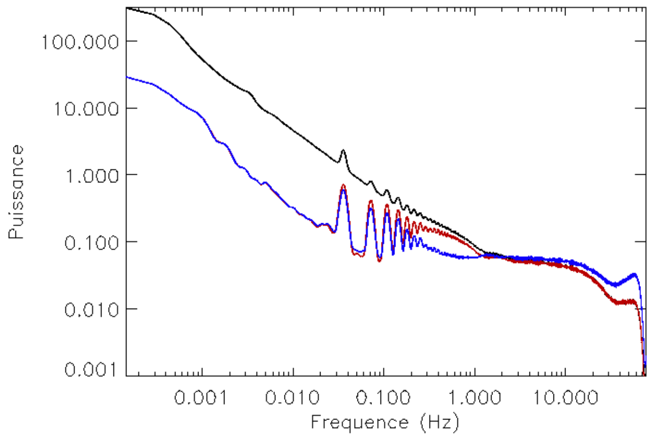


FIG. 2.5 – Spectre en fréquence des données avant traitement (en noir), au cours du traitement après la partie basse fréquences (en rouge) et à la fin du traitement (en bleu). On voit clairement les trois parties en fréquence sur le spectre : beaucoup de bruit à basse fréquence traité par décorrélations ($f < 0.01$ Hz), les pics à la fréquence de rotation et ces harmoniques qui apparaissent au cours du traitement (0.01< f <1 Hz) et la partie hautes fréquences où le bruit blanc domine ($f > 1$ Hz).

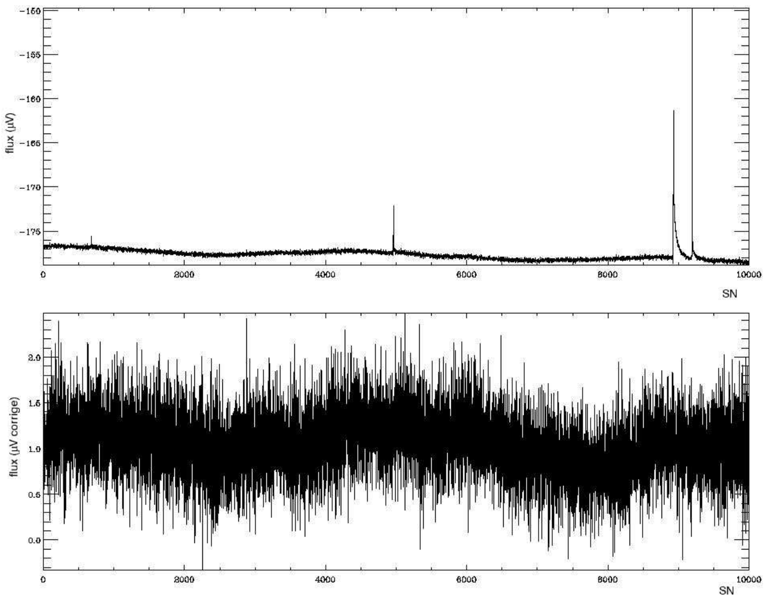


FIG. 2.6 – Deux tours et demi (∼ 1 min) des données d'un bolomètre à 143 GHz d'ARCHEOPS. Haut : données brutes avec une partie du premier passage de Jupiter (SN : 700, 5000 et 9200) et un glitch long (SN : 8800). Bas : données après traitement.

Chapitre 3

Analyse de la réponse des bolomètres à un rayon cosmique

3.1 Définition

On conserve dans cette partie le terme anglais de “glitch” désignant la réponse d'un détecteur (ici un bolomètre) à un rayon cosmique. Ce signal ponctuel caractérise le passage d'une particule qui laisse une partie de son énergie dans le détecteur. A 40 km d'altitude, le rayonnement cosmique est presque exclusivement constitué de protons et de 10 % d'Helium, avec une énergie de quelques GeV (cf. figure 4.2).

Ce signal masque localement le CMB, il est donc nécessaire de repérer ces signaux afin de pouvoir identifier les périodes où le détecteur est saturé par un signal parasite. La méthode doit être conservatrice et rapide :

- conservatrice, car le nettoyage des données est vital pour obtenir le signal du ciel,
- rapide, car le volume des données à traiter est important (autour de 20 Go pour les 12 h de nuit du vol KS3).

Les données d'Archeops sont échantillonnées toutes les 6.5 ms. Par la suite, la référence en temps devient donc l'unité de cet échantillonnage, le SN (pour “Sample Number”).

Le but de cette étape du traitement des données est d'obtenir une colonne d'indices marquant la présence d'un glitch à un instant t_i pour un bolomètre donné. Concrètement, on marque l'ensemble des SN affectés par un rayon cosmique. Par la suite, le signal est localement remplacé par une interpolation linéaire d'abord, puis par une réalisation de bruit contraint car les trous dans les données empêchent le calcul des transformées de Fourier (utiles pour les filtres en fréquences). On ne veut pas modifier les données qui peuvent être récupérées en vue d'une recherche, par exemple, de sources ponctuelles qui sont détectées et marquées comme les glitchs. En revanche, la Galaxie doit être épargnée.

On cherche donc simplement à obtenir une bonne appréciation du nombre de SN à marquer pour chaque glitch détecté.

3.2 Détection

La première étape est la détection. On évalue le bruit σ_f des données sur une fenêtre f de 400 SN. Pour cela, on soustrait la médiane m_f de la fenêtre centrée sur le point considéré, puis on calcule la déviation standard en retirant 5 % des points les plus faibles et les plus forts en signal. Ceci nous permet d'évaluer le bruit des données affranchies d'un éventuel glitch et des points abérants. On fixe un seuil $n = 8$ et on renvoie tous les points t_i dont le signal $y(t)$ est tel que

$$y(t_i) > n.\sigma_f(t_i) + m_f$$

On est obligé de traiter différemment les données proches du plan galactique qui seraient quelquefois affectées par cette procédure. Le problème provient du fait que le signal de la Galaxie est, sur certains bolomètres, assez piqué. La Galaxie apparaît alors, à l'échelle de la fenêtre, comme une ligne de base différente d'une simple constante évaluée par la médiane m_f. Pour mieux détecter la présence d'un glitch et pour conserver le signal de la Galaxie, en cas de détection dans cette zone (i.e. pour une latitude galactique comprise entre -10° et 10°), on retire une première ligne de base[1] avant de recalculer le bruit $n(t)$.

L'idéal serait de procéder de la même manière pour chaque glitch détecté, mais le temps de calcul lié à l'estimation et à la soustraction de la ligne de base ne nous permet pas de l'appliquer à l'ensemble des candidats. Mais l'approximation par une constante de la ligne de base reste justifiée en dehors des zones galactiques.

3.3 Modélisation

On modélise un glitch par une fonction de Dirac au temps t_i. Comme les bolomètres ont un temps de réponse τ non-nul, le signal redescend exponentiellement en $\exp[-(t-t_i)/\tau]$. L'observation des données brutes nous a permis d'identifier deux types de constantes de temps τ_{court} et τ_{long}, i.e. deux exponentielles décroissantes. On expliquera, au paragraphe 4.3, la signification physique de ces deux constantes de temps.
On ne veut pas évaluer les constantes de temps à chaque fois car elles correspondent à un phénomène physique qui dépend de chaque bolomètre mais pas de chaque glitch. Afin de gagner en temps de calcul, on évalue les constantes pour l'ensemble des bolomètres et afin d'être conservateur, on prend des valeurs légèrement sur-estimées (cf. figure 3.1).

On convolue alors une double exponentielle décroissante par le filtre d'échantillonage f_{ech} (cf. annexe E) et on ajoute une fonction qui doit reproduire la ligne de base f_{base}. On obtient ainsi un masque $f(t, t_i)$ à rechercher dans les données :

$$f(t, t_i) = \left[A_{court}\, e^{-\frac{t-t_i}{\tau_{court}}} + A_{long}\, e^{-\frac{t-t_i}{\tau_{long}}}\right] * f_{ech} \quad + \quad f_{base} \tag{3.1}$$

A partir des données, on essaye d'adapter, pour chaque glitch, à la fois les amplitudes A_{court} et A_{long} des deux fonctions exponentielles du masque $f(t, t_i)$ et les coefficients de f_{base}

[1] une combinaison des deux premiers modes de Fourier

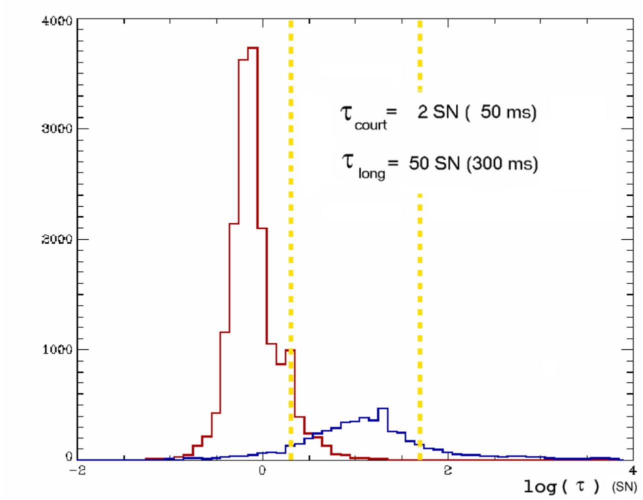


FIG. 3.1 – Distribution des constantes de temps courtes (en rouge) et longues (en bleu). Les traits discontinus jaunes représentent les valeurs des τ choisies.

(combinaison des deux premiers modes de Fourier). On fait cette évaluation sur une fenêtre de 300 SN (100 SN avant le début du signal détecté et 200 SN après), par la méthode des moindres carrés (calcul du χ^2), afin d'ajuster au mieux le signal repéré (cf. figure 3.2).

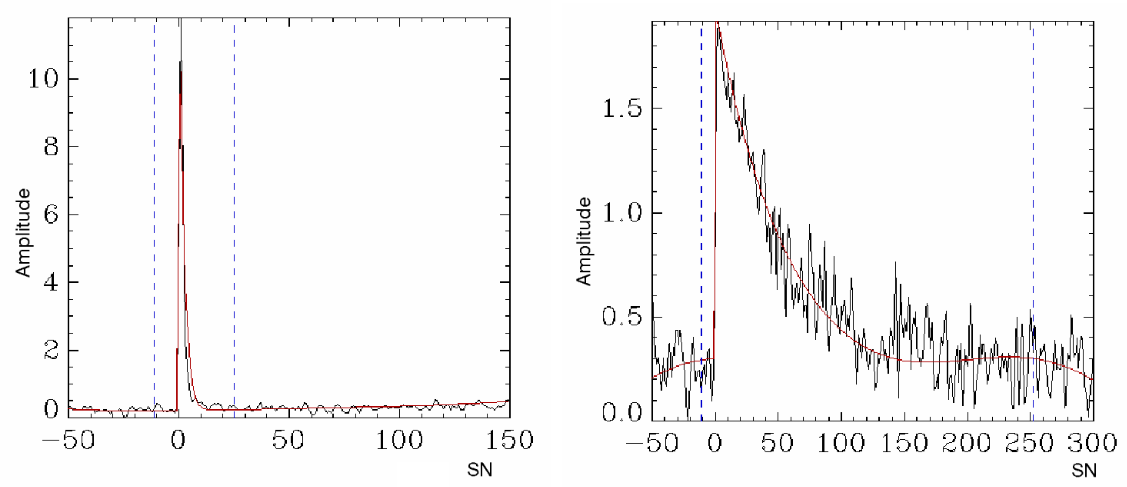


FIG. 3.2 – Gauche : glitch court (A_{long} = 0.05 %). Droite : glitch long (A_{court} = 0.076 %). Les données sont en noir et la fonction (modèle du glitch et sa ligne de base) est en rouge. On marque tous les points entre les deux lignes bleues discontinues, soit 35 SN et 260 SN.

On marque alors tous les points[2] compris entre t_{min} et t_{max} définis tels que,

$$t_{min} = t_i$$
$$t_{max} = t_i + \tau_{court} \ln(\frac{A_{court}}{s.\sigma(t)}) + \tau_{long} \ln(\frac{A_{long}}{s.\sigma(t)})$$

ce qui nous permet d'enlever la contribution du glitch jusqu'au seuil $s = 0.1$ du bruit $\sigma(t)$.

[2]à cause du filtre électronique, on ajoute des marges de 11 SN aux limites données ici.

Chaque glitch est alors caractérisé par ses deux amplitudes. Les glitchs courts ont une amplitude A_{long} faible et les glitchs longs ont une amplitude A_{court} faible. Entre les deux, on trouve des glitchs avec des amplitudes comparables.

On rappelle que l'objectif, ici, est uniquement de repérer les bouts de données inutilisables pour l'étude du CMB à cause de la présence du signal d'un rayon cosmique. On préfère donc marquer trop de données que laisser des glitchs ou des restes de la descente exponentielle. Ainsi, on adopte une attitude conservatrice en ajoutant arbitrairement une marge de 100 SN pour les glitchs aux amplitudes mal évaluées, c'est-à-dire aux χ^2 importants. On vérifie que peu de glitchs subissent ce traitement, ce qui est le cas puisque la proportion de ces glitchs est de 20 % pour les OMT (pour Ortho-Mode Transducer i.e. les bolomètres polarisés), 33 % pour les bolomètres "Trapani" (bolomètres ayant déjà volé lors du premier vol d'ARCHEOPS à Trapani) et 15 % pour les autres.

3.4 Effet du déglitchage sur les cartes

Pour construire une carte du ciel à partir des données des bolomètres, on divise le ciel en un certain nombre de pixels de surface sensiblement identiques à l'aide de HEALPix [Gòrski+99]. La procédure divise en 12 parties le ciel couvrant 40 000 deg^2. Chacune de ces parties est ensuite décomposée en n^2 pixels où n vaut typiquement de 128 à 1024 (i.e. des pixels de côté compris entre 27' et 3.3').
Puis, à l'aide du pointage, on projete les données dans les pixels correspondants. Comme un glitch est un signal intense, celui-ci domine le CMB dans le pixel où il est projeté.
De plus, lorsque la descente exponentielle du glitch n'est pas enlevée, elle "bave" sur le (ou les) pixels suivants. Ainsi, sur la carte de la figure 3.3, on remarque les glitchs par un point intense suivit d'une trainée plus ou moins longue suivant la longueur du glitch. On distingue également la marge de 11 SN avant le glitch. Les deux points jaunes plus importants, situé au croisement de deux tours d'ARCHEOPS sont des sources ponctuelles (dont Saturne).

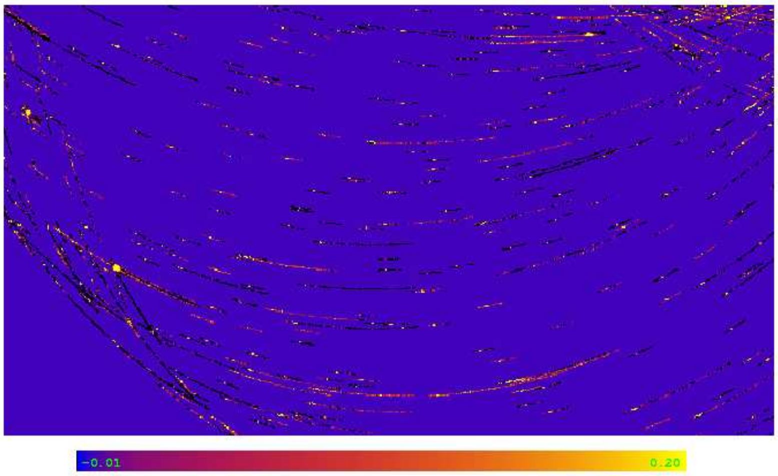


FIG. 3.3 – Projection sur une partie du ciel des données marquées comme des glitchs auxquelles on a soustrait une ligne de base.

Chapitre 4

Modélisation de la réponse d'un bolomètre à un rayon cosmique

4.1 Objectif

On cherche maintenant à comprendre et à quantifier la réponse d'un bolomètre au signal d'un rayon cosmique. Il faut donc chercher les phénomènes physiques qui interviennent sur le bolomètre et sur son entourage qui pourraient donner des signaux tels que ceux qu'on observe dans les données. En particulier, on cherche à comprendre d'où viennent les deux constantes de temps repérées sur les glitchs.

4.2 Statistiques

Le repérage des glitchs dans les données du troisième vol d'ARCHEOPS (KS3) au moyen de la procédure décrite au paragraphe 3.3 donne les statistiques présentées en annexe D et résumées dans le tableau 4.1.

Bolomètre	Nb/min	% de glitchs courts	% de glitchs longs	% de données marquées
Kiruna	1.89 /min	73.92 %	0.44 %	1.14 %
Trapani	17.29 /min	77.91 %	0.26 %	14.02 %
OMT	4.69 /min	82.81 %	0.24 %	2.99 %

TAB. 4.1 – Statistique des glitchs de la nuit du vol KS3 d'ARCHEOPS. Les bolomètres Trapani sont ceux ayant déjà volé sur le premier vol, les OMT sont les bolomètres polarisés. Les critères de sélection se font sur les amplitudes : pour un glitch long, $A_{long} > 10.A_{court}$ et pour un glitch court, $A_{court} > 10.A_{long}$. Les glitchs intermédiaires ne sont pas représentés.

Il est très net que les bolomètres issus de Trapani ont une proportion de glitchs beaucoup plus importante (d'un facteur 10), mais gardent la même proportion entre les glitchs long et les glitchs courts. C'est pourquoi, pour l'étude du CMB, ces bolomètres n'apporteront certainement pas beaucoup d'informations supplémentaires.
Les OMT se situent entre les bolomètres "Trapani" et les bolomètres "Kiruna" plus récents. Cependant, les valeurs restent suffisamment faibles pour permettre une bonne exploitation des données polarisées.

En ce qui concerne l'évolution dans le temps, comme nous le montre la figure 4.1, les taux de glitchs restent constants au cours du vol. On voit nettement l'effet du jour marqué par une chute du taux de glitchs mesurés à cause d'une augmentation du bruit pendant cette période.

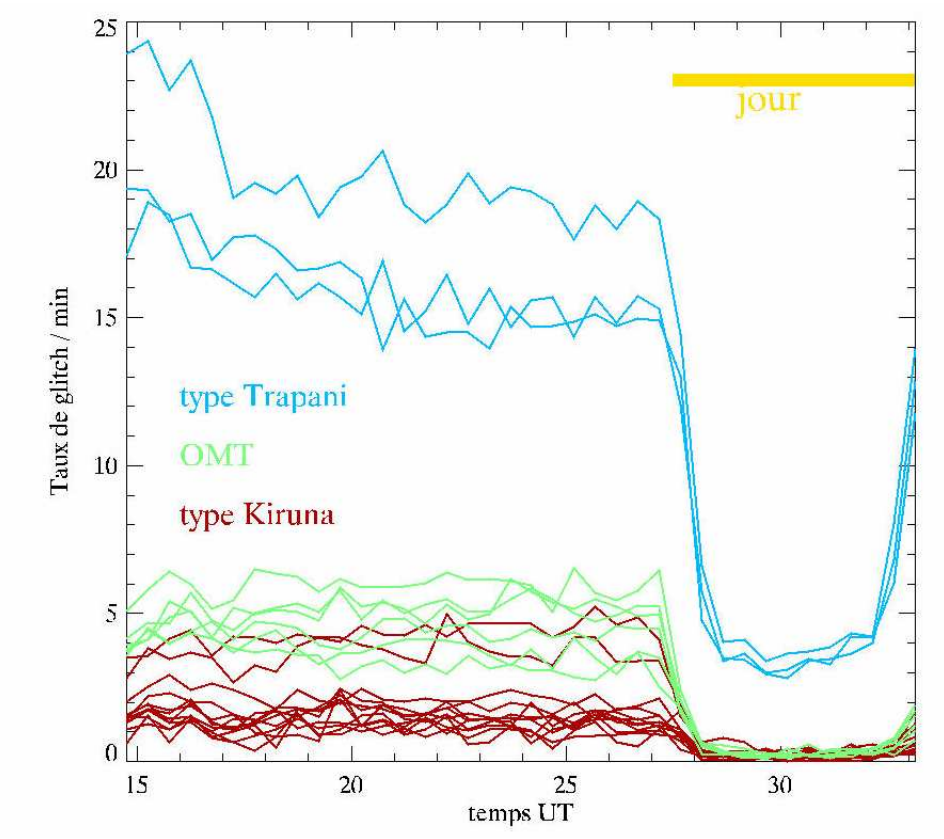


FIG. 4.1 – Taux de glitchs des bolomètres d'ARCHEOPS par minute moyennés sur une demi-heure.

4.3 Interprétation

La différence entre les deux constantes de temps pourrait venir du lieu d'impact du rayon cosmique. En effet, si la particule dépose de l'énergie directement dans le themomètre en Germanium, seule la constante de temps du Germanium τ_{court} intervient et le système revient à l'équilibre thermique rapidement. En revanche, si la particule dépose une énergie importante dans une partie en contact thermique avec le Germanium (typiquement le boîtier du bolomètre), c'est cette partie qui va chauffer et transmettre son énergie au thermomètre. On fait donc intervenir la constante de temps τ_{long} du système *boîtier + pont thermique* qui met plus de temps à retrouver son équilibre thermique.

Les résultats du paragraphe 4.2 montrent une statistique nettement plus faible que le flux de rayons cosmiques primaires $\Phi = 0.04/\text{min}$ attendu sur le Germanium de surface $\sim 0.1\ \text{mm}^2$ (cf. figure 4.2).

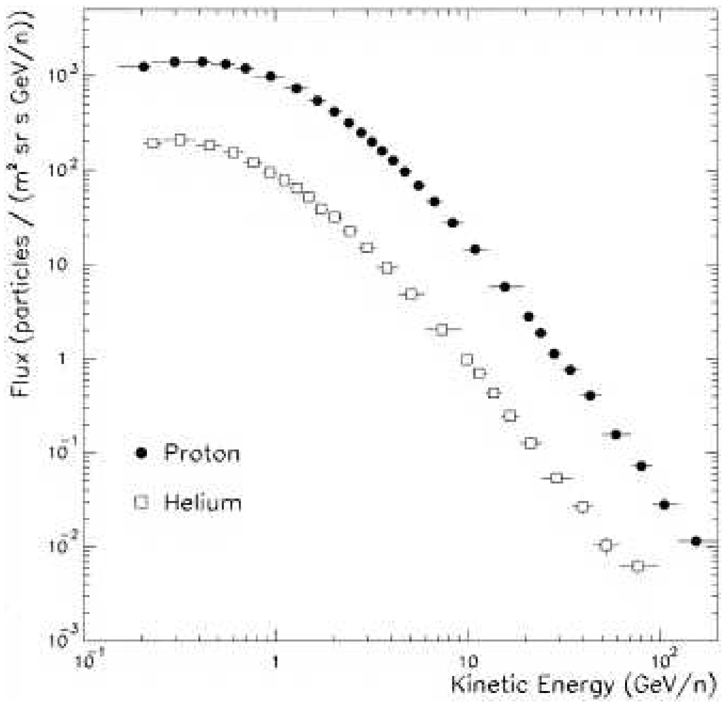


FIG. 4.2 – Flux des rayons cosmiques, au niveau de la haute atmosphère, en fonction de l'énergie cinétique par nucléon. Mesuré par CAPRICE [Bœzio+99]

Il faut donc prendre en compte les rayons cosmiques secondaires produits par interaction des protons primaires avec la matière du détecteur comme le miroir, les cônes ou les boîters des bolomètres. Cette hypothèse est intéressante car on pourrait ainsi expliquer pourquoi les bolomètres "Trapani" et les OMT ont un taux de glitchs plus important que les autres. En effet, les bolomètres "Trapani" ont une carcasse de cuivre plus importante que les nouveaux bolomètres. Quant aux OMT, les polariseurs présentent plus de matière que les simples filtres des autres bolomètres.

Néanmoins, cette explication ne serait pas totalement satisfaisante car les particules secondaires devraient également affecter les bolomètres proches des OMT ou des "Trapani". Or on ne voit pas de corrélation entre la position d'un bolomètre "Kiruna" dans le plan focal et son taux de glitchs (cf. figure 4.3).

4.4 Estimation des constantes de temps

Pour évaluer les constantes de temps des bolomètres et de leur entourage, on peut regarder deux signaux différents : soit on s'intéresse aux glitchs, soit on regarde le signal d'une source ponctuelle comme Jupiter ou Saturne.

Par les glitchs

Pour les raisons que nous développeront dans le paragraphe 4.5, pour l'étude du CMB, on s'intéresse uniquement à la constante de temps courte des glitchs (la constante de temps longue étant propre aux glitchs et n'intervenant pas dans le signal du CMB). Après s'être assuré que les constantes de temps n'évoluaient pas significativement durant le vol, on cherche

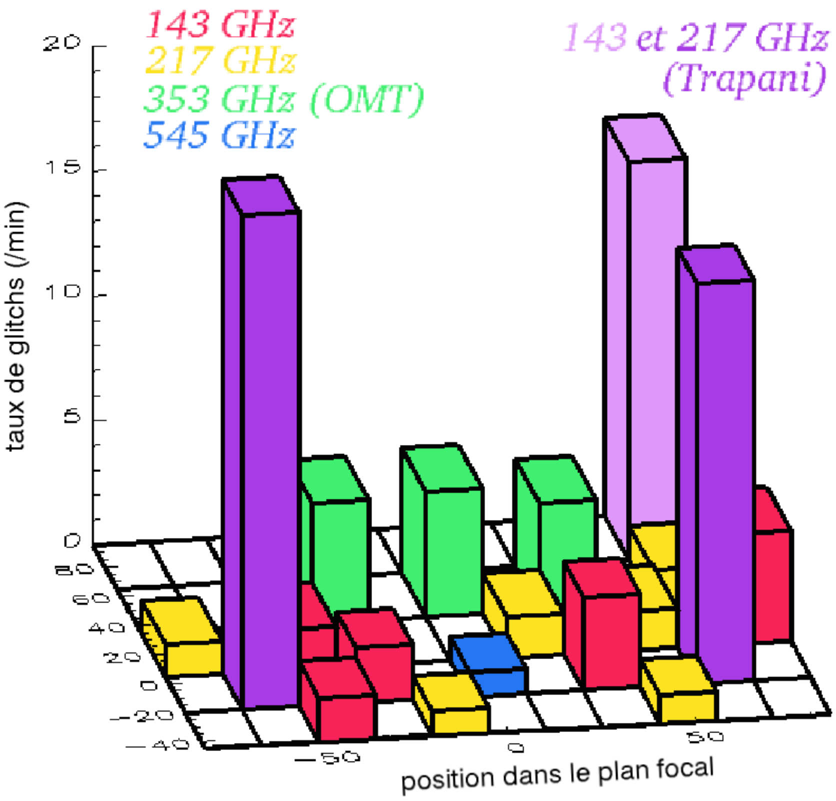


FIG. 4.3 – Taux de glitchs des bolomètres d'ARCHEOPS en fonction de leur place dans le plan focal.

à estimer la constante de temps courte par bolomètre. Pour cela, on sélectionne tous les glitchs courts ($A_{long} < 10^{-3}$ et $A_{court} > 10.\sigma$) et on les superpose après les avoir normalisés. On obtient ainsi un patron de glitch court sur lequel on peut estimer la constante de temps courte (τ_{court}) en ajustant les paramètres d'une exponentielle décroissante convoluée avec le filtre d'échantillonnage f_{filtre} (cf. figure 4.4) dont le calcul est donné en annexe E.

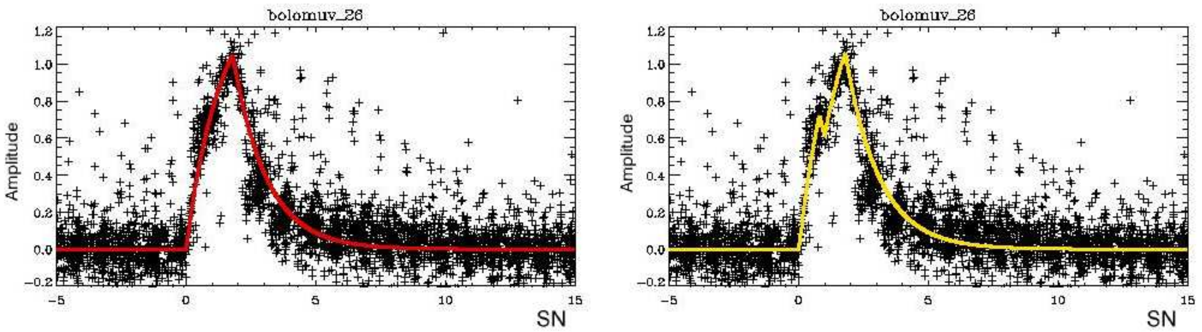


FIG. 4.4 – Superposition des glitchs courts ($A_{long} < 10^{-3}$) d'un bolomètre à 217 GHz. Gauche : Modélisation approximative. Droite : Modélisation à partir du calcul exact.

Par le signal de Jupiter et de Saturne

Le signal d'une source ponctuelle ne peut pas être modélisé par une fonction de Dirac. C'est un signal plus étalé et symétrique que l'on convolue avec le filtre d'échantillonnage et la réponse électronique du bolomètre. Le balayage de la source par le lobe du bolomètre est donc modélisé par une gaussienne. Les résultats de cette méthode donnent, comme pour les glitchs, deux constantes de temps. En revanche, si la constante de temps courte semble provenir du même effet (cf. figure 4.5), la constante de temps longue n'est pas du même ordre de grandeur (autour de 30 ms au lieu de 300 ms pour les glitchs).

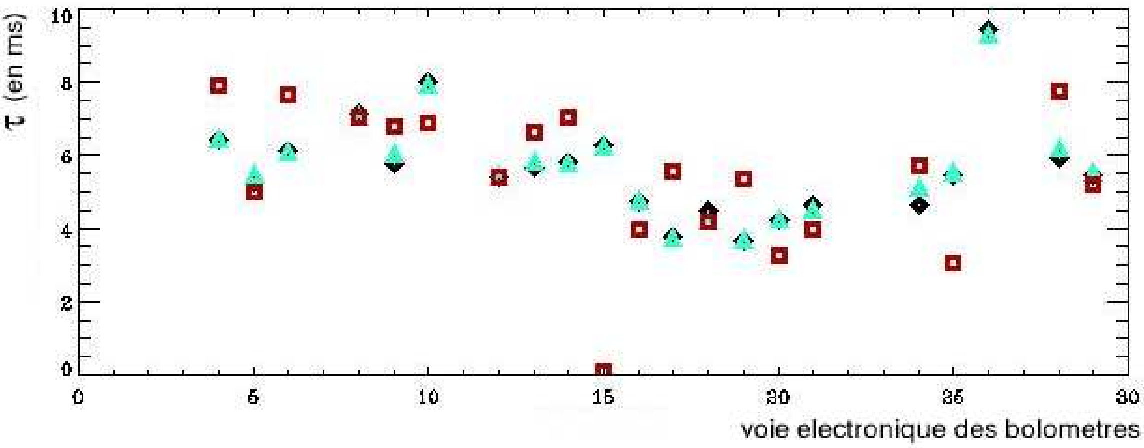


FIG. 4.5 – constantes de temps courtes évaluées pour chaque bolomètres par la méthode des glitchs avec la calcul approché (en noir), avec le calcul exacte (en bleu) et par la méthode de Jupiter (en rouge). Le bolomètre n∘ 15 est un bolomètre de référence : il ne voit pas le ciel, donc pas Jupiter.

4.5 Impact des constantes de temps sur le signal du CMB

Il est essentiel de comprendre le mieux possible d'où viennent les constantes de temps repérées puisqu'il faut déterminer si le signal du CMB est touché, ou non, par ce retard. Une fois les phénomènes physiques cernés, on pourra décider du nombre et de la valeur des constantes de temps à déconvoluer du signal afin de gagner en terme de puissance de signal à grands ℓ.

On a donc 3 constantes de temps :
- Une courte, commune aux deux méthodes d'évaluation,
- Une semi-longue, vue sur le signal de Jupiter,
- Une longue, vue sur certains glitchs.

Dans l'hypothèse où la constante de temps longue des glitchs est due à l'échauffement du boîtier du bolomètre par une particule, il est logique de ne pas la retrouver sur le signal de Jupiter dont les photons, transitant par le miroir, arrivent directement sur le bolomètre.

La constante de temps courte est une caractéristique physique du bolomètre liée à son retour à l'équilibre thermique. Elle intervient donc aussi bien dans les glitchs, que pour le signal de Jupiter et pour celui du CMB.

En revanche, le phénomène physique faisant intervenir la constante de temps semi-longue dans le signal de Jupiter est plus difficile à cerner. A l'heure actuelle, on penche pour une explication liée à l'échauffement des filtres à 1.6 K par des photons suffisamment énergétiques. Comme le signal du CMB est nettement moins puissant que celui d'une source ponctuelle à 150–200 K qui rayonne dans l'infra-rouge (comme Jupiter ou Saturne), cette constante ne doit pas intervenir dans le signal du CMB. Cette hypothèse est satisfaisante car elle justifie le fait que l'on ne voit pas cette composante dans les glitchs, dont l'energie importante ne se dépose pas dans les filtres. Une solution, pour vérifier cette explication, est d'étudier des sources ponctuelles de la Galaxie qui sont moins intenses (de l'ordre de 20 K) et qui devraient donc se comporter comme le CMB.

Conclusion

Après avoir présenté l'origine du fond diffus cosmologique que cherche à voir l'expérience ARCHEOPS, j'ai présenté dans ce rapport l'effet du signal d'un rayon cosmique sur les données. La procédure que j'ai mise au point permet de mieux marquer les glitchs et ainsi d'obtenir des données plus propres avant les traitements en fréquence et les décorrélations. Bien qu'optimisée pour les données de nuit, il sera aisé de l'adapter aux données de jour en corrigeant de la dérive très importante (due au Soleil) à la fréquence de rotation.

Deux questions restent actuellement à l'étude : d'une part la compréhension du taux de glitchs en fonction des bolomètres, d'autre part l'origine de la constante semi-longue et par là son intervention dans le signal du CMB. Pour tenter de reproduire le rapport des taux de glitchs entre les bolomètres type “Kiruna” et ceux type “Trapani”, Daniel Santos simule, à l'aide du logiciel GÉANT 3.21 [BrunC93], le passage d'une particule dans les boîtiers des bolomètres. En ce qui concerne la constante semi-longue, l'étude en cours sur les sources ponctuelles de la Galaxies devrait permettre de trancher quant à la participation de cette constante dans le signal du CMB.

Le résultat de ces études sera directement appliquable à l'expérience PLANCK, aussi bien au niveau du marquage des données [Tristram+02] qu'au niveau de la compréhension des effets systématiques.

Annexe A

Description des bolomètres d'Archeops

On modélise le bolomètre par un absorbeur à la température T_1 relié à un réservoir à la température T_{ref} par un pont thermique de conductivité $g(T)$.

L'absorbeur capte une partie du rayonnement incident P_{inc} selon son coefficient d'absorbtion η :

$$P_{abs} = \eta . P_{inc} \tag{A.1}$$

On rappelle la loi d'émission d'un corps noir :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{\kappa T}) - 1} \tag{A.2}$$

La puissance du rayonnement incident, pour une étendue de faisceau $S\Omega$, est donnée, en fonction de l'émissivité de chaque espèce i considérée $\epsilon_i(\nu)$, de la loi de corps noir $B_\nu(T_i)$ et du filtre utilisé $t(\nu)$ par l'intégration sur la fréquence ν :

$$P_{inc} = S\Omega \sum_i \int \epsilon_i(\nu)\ B_\nu(T_i)\ t(\nu)\ d\nu \tag{A.3}$$

Pour le Germanium thermosensible,

$$U = R(T_1).I$$
$$\text{avec} \quad R(T) = R_\infty . \exp\left[(\frac{T_{ref}}{T})^{1/2} \right]$$

donc la puissance totale du Germanium s'écrit comme la somme de l'effet Joule et de la puissance absorbée :

$$P_{tot} = \underbrace{R(T).I^2}_{effet\ Joule} + \underbrace{P_{abs}}_{rayonnement} \tag{A.4}$$

On ajuste la tension I de façon à ce que la sensibilité soit maximale, ce qui donne classiquement : $P_{abs} \sim R.I^2$. On exprime alors la perte de cette énergie par conduction à travers le pont thermique de conductivité $g(T)$ (typiquement 60–80 pW.K^{-1} [Benoit$^+$01]) :

$$P_{perte} = \int_{T_{ref}}^{T_1} g(T)\ dT = f(T_1) - f(T_{ref}) \tag{A.5}$$

L'équation d'équilibre thermique est donnée en fonction de la capacité calorifique C de l'absorbeur par :

$$C\frac{dT_1}{dt} = -P_{perte} + R.I^2 + P_{abs} \tag{A.6}$$

Pour obtenir le temps de réponse des bolomètres, on étudie une pertubation $\delta(t - t_0)$ de l'équilibre donné par l'équation (A.6). Ce qui rajoute un terme en $E_{glitch}\ \delta(t - t_0)$:

$$C\frac{dT_1}{dt} = -P_{perte} + R.I^2 + P_{abs} + E_{glitch}\ \delta(t - t_0) \tag{A.7}$$

Le temps de réponse τ des bolomètres, solution de l'équation perturbée (A.7) dans laquelle $R(T)$ est remplaçé par son expression de l'équation (A.4), est alors donné par :

$$C = \tau\ \frac{df}{dT} \qquad \text{avec} \quad f = \left[\frac{T}{T_{ref}}\right]^{-\beta} \quad \text{où } \beta \sim 2.3 \text{ pour ARCHEOPS} \tag{A.8}$$

On connait assez mal la valeur de la capacité calorifique de la grille absorbeur (ici entre 0.3 et 1 pJ.K^{-1}). Le cahier des charges des bolomètres donnait, pour T_{ref} = 100 mK et T = 2.728 K,

$$\tau < 4\ ms,$$

afin d'être inférieure à la fréquence d'échantillonnage d'ARCHEOPS : $f_{ech} = 6.5\ ms.SN^{-1}$. Le calcul des constantes de temps sur les données (cf. paragraphe 4.4) permet de dire que les τ sont légèrement supérieurs à ceux attendus ($\sim$ 4–8 ms).

On peut comparer ce résultat avec le calcul simple du temps de traversée t_{trav} d'un lobe de 15' (environs ceux d'ARCHEOPS) :

$$t_{trav} = \frac{\text{période de rotation}}{\text{Nb de degrés vue par ARCHEOPS}}.lobe = 27.6\ ms \tag{A.9}$$

Annexe B

Estimation de la sensibilité d'ARCHEOPS

On considère une couverture du ciel de 30 % en 12 h de vol, ce qui représente

$$0.3 * 40\,000 \text{ deg}^2 = 12\,000 \text{ deg}^2$$

On divise le ciel en pixels de $\frac{1}{n}^\circ$ de côté. On obtient donc

$$N_p = \tfrac{12\,000}{1/n^2} \text{ pixels,}$$
$$\text{soit, par seconde,} \quad p = \tfrac{12\,000}{12*3600}\, n^2 = 0.278\, n^2 \text{ pixels.s}^{-1}$$

On exprime le temps τ d'intégration pour 10 bolomètres :

$$\tau = 10 * p^{-1} = \frac{36}{n^2} \text{ secondes par pixel}$$

Avec la sensibilité moyenne des bolomètres $s = 140\ \mu\text{K.s}^{1/2}$, on obtient une sensibilité en température de :

$$\Delta T = \frac{s}{\sqrt{\tau}} = 23\ n\ \mu\text{K}$$

c'est-à-dire une sensibilité relative de :

$$\mathbf{\frac{\Delta T}{T_{CMB}} = 0.84\ n\ 10^{-5}}$$

Ce qui donne

n	ℓ	n° du pic	nb pixels	τ	$\Delta T/T_{CMB}$
1	∼200	1^{er}	12 000	36 s	$0.84\ 10^{-5}$
2	∼400	2^{me}	48 000	9 s	$3.37\ 10^{-5}$
3	∼600	3^{me}	196 000	2.25 s	$13.49\ 10^{-5}$

Ainsi, ARCHEOPS verra avec une très bonne précision le premier pic, sera sensible au deuxième pic et pourra atteindre le troisième pic, malgrè une sensibilité moins bonne, grâce à un nombre de pixels touchés beaucoup plus important.

Annexe C

L'effet thermique Sunyaev-Zeldovich

L'effet Sunyaev-Zeldovich (SZ) thermique décale le spectre des photons du CMB lorsqu'ils sont diffusés par les électrons chauds du gaz inter-amas (cf. figure C.1). La déformation du spectre de corps noir du CMB (cf. figure C.2) conduit à une perte dans la région des fréquences Rayleigh-Jeans et un excès dans la région de Wien. Les canaux en fréquence d'ARCHEOPS ont été spécialement choisis de manière à être sensibles aux régions négative (minimum à 143 GHz) et positive (maximum à 353 GHz), avec un canal à 217 GHz où le flux du SZ thermique est nul.

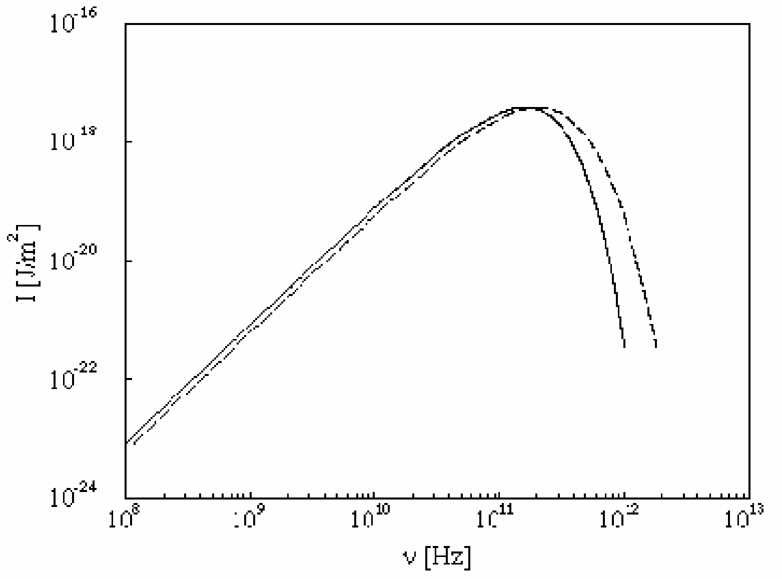


FIG. C.1 – Spectre en fréquence du CMB (trait plein) et des photons du CMB décalés par l'effet SZ (trait discontinu)

La différence de puissance due à l'effet SZ thermique s'écrit comme le produit d'un terme caractérisant l'amas (le paramètre de Compton y) par un terme spectral I_ν^{SZ} caractérisant l'interaction photon/amas :

$$\Delta B(\theta, \varphi) = y(\theta, \varphi).I_\nu^{SZ} \tag{C.1}$$

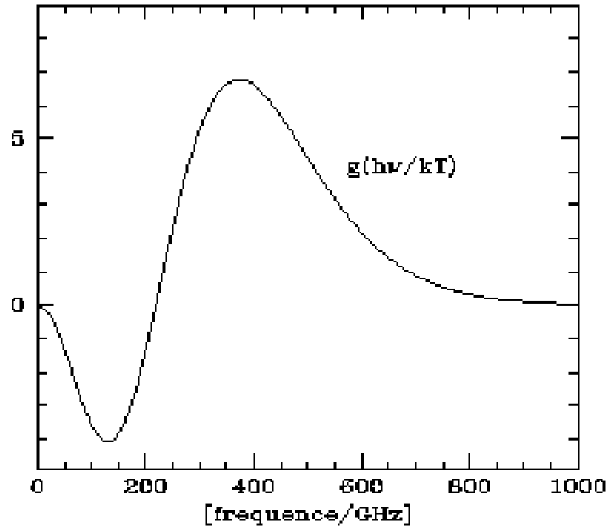


FIG. C.2 – Dépendance spectrale I_ν^{SZ} du flux SZ thermique

Cette séparation provient du fait que les électrons du gaz chaud ($\sim 10^7$ K) sont non-relativistes ce qui rend le plasma optiquement mince (i.e. les photons du CMB interagissent au plus une fois avec les électrons du plasma). Ainsi la courbe de décalage de la figure C.1 est la même pour tous les amas. Elle est donnée par l'intensité du rayonnement ayant subi l'effet SZ à la fréquence ν : I_ν^{SZ}.

L'effet géométrique sur le CMB ne dépend, lui, que de la distribution angulaire et de l'énergie des électrons de l'amas contenus dans le terme :

$$y(\theta, \varphi) = \frac{\kappa T_e}{mc^2}\, \tau(\theta, \varphi) \tag{C.2}$$

$$avec \qquad \tau = \sigma_T \int n_e(\theta, \varphi)\, dl \tag{C.3}$$

où l'intégrale se fait selon la ligne de visée,

- T_e température de l'amas (considérée comme homogène),
- σ_T section efficace Thompson,
- n_e densité d'électrons de l'amas.

Le flux de photons du CMB ayant subit l'effet SZ thermique est au maximum de 1 % pour les amas riches. Il est directement proportionnel à la masse de gaz de l'amas :

$$\Phi = \int B d\Omega \propto M_{gaz} \tag{C.4}$$

Ce flux est indépendant de la distance z à laquelle se trouve l'amas. En effet, les dépendance en z (décalage vers le rouge) sont données par :

$$B \quad \propto \quad (1+z)^{-4} \tag{C.5}$$

$$T_{CMB} \quad \propto \quad \underbrace{(1+z)^3}_{\text{métrique spatiale}} \; . \underbrace{(1+z)}_{\text{énergie}} = (1+z)^4 \tag{C.6}$$

L'effet de la perte de flux par la distance est compensée par le fait qu'au moment de l'interaction, les photons étaient plus chauds.

Annexe D

Statistique des glitch sur KS3

Bolomètre	Fréquence	Nb/min	% de courts	% de longs	% de données marquées
8	143 GHz	2.23 /min	59.44 %	0.52 %	1.32 %
24	143 GHz	4.42 /min	84.93 %	0.26 %	2.24 %
28	143 GHz	5.21 /min	74.33 %	0.25 %	2.51 %
9	143 GHz	2.70 /min	77.57 %	0.11 %	1.32 %
13	143 GHz	1.94 /min	75.91 %	1.86 %	1.05 %
12	143 GHz (T)	20.83 /min	79.66 %	0.26 %	12.62 %
10	217 GHz	1.25 /min	61.25 %	0.58 %	0.56 %
5	217 GHz	1.40 /min	82.05 %	0.72 %	0.73 %
14	217 GHz	1.57 /min	82.69 %	0.00 %	0.79 %
26	217 GHz	1.93 /min	42.04 %	0.98 %	1.25 %
29	217 GHz	1.62 /min	86.70 %	0.09 %	0.79 %
4	217 GHz	1.91 /min	78.74 %	0.76 %	1.05 %
6	217 GHz (T)	21.02 /min	75.68 %	0.26 %	12.62 %
15	217 GHz (T)	25.71 /min	78.31 %	0.30 %	17.85 %
20	353 GHz (OMT)	6.00 /min	83.54 %	0.27 %	3.43 %
21	353 GHz (OMT)	5.13 /min	82.94 %	0.17 %	2.77 %
18	353 GHz (OMT)	7.10 /min	83.62 %	0.22 %	3.70 %
16	353 GHz (OMT)	4.70 /min	81.68 %	0.15 %	2.51 %
19	353 GHz (OMT)	6.05 /min	83.55 %	0.26 %	3.17 %
17	353 GHz (OMT)	4.13 /min	80.32 %	0.25 %	2.11 %
25	545 GHz	1.34 /min	65.20 %	4.23 %	0.89 %

TAB. D.1 – Statistique des glitchs de la nuit du vol KS3 d'ARCHEOPS. Les bolomètres Trapani (T) sont ceux ayant volé sur le premier vol, les OMT sont les bolomètres polarisés. Les critères se font sur les amplitudes : pour un glitch long, $A_{long} > 10.A_{court}$ et pour un glitch court, $A_{court} > 10.A_{long}$. Les glitchs intermédiaires ne sont pas représentés.

Annexe E

Calcul de la convolution du signal d'un glitch par le filtre d'échantillonnage d'ARCHEOPS

Le signal du bolomètre est représenté par une exponentielle décroissante. Il commence au début de chaque demi-période $DP = 6.5$ ms de la modulation. Il induit un temps mort du détecteur noté DT. On relève la moyenne du signal $\langle s \rangle_T$ sur la période $T = DP - DT$. On calcul alors la valeur d'un SN comme la moyenne entre $\langle s \rangle_T$ et le SN précédent, ce qui conduit à deux SN par période.

E.1 Calcul rigoureux

On modélise alors le filtre d'échantillonnage f_{ech} par deux signaux carrés de période DP et de temps mort DT (cf. figure E.1).

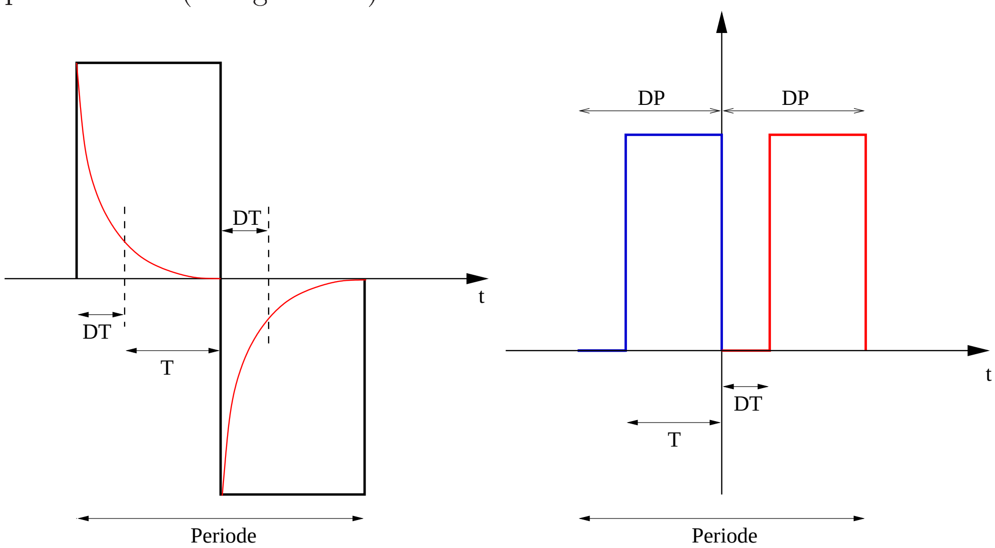


FIG. E.1 – Gauche : Signal des bolomètres et modulation. Droite : Filtre d'échantillonnage : 1^{ire} demi-période en bleu, 2^{ime} demi-période en rouge.

On cherche à convoluer ce filtre avec le signal d'un glitch : une double exponentielle décroissante g de constantes de temps τ_{court} et τ_{long},

$$g(t) = A_{court}\exp(-(t-t_0)/\tau_{court}) + A_{long}\exp(-(t-t_0)/\tau_{long}) \tag{E.1}$$

Pour cela on calcule la convolution C_τ de f_{ech} avec une exponentielle simple de constante τ et, par linéarité, on obtiendra la convolution souhaitée.

$$C_\tau(t) = \frac{1}{T}\int g(u)\; f_{ech}(t-u)\; du \tag{E.2}$$

On écrit le filtre f_{ech} comme la somme d'un signal carré de longueur T commençant à $-T$ (cas i) et d'un autre signal carré de même longueur mais commençant à DT (cas ii). Dans chaque cas, on sépare le calcul en deux :

(i) • $t - t_o \; < \; T$

$$C^1_\tau(t) = \tfrac{1}{T}\int_{t_0}^{t} e^{\left[-\frac{u-t_0}{\tau}\right]}\, du = \tfrac{\tau}{T}\left[1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right]$$

• $t - t_o \; > \; T$

$$C^2_\tau(t) = \tfrac{1}{T}\int_{t-T}^{t} e^{\left[-\frac{u-t_0}{\tau}\right]}\, du = \tfrac{\tau}{T}\left[e^{-\frac{t-T-t_0}{\tau}} - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right]$$

(ii) • $t - t_o \; < \; -DT$

$$C^3_\tau(t) = \tfrac{1}{T}\int_{t_0}^{t} e^{\left[-\frac{u-t_0}{\tau}\right]}\, du = \tfrac{\tau}{T}\left[1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right]$$

• $t - t_o \; > \; -DT$

$$C^4_\tau(t) = \tfrac{1}{T}\int_{t+DT}^{t+DT+T} e^{\left[-\frac{u-t_0}{\tau}\right]}\, du = \tfrac{\tau}{T}\left[e^{-\frac{t+DT-t_0}{\tau}} - e^{-\frac{t+DT+T-t_0}{\tau}}\right]$$

E.2 Approximation

On peut approximer les deux signaux carrés séparés par le temps mort DT par un seul signal carré de longueur $2.T + DT = DP + T$.

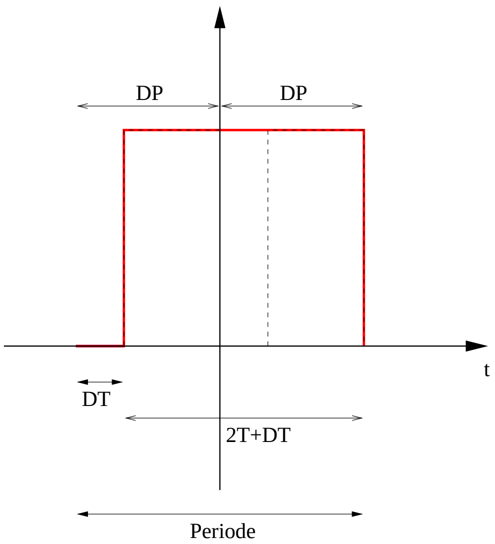


FIG. E.2 – Filtre d'échantillonnage approximé.

On obtient alors plus qu'un seul cas,

- $t - t_0 \ < \ DP + T$,

$$C_\tau^{approx1}(t) = \frac{1}{DP+T}\int_{t_0}^{t} \exp\left[-\frac{u-t_0}{\tau}\right]\ du = \frac{\tau}{DP+T}\left[1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right]$$

- $t - t_0 \ > \ DP + T$,

$$C_\tau^{approx2}(t) = \frac{1}{DP+T}\int_{t-T}^{t+DP} \exp\left[-\frac{u-t_0}{\tau}\right]\ du = \frac{\tau}{DP+T}\left[e^{-\frac{t-T-t_0}{\tau}} - e^{-\frac{t+DP-t_0}{\tau}}\right]$$

E.3 Comparaison

La figure E.3 montre bien les différences entre les deux calculs. En particulier, il est clair que pour le repérage des glitchs, c'est-à-dire l'évaluation de la redescente exponentielle, le calcul approximé est tout à fait valide.

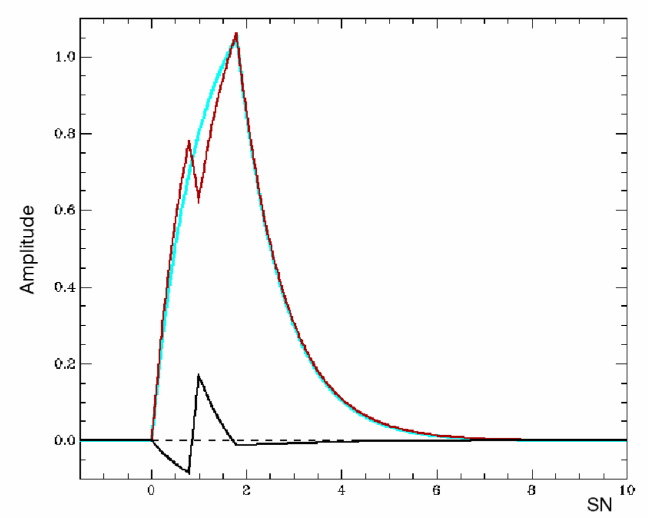


FIG. E.3 – La fonction issue du calcul exacte (en rouge) et celle issue du calcul approximé (en bleu) ainsi que la différence (en noir).

Bibliographie

[Aghanim96a] N. Aghanim. *Contribution à l'étude des Anisotropies Secondaires du Fond de Rayonnement Cosmologique*. PhD thesis, Univ. Paris 7, 1996.

[Aghanim+96b] N. Aghanim et al. Ionization by early quasars and cosmic microwave background anisotropies. *A&A*, 311, 1996.

[Benoit+01] A. Benoit et al. Photometry july 2001 - v1.0. *Note Interne d'*ARCHEOPS, 2001.

[Benoit+02] A. Benoit et al. Archeops : a high resolution, large sky coverage balloon experiment for mapping cosmic microwave background anisotropies. *AstroParticle Physics*, 17, 2002.

[Bœzio+99] M. Bœzio et al. The cosmic-ray proton and helium spectra between 0.4 and 120 gv. *Astrophysical Journal*, 518, 1999.

[BrunC93] R. Brun and F. Carminati. Geant detector description and simulation tool. *CERN Program Library Long Writeup*, W5013, 1993.

[Bunn96] E.F. Bunn. Calculation of cosmic background radiation anisotropies and implications. *astro–ph/9607088*, 1996.

[Bunn97] E.F. Bunn. *The Cosmic Microwave Background*, volume 502 of *Mathematical and Physical Sciences*. NATO ASI Series, 1997.

[Gamow48] G. Gamow. The evolution of the univers. *Nature*, 162, 1948.

[Gòrski+99] K. Gòrski et al. The healpix primer. *astro-ph/9905275*, 1999.

[Hu95] W. Hu. *Wandering in the Background : A Cosmic Background Explorer*. PhD thesis, U. C. Berkeley, 1995.

[Hubble29] E. Hubble. A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulæ. *Proc. Natl. Acad. Sci., USA*, 15, 1929.

[Klypin+96] A. Klypin et al. Cold + hot and cold dark matter cosmologies : Analysis of numerical simulations. *Astrophysical Journal*, 474, 1996.

[Lineweaver97] C.H. Lineweaver. Gold in the doppler hills : Cosmological parameters in the microwave background. *astro–ph/9702042*, 1997.

[MatherFixsen+99] J.C. Mather, D.J. Fixsen, et al. Calibrator design for the cobe far-infrared absolute spectrophotometer (firas). *Astrophysical Journal*, 512, 1999.

[Mauskopf+00] P.D. Mauskopf et al. Measurement of a peak in the cosmic microwave background power spectrum from the north american test flight of boomerang. *Astrophysical Journal*, 2000. 59–62.

[Olive+00] K.A. Olive et al. Primordial nucleosynthesis : theory and observations. *Physics Reports*, 333–334, 2000.

[Perlmutter+99] S. Perlmutter et al. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *Astrophysical Journal*, 517, 1999.

[Revenu00] B. Revenu. *Anisotropies et Polarisation du rayonnement fossile : méthodes de détection et traitement des données.* PhD thesis, Univ. Paris 7, 2000.

[Schlegel+98] D.J. Schlegel et al. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. *Astrophysical Journal*, 500, 1998.

[Seljak96] U. Seljak. Rees-sciama effect in a cold dark matter universe. *Astrophysical Journal*, 460, 1996.

[Sievers+02] J.L. Sievers et al. Cosmological parameters from cosmic background imager observations and comparisons with boomerang, dasi, and maxima. *astro–ph/0205387*, 2002.

[SunyaevZel'dovich70] R.A. Sunyaev and Ya.B. Zel'dovich. Small-scale fluctuations of relic radiation. *Astroph. Space Sci.*, 7, 1970.

[Tristram+02] M. Tristram et al. Proposition for accurate glitch simulation. *Note Interne de* PLANCK, 2002.

[Zel'dovichSunyaev69] Ya.B. Zel'dovich and R.A. Sunyaev. The interaction of matter and radiation in a hot-model universe. *Astroph. Space Sci.*, 4, 1969.

Résumé

L'expérience ballon Archeops a pour but de mesurer les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB) avec une résolution angulaire de l'ordre de 10' avec 30 % du ciel observé. Ce rapport présente d'abord l'origine de ces fluctuations ainsi que les stratégies adoptées par Archeops. Il aborde ensuite le problème du traitement des données qui contiennent un signal (celui du CMB) caché derrière un bruit presque 100 fois plus important. En particulier, ce rapport propose une méthode de marquage des signaux des rayons cosmiques ainsi qu'une interprétation de leur origine.

Abstract

The aim of the Archeops balloon-borne experiment is to measure the Cosmic Microwave Background anisotropies with an angular resolution of 10' covering 30 % of the sky. This report aims to provide a brief introduction to the origins of the CMB temperature fluctuations and the Archeops observing strategy. We will then discuss the difficulties of analysing such a set of data in which the signal to noise ratio is of one to 100. In particular, this report describes a flagging method designed for cosmic ray signal caracterisation and explains the origin of this spurious signal.