

Planck et la technologie des bolomètres

Aurélien Fraisse* et Florent Robinet†

Université Denis Diderot, 2 place Jussieu, 75005 Paris

Master de Physique Fondamentale et Sciences pour l'Ingénieur

Spécialités "Structures et Évolution de l'Univers" et "Noyaux, Particules, Astroparticules et Cosmologie"

Résumé – Après avoir rappelé les enjeux de l'étude du rayonnement de fond cosmologique (CMB), nous présentons les objectifs scientifiques principaux de la mission Planck. Afin de les atteindre, il est nécessaire de pouvoir effectuer des mesures de grande précision de la température du CMB faisant intervenir la technologie des bolomètres. Nous présentons le principe de fonctionnement de ces détecteurs et procédons à une analyse des bruits se superposant, en fin de chaîne d'acquisition, au signal physique. Afin de mettre en évidence la difficulté d'atteindre la précision souhaitée, nous testons un bolomètre commun, dont on détermine les caractéristiques. Enfin, nous présentons la solution technique adoptée pour Planck.

I. INTRODUCTION

Le modèle standard de la cosmologie [1], qui correspond aujourd'hui à la théorie du *Big Bang chaud*, prédit que dans ses premiers instants, l'univers était à la fois extrêmement chaud et dense, si bien qu'une fois les premiers baryons formés, il se trouvait à l'état de plasma. Dès lors que l'univers fût assez froid, cet état de plasma a cessé entraînant le découplage de la matière et des radiations, environ 300 000 ans après le Big Bang. Si ce scénario est correct, l'univers devrait donc être encore actuellement parcouru de ce rayonnement, baptisé rayonnement de fond cosmologique (CMB), qui a effectivement été découvert en 1965 par Wilson & Penzias [2][3].

Ce rayonnement présente un certain nombre de caractéristiques, dont un spectre épousant celui du corps noir à plus de 400σ [4], et une isotropie vérifiée à 10^{-5} près [5]. Bien que ces éléments apportent déjà des informations sur l'univers, notamment sur la nécessité d'une période inflationnaire au cours de son histoire¹, une source d'informations spectaculaire se trouve dans les anisotropies de ce rayonnement. Celles-ci permettent, entre autres, de déterminer la valeur des paramètres cosmologiques qui, dans le cadre du modèle standard, déterminent la composition et l'évolution de l'univers [6][7]. Ces anisotropies permettent également de placer des contraintes sur les modèles d'inflation [8].

La mesure précise et l'étude des anisotropies du CMB est donc de prime importance pour la cosmologie. Celles-ci ont été observées pour la première fois par le satellite COBE (*COsmic Background Explorer*) de la NASA lancé en 1989 [9][10], puis, beaucoup plus récemment, par la mission WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) depuis 2001, avec une sensibilité 45 fois plus importante que COBE, et une résolution angulaire améliorée de plus de 33 fois [11]. La figure 1 donne une idée de l'amélioration obtenue.

Cependant, WMAP ne peut distinguer deux points que s'ils sont séparés d'une distance angulaire minimale de

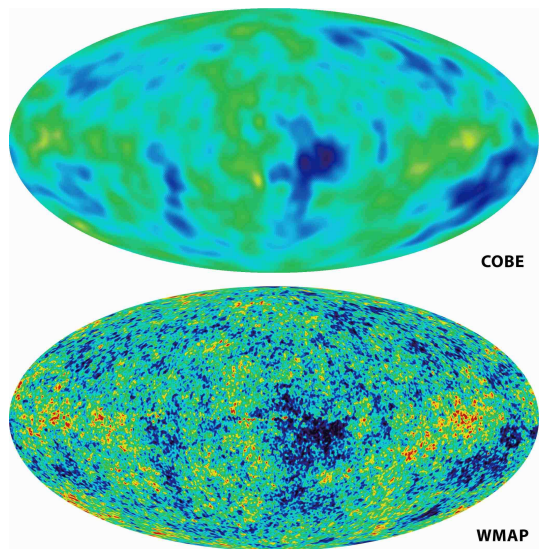


FIG. 1: Anisotropies du CMB observées par COBE (haut) et WMAP (bas) en coordonnées galactiques [10][11]. Les fluctuations sont comprises entre $-200 \mu\text{K}$ (bleu foncé) et $+200 \mu\text{K}$ (rouge vif). Les résultats obtenus par WMAP confirment ceux de COBE avec une résolution 33 fois plus importante et une sensibilité multipliée par 45.

13'. Ceci est déjà remarquable à l'échelle du ciel entier, et la précision des résultats obtenus par WMAP a ainsi beaucoup contribué à valider et contraindre les modèles cosmologiques actuels, notamment à travers une détermination précise des paramètres cosmologiques. Néanmoins, les valeurs actuelles de ces derniers laissent encore une marge de manœuvre relativement importante aux modèles théoriques, puisqu'ils ne sont connus, au mieux, qu'aux alentours de 5 % près [7]. Améliorer la détermination des paramètres cosmologiques est donc une étape incontournable dans la mise au point de notre compréhension théorique de l'univers, et il s'agit de l'un des objectifs principaux de la mission Planck.

II. LA MISSION PLANCK

La mission Planck a trois objectifs cosmologiques principaux : mesurer les anisotropies et la polarisation du CMB, et effectuer un relevé d'amas de galaxies grâce à l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ). En peu de mots, ce dernier effet est dû à la présence d'un gaz d'électrons chauds au cœur des amas galactiques, qui diffuse les photons du CMB par effet Compton inverse, modifiant ainsi son

*fraisse@astro.princeton.edu

†robinet@ipno.in2p3.fr

¹ À ce jour, introduire une période inflationnaire au cours de l'histoire de l'univers est la seule manière "fiable" permettant de résoudre le paradoxe de l'horizon.

spectre de corps noir. Plus précisément, il produit un léger décrétement de température en-dessous et un léger incrément de température en-dessus d'une fréquence de 217 GHz quelque soit le redshift z de l'amas observé, et fournit une méthode indépendante de mesure des paramètres cosmologiques.

L'objectif commun à ces trois mesures est de déterminer la valeur des paramètres cosmologiques à mieux que 1 % près [12], en étant uniquement limité, sur les échelles angulaires observées, par le bruit quantique incontournable qu'est le bruit de photons (sur lequel nous reviendrons en détail à la section IV B).

Pour répondre à ces objectifs scientifiques, il est donc nécessaire de concevoir un appareil permettant des mesures de très haute précision des basses températures, puisque la température moyenne du CMB est de 2,725 K, avec des fluctuations autour de cette valeur n'excédant pas la centaine de μK . Cet appareil est le satellite Planck.

III. DESCRIPTION DU SATELLITE

Répondre aux objectifs d'étude expliqués au cours des sections précédentes revient à mesurer la température du CMB à diverses fréquences permettant soit d'étudier les anisotropies du CMB ou l'effet SZ, soit d'identifier les avant-plans poussiéreux et galactiques afin de pouvoir ensuite soustraire leurs effets. Le tableau I rassemble les fréquences d'étude auxquelles Planck doit effectuer ses mesures.

Fréquence (GHz)	Éléments observés
30, 44, 70	Anisotropies du CMB
100	Anisotropies du CMB
143	Effet SZ négatif
217	Anisotropies du CMB
353	Effet SZ positif
545, 857	Poussières et galaxies

TAB. I: Canaux de mesures du satellite Planck et éléments principaux qu'ils permettent d'observer. On remarque que deux canaux sont réservés à l'étude de l'effet SZ, deux autres à celle des émissions des avant-plans, les canaux restant étant consacrés à la mesure des anisotropies du CMB.

Afin de mesurer la température des rayonnements correspondant à chacune des fréquences répertoriées, deux techniques principales existent : l'utilisation de radiomètres, et celle de bolomètres. De manière schématique, dans le cas d'un radiomètre, le signal est reçu par une antenne puis amplifié par des transistors afin d'être mesuré. On peut néanmoins montrer que le bruit des chaînes de détection radiométrique est proportionnel à la fréquence ν du signal reçu, ce qui le rend efficace seulement pour des fréquences inférieures à la centaine de GHz. Pour des fréquences supérieures, on utilise alors des bolomètres.

Ainsi, deux technologies différentes cohabitent dans Planck : des mesures radiométriques, et des mesures bolométriques. En pratique chacune de ces technologies est portée par un instrument spécifique : LFI (*Low Frequency*

Instrument) effectue les mesures à 30, 44 et 70 GHz avec des radiomètres, et HFI (*High Frequency Instrument*) celles correspondant aux autres fréquences, par l'intermédiaire de bolomètres. Nous avons rapidement décrit le principe de LFI au cours du paragraphe précédent, mais nous nous attachons dans toute la suite à l'étude de HFI. Celui-ci reposant sur l'utilisation de bolomètres, nous détaillons à la section suivante leur principe de fonctionnement et les contraintes qui en découlent, avant d'étudier un exemple concret et de tracer plus en détail le portrait du détecteur.

IV. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN BOLOMÈTRE

Afin de comprendre comment fonctionne un bolomètre, nous en présentons un modèle simple qui permet d'en retrouver les principales caractéristiques. Nous exposerons ensuite les différentes sources de bruit qu'il faudra minimiser afin d'atteindre l'objectif décrit plus haut d'être seulement limité en précision par un bruit fondamental.

A. Modèle simple d'un bolomètre

Un bolomètre peut être décomposé en trois parties principales, comme indiqué sur la figure 2.

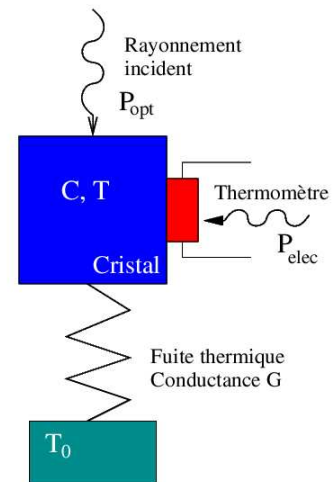


FIG. 2: Représentation schématique d'un bolomètre [12]. Le rayonnement incident arrive sur un cristal dont la température augmente, ce qui entraîne une diminution de la résistance R du thermomètre. On accède à la variation de température induite en mesurant la variation de R . Un cryostat à la température T_0 permet de réguler la température du système.

Le rayonnement incident arrive sur un cristal absorbant, initialement à la température T , duquel il va augmenter la température par excitation de phonons.

Une thermistance solidaire du cristal, et qui était donc également à la température T avant l'arrivée du signal, subit aussi cette élévation de température et sa résistance R se met donc à diminuer. On alimente cette thermistance par un courant constant, si bien qu'en suivant l'évolution de la tension à ses bornes, on accède aux variations de R et donc aux fluctuations de température du cristal, et du rayonnement incident.

Ces deux éléments (cristal et thermistance) permettent donc à eux seuls de mesurer la température du rayonne-

ment incident. On y ajoute toutefois un lien thermique avec un réservoir isotherme à la température T_0 , qui permet de réguler la température du système constitué du cristal et du thermomètre.

Effectuons maintenant une étude plus quantitative par l'intermédiaire d'un bilan énergétique sur le système absorbeur & thermomètre. Celui-ci vérifie l'équation

$$C \frac{dT}{dt} = P_{opt} + P_{elec} - P_{diss}, \quad (1)$$

où C est la capacité calorifique du cristal, P_{opt} la puissance de rayonnement reçue par le détecteur, P_{elec} la puissance électrique produite par effet Joule dans le thermomètre, et P_{diss} la puissance dissipée dans le réservoir isotherme.

Pour étudier la réponse du détecteur à une petite variation de P_{opt} , il est commode d'écrire cette relation autour d'un point d'équilibre. On obtient alors

$$C \frac{d\delta T}{dt} = \delta P_{opt} + \delta P_{elec} - G \delta T, \quad (2)$$

où G désigne la conductance du lien thermique entre le cristal et le cryostat. Comme $P_{elec} = RI^2$, il vient

$$\delta P_{elec} = \frac{dP_{elec}}{dT} \delta T = \alpha P_{elec} \delta T, \quad (3)$$

où α , défini par

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}, \quad (4)$$

traduit l'effet de contre-réaction du thermomètre ($\alpha < 0$). Finalement la réponse en température est donnée par

$$C \frac{d\delta T}{dt} + (G - \alpha P_{elec}) \delta T = \delta P_{opt}. \quad (5)$$

Connaissant les variations de R , et donc de T , on obtient une mesure des variations de la puissance du rayonnement incident.

B. Analyse des bruits

Néanmoins, maintenant que nous disposons d'un dispositif permettant d'effectuer nos mesures, encore faut-il vérifier qu'il permette bien de le faire avec l'incertitude souhaitée, *i.e.* en étant limité uniquement par un bruit fondamental : le bruit de photons.

Le niveau de bruit d'un détecteur est donné par sa NEP (*Noise Equivalent Power*) correspondant à la puissance du rayonnement incident nécessaire pour produire en sortie un signal égal au bruit pendant une demi-seconde. Elle se mesure en $\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Pour notre mesure, les sources de bruits intrinsèques sont au nombre de quatre.

Le **bruit de photons** est dû à la nature quantique du rayonnement, et ne peut donc être éliminé ou réduit. Il résulte des fluctuations quantiques du nombre aléatoire de photons contenu dans un train d'ondes arrivant sur le détecteur. Sa NEP est donnée par la relation :

$$NEP_{photon} = \sqrt{2 h \nu P_{opt}}. \quad (6)$$

Pour une fréquence typique $\nu = 150 \text{ GHz}$ et une puissance rayonnée de l'ordre du pW, on obtient

$$NEP_{photon} = 10^{-17} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}. \quad (7)$$

C'est en-dessous de cette limite qu'il faudra par la suite tenter de ramener tous les autres bruits afin de répondre au cahier des charges fixé à HFI.

Le deuxième bruit en présence est le **bruit de phonons** dû quant à lui aux fluctuations d'énergie le long du lien thermique avec le cryostat. Sa NEP est donnée par la relation :

$$NEP_{phonon} = \sqrt{4kGT^2}. \quad (8)$$

Les deux derniers bruits qui nous intéressent ici sont le **bruit d'amplification**, qui résulte des fluctuations thermodynamiques à l'intérieur des composants électroniques, et le **bruit Johnson** induit par l'agitation thermique des électrons dans la résistance du bolomètre. Les fluctuations en tension aux bornes de cette résistance R sont données, en $\text{V} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, par

$$e_j = \sqrt{4kRT}. \quad (9)$$

D'autres sources de bruits peuvent être envisagées, comme par exemple la stabilité du bain cryogénique, les vibrations mécaniques et les perturbations électromagnétiques extérieures. Toutefois, il ne s'agit pas là de bruits intrinsèques et des dispositifs appropriés suffisent à les diminuer suffisamment pour qu'on puisse les négliger.

En ce qui concerne les bruits que nous venons de lister, le défi technique est de faire en sorte d'arriver à rendre chaque bruit négligeable par rapport au bruit de photons du CMB. Afin de se rendre compte de la difficulté que cela représente, et surtout de la possibilité technique de le faire, nous avons eu l'occasion de tester un bolomètre trouvable couramment sur le marché, et nous présentons les résultats de ce test à la section suivante.

V. TEST D'UN BOLOMÈTRE COMMUN

On utilise un bolomètre refroidi par de l'hélium liquide à une température de 4 K, un corps noir à 773 K nous permettant d'étalonner le détecteur. Notre but est d'évaluer la NEP minimale des différents bruits intrinsèques afin de pouvoir les comparer au bruit de photons du CMB.

A. Évaluation des bruits

La figure 3 montre le montage utilisé pour polariser le bolomètre à courant constant. En utilisant une résistance de polarisation R_p grande devant celle du bolomètre (environ 10 M Ω), le courant I_b peut alors être considéré comme constant.

La première étape consiste à évaluer le bruit Johnson et le bruit de phonons ainsi que le bruit dû à l'amplification du signal V_b . Pour ce faire, on court-circuite d'abord le bolomètre et on visualise la Densité Spectrale d'Amplitude (DSA) du signal en sortie de l'amplificateur. En moyennant sur le temps on trouve, pour $V_{alim} = 22 \text{ V}$, $e_n = 6 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, correspondant au bruit de l'amplification.

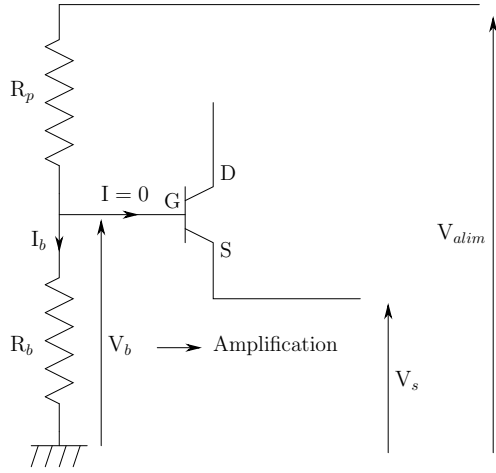


FIG. 3: Montage permettant d'évaluer les différents bruits intervenant dans le signal. R_b représente la résistance du bolomètre et R_p une résistance de polarisation permettant d'y maintenir un courant I_b constant.

En éliminant ensuite le court-circuit, on obtient pour la DSA du signal en sortie de l'amplificateur,

$$e_{tot} = 42 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}, \quad (10)$$

qui correspond au bruit de l'amplification superposé au bruit Johnson de la résistance et au bruit de phonons. Les DSA s'ajoutant quadratiquement, on obtient

$$e_{tot}^2 = e_n^2 + e_j^2 + e_p^2, \quad (11)$$

où e_j correspond à la contribution à la DSA totale du bruit Johnson, et e_p à celle du bruit de phonons. On s'aperçoit ainsi que le bruit d'amplification peut être négligé devant la somme du bruit Johnson et du bruit de phonons, et on peut vérifier que ceci reste vrai quelque soit la tension d'alimentation utilisée. Il nous reste alors à déterminer la NEP de la somme de ces bruits, qui est donnée par

$$NEP = \frac{DSA}{S_{el}}, \quad (12)$$

où S_{el} correspond à la sensibilité électrique du bolomètre. Connaissant la DSA des bruits considérés, il nous reste donc à déterminer cette sensibilité électrique.

B. Sensibilité électrique du bolomètre

Les variations de température étant directement liées à celles de la résistance, on peut exprimer la sensibilité (en V/W) comme

$$S_{el} = \frac{dV_b}{dP_{opt}} = \frac{Z - R_b}{2V_b}, \quad (13)$$

où V_b est le signal obtenu en sortie du bolomètre avant amplification et où Z désigne l'impédance dynamique définie par la relation

$$Z = \frac{dV_b}{dI_b}. \quad (14)$$

Pour déterminer S_{el} , il nous faut donc déterminer au préalable V_b comme fonction de I_b . Pour cela, on mesure la tension V_{GS} en prenant une tension d'alimentation nulle. Dans ce cas, la tension aux bornes du bolomètre est nulle et on a alors $V_{GS} = -V_S$.

On suppose que V_{GS} ne dépend pas de la tension d'alimentation, ce qui permet de la considérer comme constante et égale à la valeur déterminée précédemment. On obtient alors la caractéristique $V_b = f(I_b)$ en faisant varier la tension d'alimentation V_{alim} et en relevant la tension de sortie correspondante V_S , ce qui permet de déterminer V_b et I_b en utilisant les relations

$$V_b = V_S + V_{GS} \quad \text{et} \quad I_b = \frac{V_{alim} - V_b}{R_p}. \quad (15)$$

Avec la courbe obtenue, il est alors aisé d'en déduire R_b et Z puis de tracer la courbe $S_{el} = f(V_b)$. On remarque ainsi qu'il existe une tension d'alimentation (et donc un courant de polarisation) qui minimise le rapport de la DSA du bruit à S_{el} , ce qui permet d'en déduire la NEP théorique du détecteur, qui vaut, dans notre expérience,

$$NEP_{th} = 50 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}. \quad (16)$$

Nous parlons ici de NEP *théorique*, car, à ce stade, nous n'avons pas pris en compte l'efficacité quantique du détecteur, qu'il nous reste donc à déterminer.

C. Détermination de l'efficacité quantique du détecteur

Pour évaluer l'efficacité quantique de notre détecteur, on utilise un corps noir de référence à 773 K dont l'émission est modulée à la fréquence de 40 Hz par un hacheur optique. Le bolomètre reçoit ainsi alternativement un rayonnement de corps noir à la température ambiante et à la température de 773 K. On mesure la réponse en tension du bolomètre exposé au signal produit grâce au hacheur optique. De cette façon, on pourra calculer la NEP réelle du détecteur et la comparer à la NEP théorique trouvée plus haut.

Néanmoins, pour mesurer la réponse du bolomètre, il faut s'affranchir du bruit en $1/f$ que présentent les composants électroniques. En effet, le signal est modulé à seulement 40 Hz, et le signal mesuré en sortie de l'amplification se mêle au bruit électronique. Pour éliminer ce bruit, on applique une méthode de détection synchrone, dont le détail suit.

1. Détection synchrone

Une méthode naïve pour s'affranchir du bruit en $1/f$ serait de prendre un filtre passe-bande centré autour de la fréquence à détecter, ici 40 Hz. Cependant aussi fin que soit le filtrage, le bruit en $1/f$ sera toujours présent et gênant.

Pour résoudre ce problème, le détecteur HFI sera équipé d'une détection synchrone dont nous avons pu traiter le principe dans notre expérience. Pour sortir du bruit en $1/f$, la détection synchrone va multiplier la superposition signal (de fréquence ω_s) et bruit par un signal

oscillant de référence (de fréquence ω_r). Le signal obtenu est alors une superposition de deux fréquences : $\omega_s + \omega_r$ et $\omega_s - \omega_r$, ainsi que de toutes les autres fréquences dues aux bruits. Si maintenant on ajuste ω_r telle que $\omega_s = \omega_r$, l'un des deux signaux sera continu et proportionnel au signal que l'on veut isoler. Il suffit donc d'aposer un filtre passe-bas très sélectif en aval de la détection synchrone afin de ne récupérer que cette composante qui est celle que l'on souhaite mesurer.

2. Mesure et détermination du rendement quantique

En appliquant cette méthode dans le cas présent en prenant pour fréquence de référence celle du hacheur optique, soit 40 Hz, on peut alors mesurer à l'oscilloscope l'amplitude du signal produit par le bolomètre : $\Delta V = 17 \mu V$.

De plus, la variation de puissance incidente à l'instrument ΔP_i est donnée par

$$\Delta P_i = \int [B_\nu(773 \text{ K}) - B_\nu(298 \text{ K})] A_{det} \Omega_{cn} d\nu, \quad (17)$$

où B_ν est la luminance spectrale du corps noir, A_{det} la superficie du détecteur et Ω_{cn} l'angle solide sous lequel le détecteur voit le corps noir. L'équation de Rayleigh-Jeans donne par ailleurs

$$B_\nu(T) = \frac{2k}{c^2} \nu^2 T. \quad (18)$$

On obtient ainsi

$$\Delta P_i = 3,4 \text{ nW}. \quad (19)$$

Par ailleurs, la mesure de la DSA du signal dans le cas où l'on a au préalable minimisé la NEP théorique (voir section V B) donne

$$e_{tot} = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}. \quad (20)$$

On en déduit alors la valeur de la NEP réelle :

$$NEP_r = 2 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}. \quad (21)$$

La NEP théorique déterminée précédemment étant de $50 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$, on en déduit un rendement quantique du détecteur de seulement 2,5 %.

D. Conclusions de l'expérience et design de HFI

Cette brève étude expérimentale permet de se rendre compte que le cahier des charges imposé à HFI est assez contraignant puisqu'il faut utiliser des bolomètres environ 50 fois plus précis que ceux disponibles couramment sur le marché afin de pouvoir réaliser des mesures limitées seulement par le bruit de photons du CMB.

Il se trouve que de tels bolomètres existent depuis quelques années grâce à l'équipe de J. Bock du *Jet Propulsion Laboratory* de la NASA situé au *California Institute of Technology* à Pasadena (Californie, USA). Ces bolomètres, qui sont ceux de HFI, sont constitués d'un absorbeur en forme de toile d'araignée, ce qui leur confère le nom de *spider web bolometers*. Cette structure particulière, que l'on peut observer sur la figure 4, rend les bolomètres particulièrement sensible au rayonnement millimétrique (le rendement quantique est alors fortement

augmenté), tout en diminuant la section efficace présentée aux rayons cosmiques. Elle permet également de diminuer la capacité du cristal du bolomètre et donc de le rendre beaucoup plus sensible. Ces bolomètres permettent ainsi à HFI de remplir sa mission.

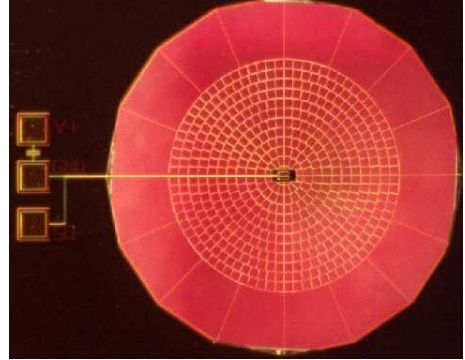


FIG. 4: Bolomètre de type *spider web*. Ce bolomètre permet de mesurer les fluctuations de température du CMB en étant limité seulement par le bruit de photons. C'est le type de bolomètre utilisé sur HFI.

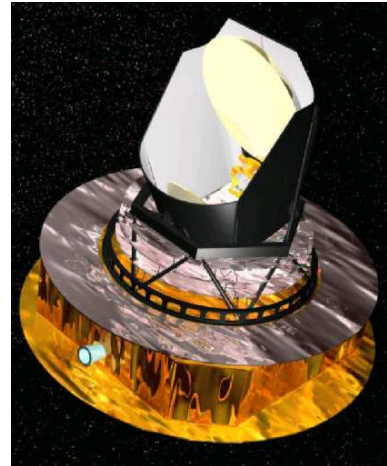


FIG. 5: Vue d'artiste du satellite Planck. On reconnaît les miroirs du télescope sur la partie supérieure, tandis que les instruments, dont HFI, se situent dans la partie inférieure.

VI. CONCLUSION

Comme nous l'avons vu, l'étude des anisotropies et de la polarisation du CMB nous impose d'être capable de mesurer très précisément les très faibles fluctuations de température du rayonnement fossile. La mission Planck a pour but de réaliser ces mesures en acceptant d'être seulement limité en précision par le bruit de photons du CMB, lié à la nature même du rayonnement électromagnétique, et donc incontournable.

HFI a pour but d'étudier le CMB à des fréquences supérieures à la centaine de GHz. Seule la technologie des bolomètres permet de réaliser efficacement ces mesures, mais ils impliquent l'existence de plusieurs bruits intrinsèques qu'il faut alors minimiser pour les rendre inférieurs au bruit de photons du CMB. L'étude expérimentale que

nous avons réalisée sur un bolomètre commun, nous a permis de mettre en évidence la difficulté d'une telle réalisation. Il est en effet nécessaire de produire des détecteurs dont le bruit est inférieur d'environ deux ordres de grandeur à ce que l'on peut trouver dans les laboratoires spécialisés.

De tels détecteurs sont néanmoins aujourd'hui produits et permettent de transformer le projet Planck-HFI en un instrument bien réel dont le coût, avoisinant les 110 millions d'euros, s'efface aisément devant les progrès spec-

taclaires qui seront, grâce à lui, à notre portée d'ici quelques années.

Remerciements

Nous remercions Michel Piat et Cyrille Rosset d'avoir accepté de nous encadrer tout au long de nos travaux. Leurs explications ont été pour nous un secours indispensable.

-
- [1] S. Dodelson, *Modern Cosmology*, Chapitre 1, Academic Press (2003).
 - [2] A. A. Penzias & R. W. Wilson, *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*, *Astrophys. J.* **142**, 419-421 (1965).
 - [3] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll & D. T. Wilkinson, *Cosmic Black-Body Radiation*, *Astrophys. J.* **142**, 414-419 (1965).
 - [4] D. J. Fixsen *et al.* *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set*, *Astrophys. J.* **473**, 576 (1996).
 - [5] A. C. S. Readhead & C. R. Lawrence, *Observations of the Isotropy of the Cosmic Microwave Background Radiation*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 653-703 (1992).
 - [6] L. Verde *et al.* *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Parameter Estimation Methodology*, *Astrophys. J. Supp.* **148**, 195-211 (2003).
 - [7] D. N. Spergel *et al.* *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters*, *Astrophys. J. Supp.* **148**, 175-194 (2003).
 - [8] H. V. Peiris *et al.* *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications For Inflation*, *Astrophys. J. Supp.* **148**, 213-231 (2003).
 - [9] C. L. Bennett *et al.* *Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations : Maps and Basic Results*, *Astrophys. J. Letters* **464**, L1 (1996).
 - [10] E. L. Wright *et al.* *Angular Power Spectrum of the Cosmic Microwave Background Anisotropy seen by the COBE DMR*, *Astrophys. J. Letters* **464**, L21 (1996).
 - [11] C. L. Bennett *et al.* *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results*, *Astrophys. J. Supp.* **148**, 1-27 (2003).
 - [12] C. Rosset, *Contribution à la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique dans le cadre des programmes Archeops et Planck*, Thèse de doctorat, Université Paris 7 (2003).