

**Détection de rayonnements
à très basse température**

5e école thématique du 2 au 8 juin 2002

**Le Fond cosmologique micro-ondes
Connaissances actuelles
Et futures expériences**

J. Delabrouille

Oléron

DRTBT2002-76

Le fond cosmologique micro-ondes

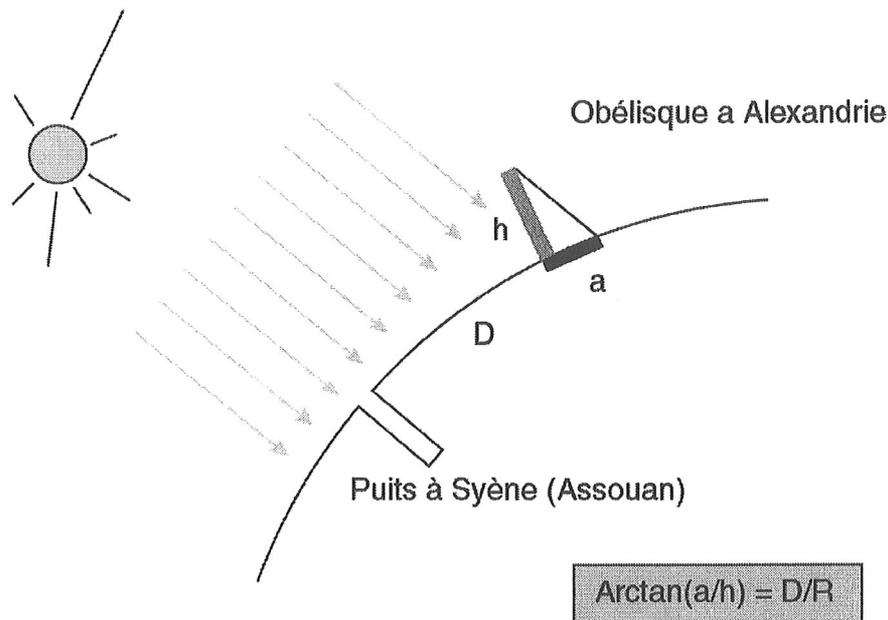
Connaissances actuelles et futures expériences

Jacques Delabrouille
Collège de France

PLAN

- Cosmologie et CMB : un peu de théorie
- Mesurer les anisotropies
- Expériences actuelles
- Perspectives et expériences futures

Érathostène et la mesure du rayon terrestre



Mesure par Érathostène, IV s. av. J.-C.
précision 2/1000 !

Au 4^{ème} siècle avant notre ère, Érathostène mesura le rayon terrestre avec une méthode toute simple.

Au moment où le soleil est à la verticale de Syène (midi, un jour particulier de l'année), il n'est pas à la verticale d'Alexandrie. Le rayon de la terre peut être calculé simplement à partir de la mesure de la hauteur de l'obélisque, de la longueur de son ombre, et de la distance d'Alexandrie à Syène. Par cette méthode, Érathostène mesura le rayon de la terre avec la précision remarquable de 2/1000 (avec de la chance, reconnaissons-le).

Si cette méthode est simple, elle repose sur quelques hypothèses non évidentes a priori:

- La terre est ronde,
- Le soleil est assez loin pour que ses rayons puissent être considérés comme parallèles,
- Syène et Alexandrie sont à la même longitude (seule façon à l'époque de se synchroniser, midi étant alors au même instant pour les deux villes).

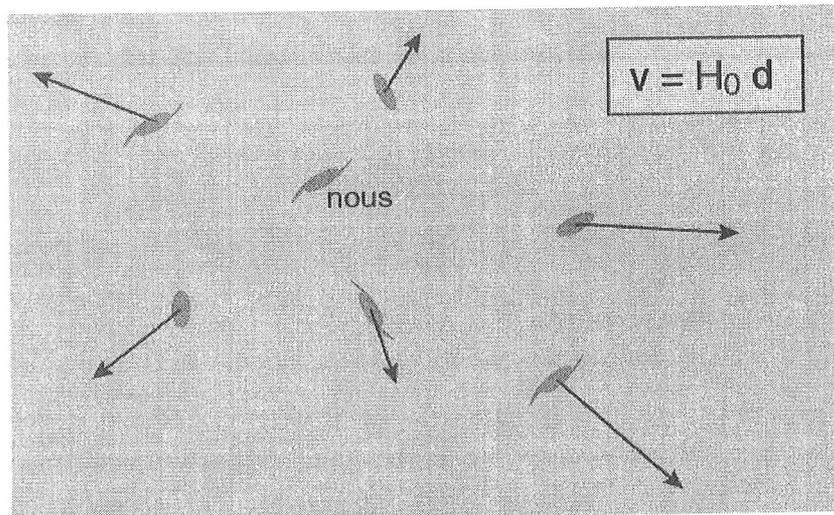
Les sceptiques du temps d'Érathostène lui auront peut-être fait remarquer qu'il ne mesure qu'une fonction de plusieurs paramètres (e.g. rayon de la terre et distance du soleil).

Par exemple, si il avait supposé que la terre est plate, il aurait déduit de son expérience la distance du soleil (et une distance complètement fautive, évidemment). Il aurait pu aussi, se basant sur l'existence de collines, de montagnes, postuler que la terre n'a pas une forme simple. Il n'aurait rien pu mesurer du tout.

Quel rapport avec la cosmologie et le fond cosmologique micro-ondes? Tout simplement le fait que nous aussi allons essayer, en partant d'hypothèses simples et d'observations bien choisies, de mesurer quelques paramètres décrivant le monde dans lequel nous vivons : notre Univers.

La cosmologie moderne

~ 1920 : récession des galaxies observée par Hubble



L'Univers est en EXPANSION

La cosmologie physique moderne commence au début du 20^è siècle. C'est à cette époque que les astronomes se sont rendus compte que les "nébuleuses" qu'ils observent avec leurs télescopes sont des galaxies semblables à la nôtre. Edwin Hubble, dans les années 1920, met en évidence par des mesures spectroscopiques associées à des mesures de distance que le décalage spectral $z = \delta\lambda/\lambda$ de ces galaxies (interprété comme dû à un effet Doppler-Fizeau) est d'autant plus grand que les galaxies sont loin. Les galaxies s'éloignent de nous avec une vitesse donnée par la loi de proportionnalité $v = H_0 d$. La constante H_0 (constante de Hubble) est à l'époque estimée à 500 km/s/Mpc (environ 10 fois trop), mais le chiffre exact est un détail par rapport au concept que cette découverte représente. Cette récession des galaxies, en effet, implique que l'Univers est en expansion. La loi de Hubble est valable pour toute paire de galaxies, qui s'éloignent l'une de l'autre d'autant plus vite qu'elles sont distantes.

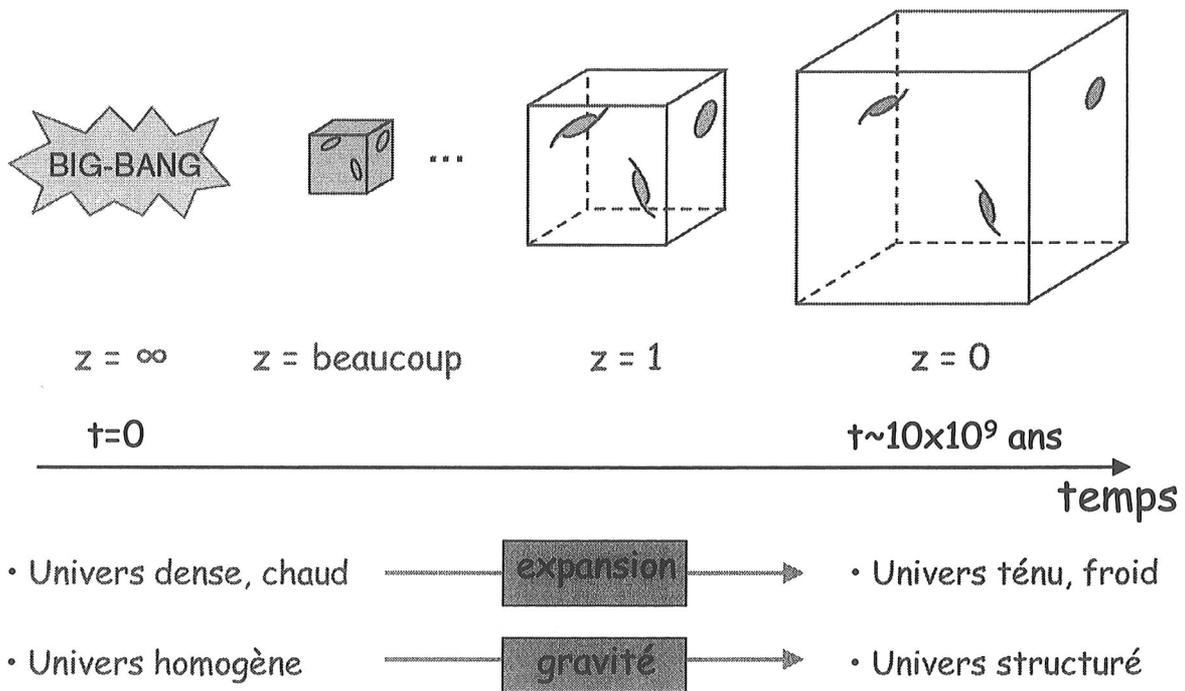
Outre la récession des galaxies, l'observation de l'Univers lointain a permis de constater que l'Univers semble homogène et isotrope à grande échelle.

L'hypothèse d'homogénéité et d'isotropies permet de donner la forme de la métrique qui décrit l'Univers à grande échelle, la métrique de Friedmann-Robertson-Walker:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) [dr^2/(1-kr^2) + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)]$$

A partir de cette métrique et de l'équation d'Einstein, on parvient aux équations de Friedmann qui décrivent l'évolution de l'Univers à grande échelle, et en particulier relient l'expansion aux paramètres de densité.

Big-Bang et expansion



L'équation de Friedmann s'écrit

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

On définit pour chaque type de constituant x de l'Univers le paramètre de densité $\Omega_x = 8\pi G\rho_x/3H^2$, où H est la constante de Hubble. Les paramètres Ω_{total} , Ω_m et Ω_B sont respectivement le paramètre de densité total, le paramètre de densité sous forme de matière (matière noire + baryons), et le paramètre de densité sous forme de baryons (essentiellement protons et neutrons).

La découverte de l'expansion de l'Univers fut une révélation pour la communauté scientifique. On savait déjà que même selon la gravitation Newtonienne, un Univers statique pose problème: Pourquoi ne s'effondre-t-il pas sur lui-même sous l'effet de la gravité? En relativité générale, Einstein inclut dans l'équation qui porte son nom une constante, la constante cosmologique Λ , dont le rôle était précisément d'annuler exactement l'effet de la densité moyenne de l'Univers pour l'empêcher de s'effondrer! Lorsqu'Einstein réalisa que l'Univers est en expansion, il enleva la constante cosmologique de son équation, puisqu'elle n'était plus logiquement nécessaire, qualifiant même son introduction en premier lieu de "plus grosse bourde de sa vie". Il n'est pas certain que ce soit le cas, cependant. Les observations actuelles semblent indiquer que cette constante cosmologique n'est, en fait, pas nulle.

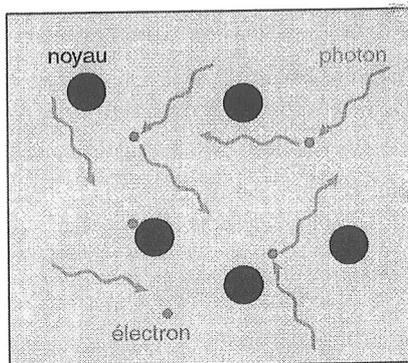
La constante de Hubble H_0 , la constante cosmologique Λ , et les différents paramètres de densité sont parmi les paramètres fondamentaux qui décrivent notre Univers.

Des considérations thermodynamiques simples impliquent que si l'Univers est en expansion, il était plus chaud par le passé, car plus dense. Comme un gaz qui se détend, il se refroidit avec l'expansion.

Si l'on remonte suffisamment loin dans le temps, l'Univers était suffisamment dense et chaud pour que l'agitation thermique ionise l'ensemble des atomes. A cette époque, photons, baryons et électrons existent sous la forme d'un plasma. Les photons sont fortement couplés aux baryons, et l'ensemble des particules qui interagissent de cette façon sont (au moins localement) à l'équilibre thermique.

Si l'on remonte suffisamment loin dans le passé, on aboutit à une singularité (densité infinie). Cette singularité a valu à la théorie son nom de "Big-Bang" (inventé par ses détracteurs).

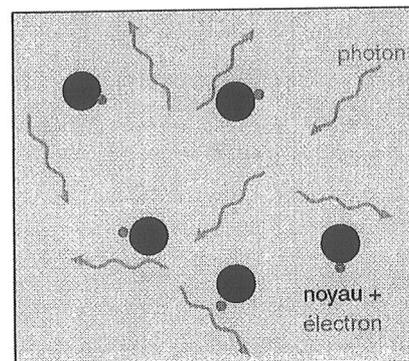
Le fond de rayonnement cosmologique



- A un décalage spectral $z \sim 1000$, l'univers est encore partiellement ionisé et opaque au rayonnement.

- On a équilibre thermodynamique (local) à $T \sim 3000$ K

- Le rapport baryon/photon est $n_N/n_\gamma \sim 5 \times 10^{-10}$



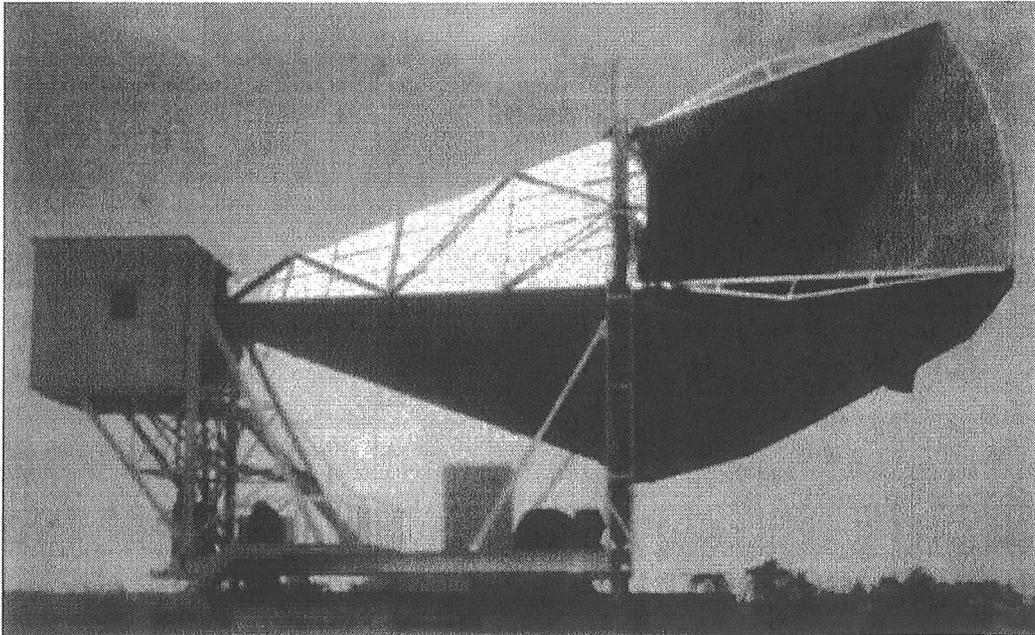
- A $z < 1000$, l'univers devient transparent

- Les photons n'interagissent plus et se propagent librement en conservant une distribution de corps noir : c'est le fond de rayonnement cosmologique (CMB).

- Aujourd'hui fond micro-ondes (2mm)

Le fond de rayonnement cosmologique

- Première détection du CMB en 1965 par Penzias & Wilson
« Excès de bruit »

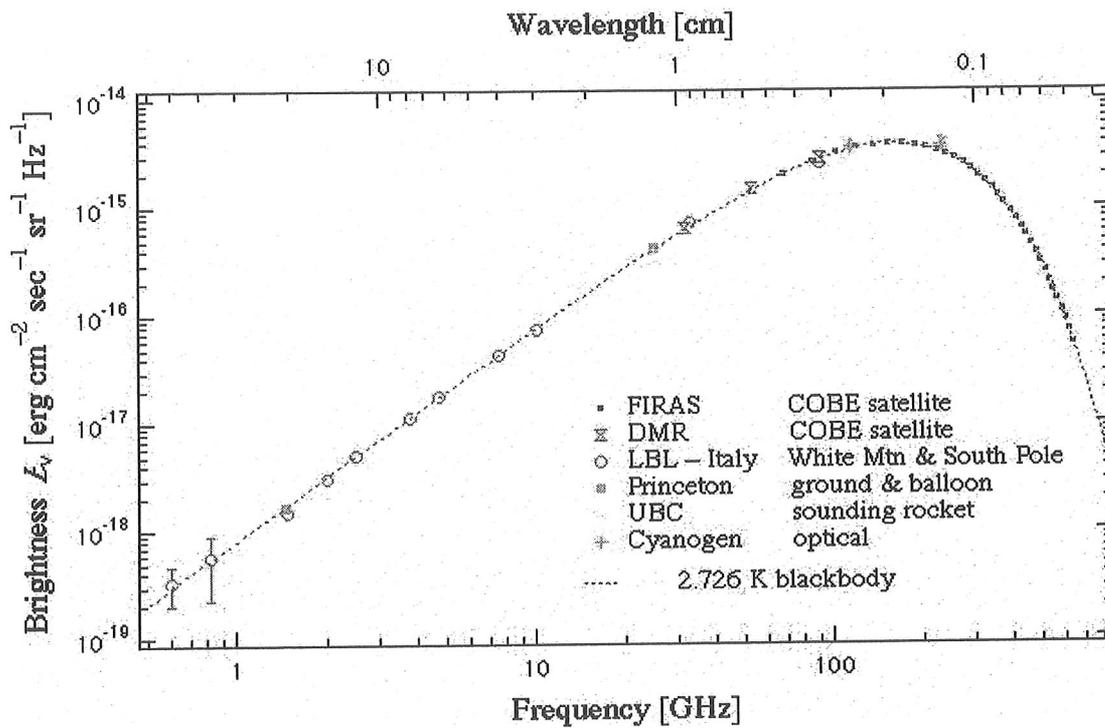


La détection fortuite (ils testaient une antenne de télécommunications) du fond de rayonnement cosmologique par Penzias et Wilson aux Bell Laboratories en 1965 leur valut le prix Nobel de physique (bien mérité à mon avis, vu les efforts qu'ils ont fait pour comprendre d'où pouvait bien venir l'excès de bruit de leur antenne)!

Ce fond de rayonnement, qui avait été prédit quelques années auparavant, est extraordinairement isotrope, ce qui confirme son origine cosmologique. Par ailleurs son spectre, mesuré par l'instrument FIRAS à bord du satellite COBE (années 1990), correspond avec une précision étonnante à celui d'un corps noir à la température de 2,725 K.

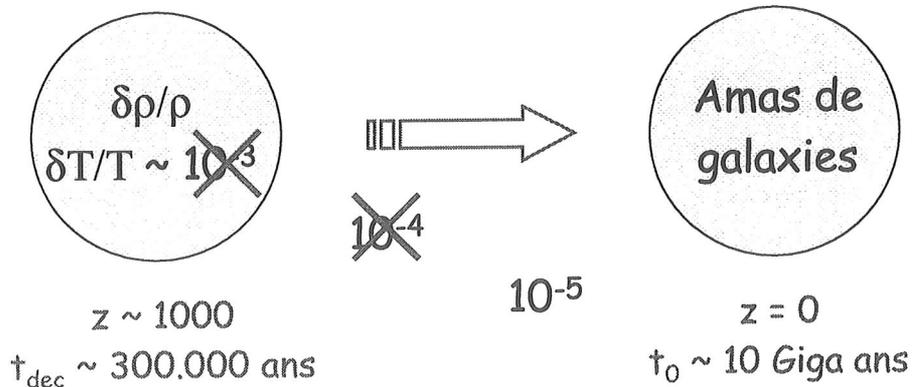
Ce rayonnement de corps noir cosmologique constitue le second des trois « piliers » du Big Bang (le premier est la récession des galaxies; le troisième, l'abondance des éléments légers produits lors de la nucléosynthèse primordiale, ne sera pas abordé dans ce cours).

Le CMB : un rayonnement de corps noir



Anisotropies ?

- Le fond de rayonnement cosmologique est extraordinairement homogène
- Corps noir à la température de 2,725 K
- Comment se forment les structures ???

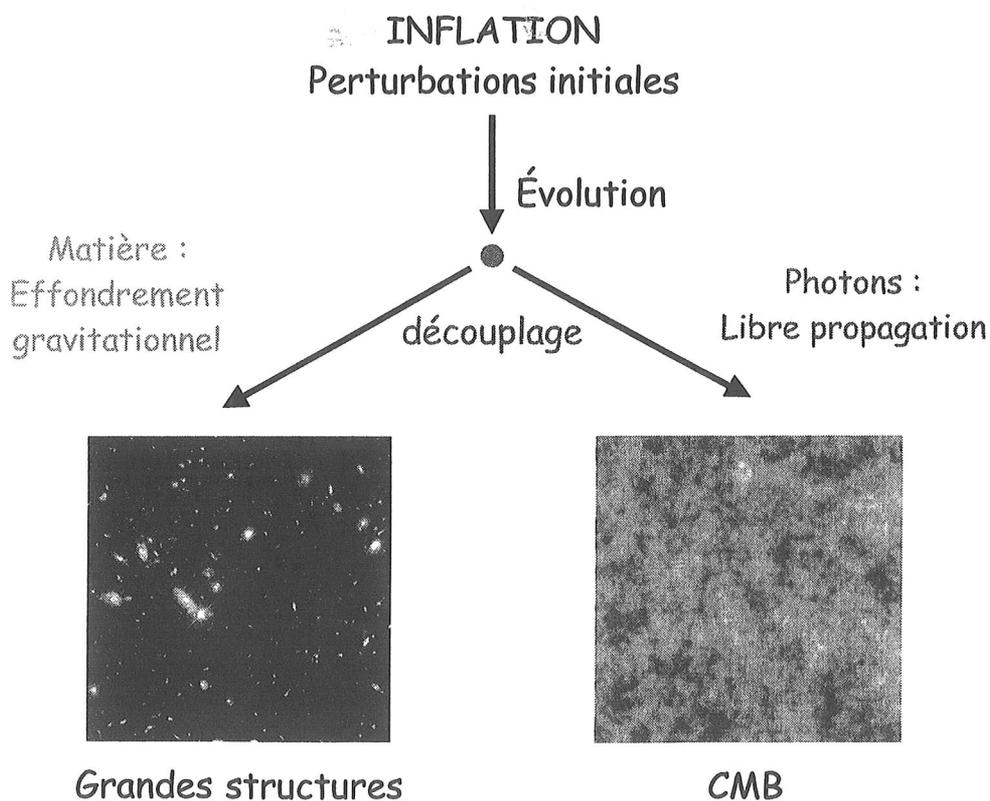


Si l'extraordinaire homogénéité du fond de rayonnement est l'une des preuves éclatantes de son origine cosmologique, elle a commencé par poser deux problèmes de taille.

Tout d'abord, dans la théorie du Big Bang, ce rayonnement a été émis lorsque l'univers était âgé de $t_{\text{dec}} \sim 300.000$ ans environ (à un décalage spectral $z \sim 1000$). Mais à cette époque, les régions de l'univers distantes de plus de $\sim c \cdot t_{\text{dec}}$ n'étaient pas, en principe, causalement connectées. Par quel miracle pouvaient-elles être à la même température partout? Pour sortir de la crise, il a fallu imaginer un mécanisme pour que ces régions aient été à un moment causalement connectées: l'inflation. Selon la théorie, lorsque l'Univers était âgé de $\sim 10^{-34}$ secondes, il a subi une phase d'expansion exponentielle, pendant laquelle sa taille a augmenté d'un facteur $\sim e^{100} = 3 \times 10^{43}$ en un temps de $\sim 10^{-32}$ secondes. Cette période d'«inflation» aurait été engendrée par la présence d'un champ scalaire qui aurait donné une énergie non nulle au vide, jouant le rôle d'une constante cosmologique effective. Grâce à l'inflation, l'ensemble de l'Univers observable aujourd'hui aurait été, avant, causalement connecté.

Le deuxième souci que suscite l'extraordinaire homogénéité du CMB est le problème de la formation des structures. Si l'on observe aujourd'hui des galaxies et des amas de galaxies, il doit avoir existé à $z=1000$ des petites inhomogénéités à l'origine de ces structures. Ces petites inhomogénéités devraient laisser leur empreinte sur la température du fond cosmique. Il a fallu des efforts pour affiner les modèles de formation des structures afin d'arriver à trouver un scénario crédible dans lequel les anisotropies de température ne seraient pas supérieures à quelques 10^{-5} .

Structures et CMB : Le paradigme



Résumons ici en quelques mots le mécanisme de génération des structures.

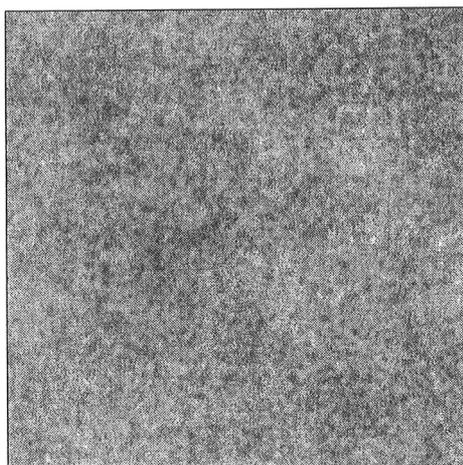
Selon la théorie, des petites perturbations initiales de densité sont générées aux tous premiers instants de l'Univers. Ces perturbations seraient liées aux fluctuations quantiques du vide pendant l'inflation. La physique de l'inflation est encore assez spéculative. On postule qu'à la sortie de l'inflation est présent un champ de petites fluctuations de densité, bien représentées par un champ aléatoire gaussien de spectre $P(k) \sim k^n$.

Ces petites fluctuations de densité vont évoluer sous l'effet combiné de deux forces qui s'opposent: l'attraction gravitationnelle d'une part tend à faire effondrer la matière et le rayonnement fortement couplés (les photons interagissant avec les électrons libres) dans les surdensités; la pression de radiation d'autre part, étant d'autant plus forte dans une région que celle-ci est dense, va résister à cet effondrement, et joue le rôle de force de rappel. Va alors s'instaurer un régime d'oscillations harmoniques où la densité locale du fluide baryon-photon va osciller dans les puits de potentiel.

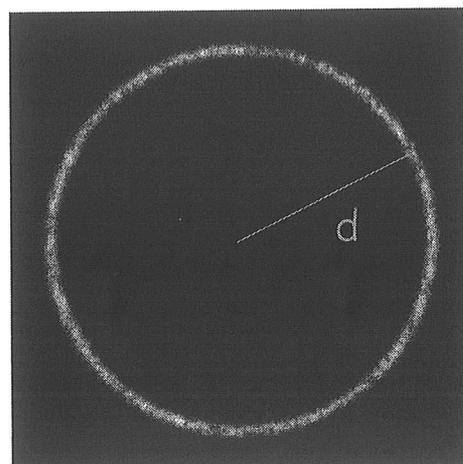
Lorsque l'Univers s'est suffisamment refroidi pour que les électrons et les baryons se combinent en atomes d'hydrogène et d'hélium, les photons deviennent libres de se propager jusqu'à nous. Ces photons constituent le fond de rayonnement cosmologique (ou CMB, pour Cosmic Microwave Background). Les surdensités de leur côté deviennent libres de s'effondrer pour former des structures, sans pression de rayonnement pour s'opposer à cet effondrement.

Fluctuations au découplage

Fluctuations à $z=1000$



Fluctuations observables



$$d \sim c(t_0 - t_{\text{dec}})$$

$t_0 \sim 10$ Giga ans $t_{\text{dec}} \sim 300.000$ ans

Les photons du CMB que nous voyons ont tous été émis à peu près au même moment, à $z=1000$. Ils nous parviennent d'une coquille sphérique centrée autour de nous, appelée la surface de dernière diffusion. Ainsi, nous ne voyons pas tout l'Univers à $z=1000$, mais juste une fraction. Nous voyons une autre fraction de l'Univers aux autres redshifts.

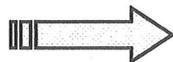
En pratique, la dernière diffusion n'étant pas instantanée, la surface de dernière diffusion a une « épaisseur » de $\delta z \sim 70-100$, en fonction des modèles. Les photons qui nous viennent d'une direction sont une superposition des émissions intégrées sur l'épaisseur de la surface de dernière diffusion.

Cette épaisseur de la surface de dernière diffusion va avoir tendance à lisser les anisotropies à petite échelle angulaire.

Fluctuations observables

Températures
Densités
Vitesses

$t_{\text{dec}} \sim 300.000$ ans
 $z \sim 1000$



Température observable

- Intrinsèquement plus élevée dans les endroits plus chauds
- Décalée par effet gravitationnel (effet Sachs-Wolfe)
- Décalée par effet de vitesse radiale (effet Doppler)

La température observable du CMB est liée aux fluctuations de densité, de température, et de vitesses à $z \sim 1000$. L'évolution des perturbations initiales de densité jusqu'au moment du découplage instaure en effet, à $z=1000$, des champs de fluctuations de densité locale $\delta\rho$, de température locale δT , et de vitesse δv .

Ainsi, l'une des régions de l'Univers à $z=1000$ dont on observe « l'émission » (on observe les photons du fond cosmologique qui ont effectué leur dernière diffusion à cet endroit là), va avoir une température intrinsèque $T = T_{CMB}(1 + \delta T/T_{CMB})$, une densité intrinsèque $\rho = \rho_0 + \delta\rho$, et une vitesse particulière δv par rapport au flot de Hubble.

Les photons qui nous parviennent de cet endroit ont une distribution de corps noir à la température T . La température que nous observons est cette température décalée par effet gravitationnel (e.g. les photons sont « redshiftés » en grimpant hors des puits de potentiel) et par effet Doppler (en raison de la vitesse radiale de la zone d'émission par rapport à nous).

Spectre de puissance

On décompose

$$\frac{\delta T}{T_{CMB}}(\theta, \varphi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

↓

Coefficients
de la
décomposition

↓

Harmoniques
sphériques

Les fluctuations sont un champ aléatoire (gaussien?)

Spectre	$C_l = \langle a_{lm} ^2 \rangle$ (Espérance)
---------	--

Spectre empirique

$$\hat{C}_l = \frac{1}{2l+1} \sum |a_{lm}|^2$$

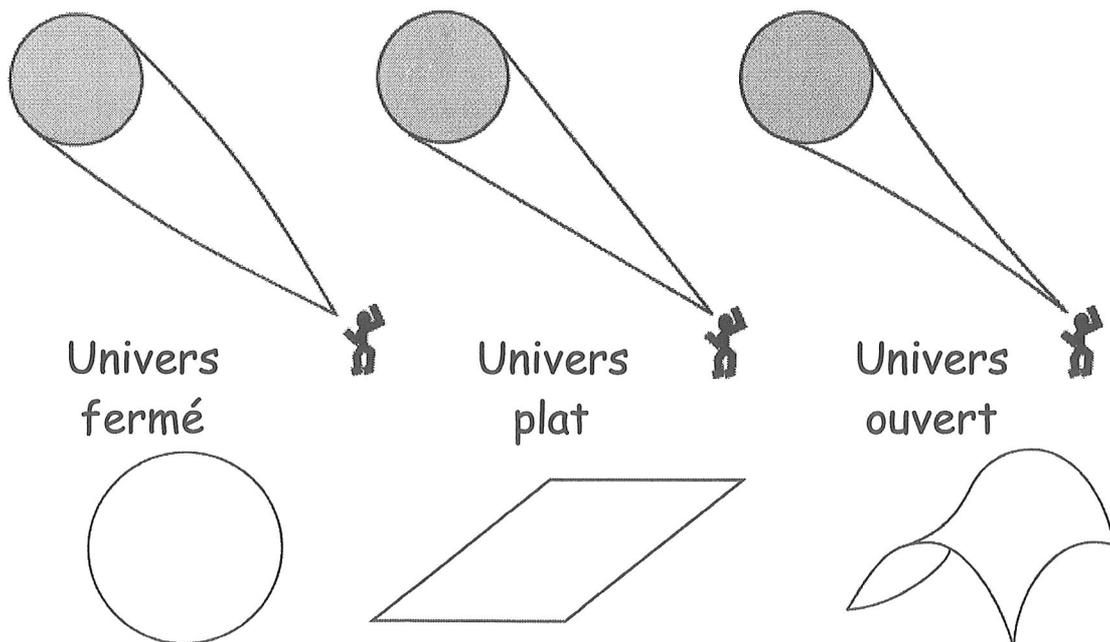
Il est traditionnel de décomposer les fluctuations de température observables du CMB sur une base de fonction de base orthogonales sur la sphère, les harmoniques sphériques $Y_{lm}(\theta, \varphi)$.

Ces harmoniques sphériques jouent un rôle équivalent aux fonctions sinus et cosinus pour les transformées de Fourier. Les harmoniques sphériques sont une base orthonormée sur la sphère, qui représentent des fréquences angulaires d'autant plus élevées que l est grand. Toutefois, à un l donné ne correspond pas une taille angulaire unique. On a en effet $Y_{lm}(\theta, \varphi) = Y_{lm}(\theta, 0) \times e^{im\varphi}$, et la fonction $e^{im\varphi}$ oscille plus "vite" aux pôles de la sphère qu'à l'équateur.

Une erreur fréquente consiste à confondre le *spectre* des C_l , variance des a_{lm} considérées comme des variables aléatoires gaussiennes (et donc moyenne d'ensemble de $|a_{lm}|^2$) et l'*estimation empirique* que l'on peut en faire à partir d'une réalisation (un ciel observé). Comme dans toute estimation spectrale à partir du périodogramme d'un échantillon donné fini de signal, le spectre de C_l estimé n'est pas égal à sa valeur vraie. L'erreur quadratique moyenne est baptisée (pompeusement) du terme de « variance cosmique ». La variance cosmique sur la mesure d'un C_l à un l donné est $\delta C_l = [2/(2l+1)]^{1/2} C_l$, proportionnelle donc à la valeur vraie de C_l , et d'autant plus grande que l est petit.

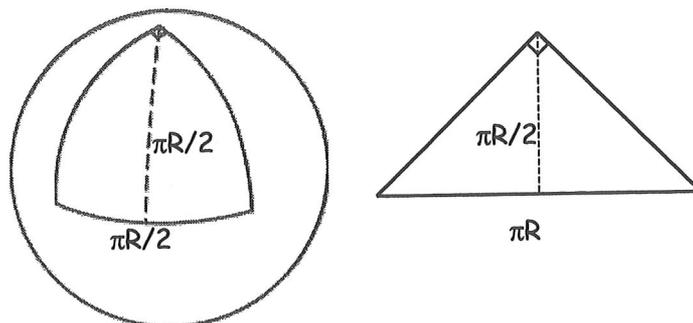
Observation des fluctuations

On observe les fluctuations d'une taille physique donnée sous un angle qui dépend de la géométrie de l'univers:

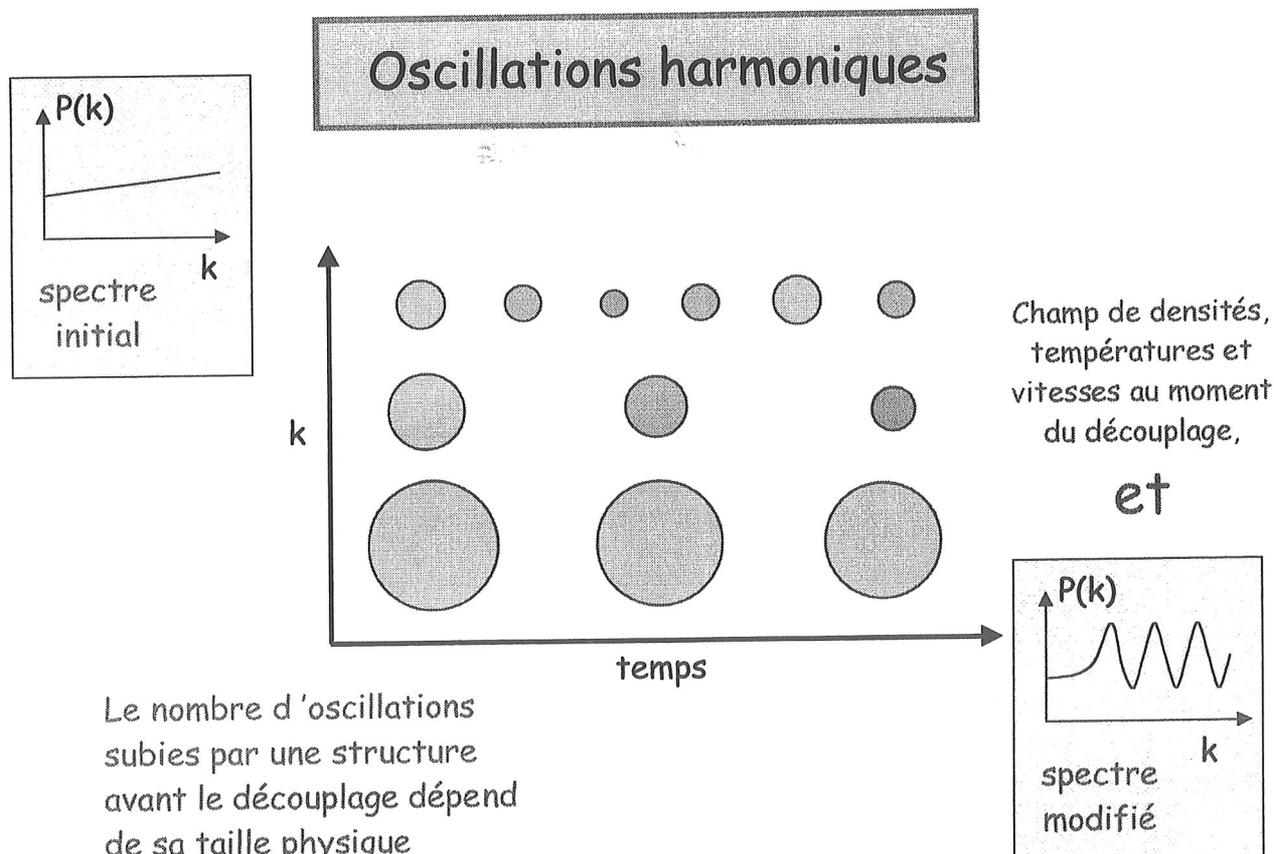


Les photons du CMB se propagent jusqu'à nous le long d'une géodésique de l'espace-temps. Ainsi, l'angle sous-tendu par une structure de taille physique donnée à la dernière diffusion va dépendre de la géométrie (donnée par la métrique, et donc, ici, par la courbure essentiellement). Une structure de taille physique donnée sera vue avec un angle plus grand si l'Univers est « fermé » (géométrie sphérique, courbure positive) que si il est « critique » (géométrie plane, courbure nulle). Elle sera vue avec un angle encore plus petit si l'Univers est « ouvert » (géométrie hyperbolique, courbure négative).

A la surface de la terre, qui a une courbure positive, un angle de 90° sous-tend, à une distance de $\pi R/2$, une distance de $\pi R/2$ (quart du méridien terrestre). En géométrie plane, le même angle sous-tend une distance de πR .



Évidemment, l'effet est d'autant plus grand que la courbure est forte. Il est également d'autant plus grand que l'on regarde loin (distances non négligeables par rapport à la courbure). L'idéal, dès lors, serait de disposer, à la surface de dernière diffusion, de structures de taille physique connue (ou en fait telles que le rapport de leur taille à la surface de dernière diffusion serait connue). En mesurant l'angle sous lequel on les voit, on aurait accès à la courbure de notre Univers.



En fait, il est possible de trouver des structures de taille connue à la surface de dernière diffusion : Il va s'agir de structures dont la dimension est (à peu près) la taille de l'horizon à la dernière diffusion, c'est à dire à la distance qu'une particule se déplaçant à la vitesse de la lumière aura eu le temps de parcourir depuis le big bang.

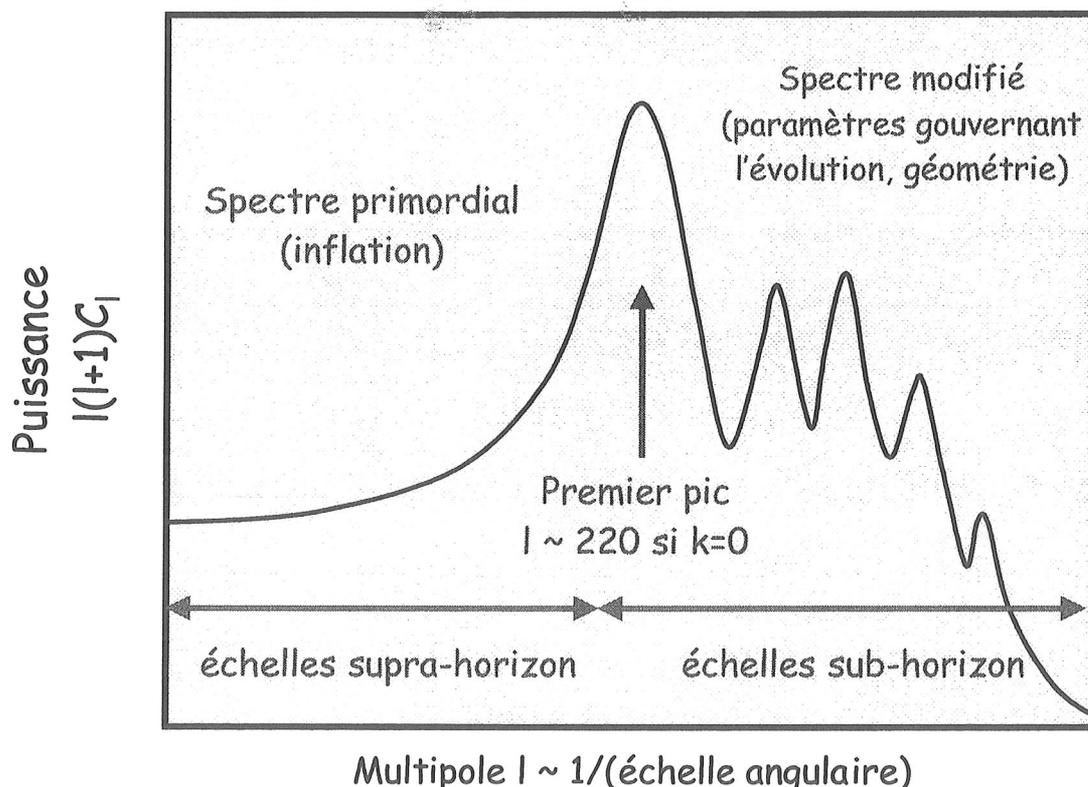
À la fin de l'inflation, des petites inhomogénéités « initiales » ont été créées. Supposons que le spectre de puissance (spectre spatial) de ces inhomogénéités est simple, par exemple une loi de puissance $P(k) \sim k^n$, où n est un indice spectral. La grande majorité des modèles d'inflation prédisent un spectre de ce type. Ce champ gaussien initial de spectre simple va évoluer, les surdensités ayant tendance à s'effondrer. À t_{dec} , les structures les plus grandes, bien plus grandes que la taille d_h de l'horizon à $t=t_{dec}$ ($d_h \sim c \cdot t_{dec}$, vite dit, en oubliant l'expansion*) auront à peine eu le temps de commencer à s'effondrer. Par contre, une structure toute petite aura eu le temps d'osciller plusieurs fois.

La taille limite d'une structure qui aura juste eu le temps de s'effondrer est justement la taille d_h de l'horizon à $t=t_{dec}$. Or l'effondrement des structures de taille donnée amplifie la puissance des fluctuations à cette échelle. À toutes les échelles qui sont précisément au maximum de compression va correspondre une amplification du spectre. C'est ce mécanisme qui génère les fameux « pics acoustiques » dans le CMB.

Ainsi, la taille qui correspond au plus petit mode où le spectre est amplifié est connue: c'est la taille de l'horizon à $z=1000$. Tous calculs faits, la valeur l_1 de la position du « premier pic Doppler » va donner la courbure de l'Univers par l'expression approchée $\Omega_{tot} = 1 - \Omega_k \sim 220/l_1$.

* Une expression plus exacte serait $\sim \int c \cdot a(t_{dec})/a(t) dt$

Le spectre des anisotropies



La discussion précédente n'est qu'une argumentation approchée donnant dans ses grandes lignes l'idée qui permet de mesurer la courbure à partir de la position du premier pic acoustique dans le spectre des anisotropies du CMB. Il est possible de mener le même genre de raisonnement qualitatif pour d'autres paramètres cosmologiques. De la teneur en baryons, par exemple, va dépendre l'amplitude des oscillations acoustiques: plus il y a de baryons, plus le rapport inertie sur force de rappel est grand (la quantité de photons est connue, c'est celle d'un corps noir à 2.73 K soit 411 photons par cm^3 aujourd'hui). Donc de la teneur en baryon va dépendre l'amplitude des pics acoustiques. Mais les choses se compliquent car la vitesse d'expansion (i.e. la constante de Hubble H_0) joue aussi un rôle dans la dynamique de l'effondrement gravitationnel.

En pratique, la forme exacte du spectre de C_l pour une cosmologie donnée (décrite par un certain nombre de paramètres -une grosse douzaine) en fonction de la forme du spectre initial, du contenu de l'Univers, de sa géométrie, etc... est calculée au moyens de codes numériques (le plus utilisé est CMBFAST). Le calcul, bien que ne faisant intervenir que de la physique assez bien comprise (gravitation en régime linéaire, interactions entre particules), ne peut pas être conduit de façon analytique sans grosses approximations.

Le programme CMBFAST, capable de calculer un spectre en une minute environ sur un PC modeste pour un Univers donné (i.e. des paramètres cosmologiques donnés) est un outil essentiel pour l'interprétation des spectres observés et leur traduction en termes de paramètres cosmologiques. Il permet en effet de calculer des millions de modèles afin de trouver celui qui « colle » le mieux aux observations. C'est de cette façon là que sont obtenus les paramètres cosmologiques à partir des expériences de CMB actuelles.

PLAN

- Cosmologie et CMB : un peu de théorie
- Mesurer les anisotropies
- Expériences actuelles
- Perspectives et expériences futures

Mesurer les anisotropies

- Choix d'un objectif scientifique Première détection? Mesure précise?
Gamme d'échelles angulaires l_{\min} - l_{\max} ?
- Choix d'une longueur d'onde ?
- Résolution l_{\max} souhaité ?
- Champ observé Champ d'observation accessible ?
 l_{\min} souhaité ?
- Sensibilité La meilleure possible...
- Instrumentation Bolomètres vs. Radiomètres?
Sol? Ballon? Spatial?
- Stratégie d'observation Puissance totale
Différences
Interférométrie
- Systématiques

Nous allons maintenant discuter les considérations qui motivent les choix en termes de conception générale et de technique pour la réalisation d'une expérience dédiée à la mesure d'anisotropies du CMB.

Il convient tout d'abord de noter que les anisotropies représentent un signal extrêmement ténu, qui se mesure en microKelvin (en absolu) et en quelques 10^{-5} (en relatif). C'est là un formidable défi expérimental, qui a tenu la communauté scientifique en échec pendant près de 30 ans (mais on a l'habitude...). C'est le développement d'amplificateurs faible bruit fonctionnant à très haute fréquence, puis l'utilisation de bolomètres à très basse température, qui a permis les succès des expériences les plus remarquables.

La conception d'un instrument nécessite de faire un certains nombres de choix qui obligent souvent à des compromis. Par exemple, on peut avoir intérêt à diminuer la longueur d'onde des observations pour augmenter la résolution (qui est limitée par la diffraction). Pour une expérience au sol, la longueur d'onde est contrainte par la transmission de l'atmosphère qui limite en pratique la fréquence d'observation utile à ~ 100 GHz, sauf dans les très bons sites. Pour avoir une bonne résolution, on pourra soit s'affranchir de l'atmosphère en faisant une expérience ballon, soit améliorer la résolution en augmentant la taille de l'antenne ou en choisissant une technique d'interférométrie... Par contre, l'interférométrie en ballon par exemple est une option sans grand intérêt car difficile à mettre en pratique de façon utile.

Choix d'une longueur d'onde

- Maximum de $[B_\nu](T_{CMB})$: ~ 160 GHz ou 1.87 mm
- Maximum de $[dB_\nu/dT](T_{CMB})$: ~ 217 GHz ou 1.38 mm
- Maximum de $[\nu(dB_\nu/dT)](T_{CMB})$: ~ 280 GHz ou 1.07 mm
- Maximum de $[(dB_\nu/dT) B_\nu^{-1/2}](T_{CMB})$: ~ 278 GHz ou 1.08 mm
- Maximum de $[\nu^{-1} dB_\nu/dT](T_{CMB})$: ~ 146 GHz ou 2.05 mm

Il est intéressant de se poser la question de la fréquence optimale des observations pour maximiser la sensibilité. Il n'y a pas de réponse unique à cette question.

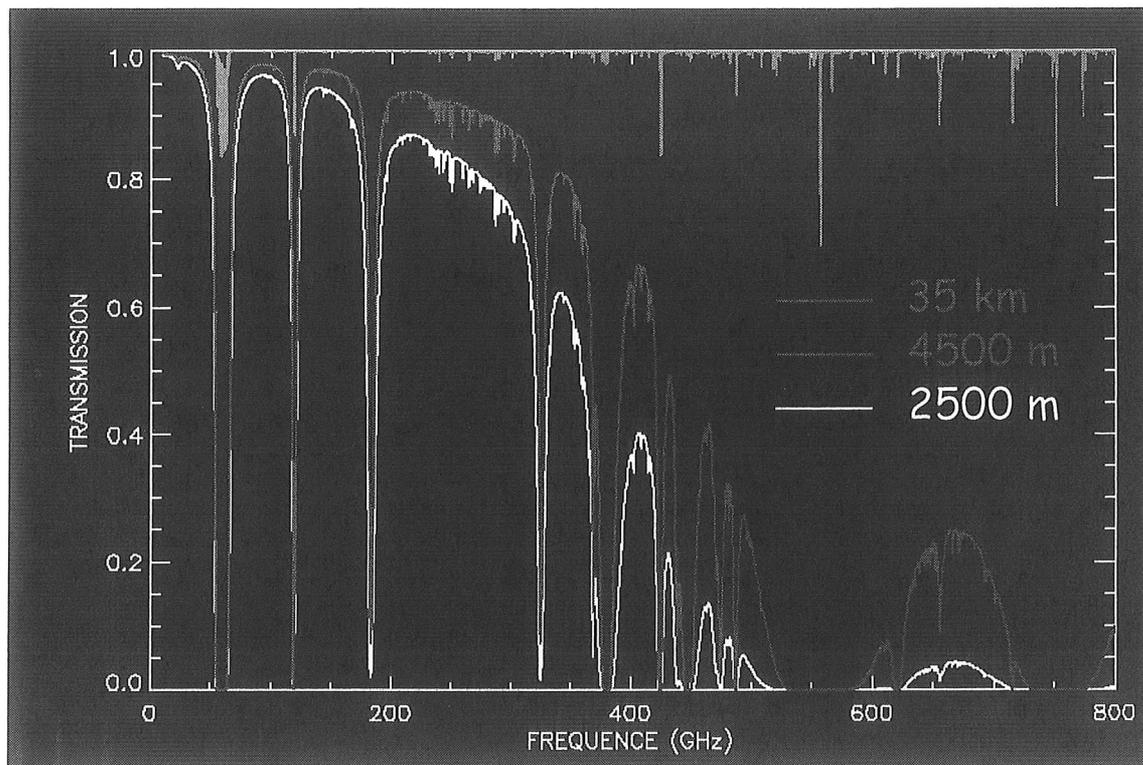
Tout d'abord, le maximum d'émission (brillance) du corps noir cosmologique se situe à 160 GHz. Mais le signal que l'on recherche n'a pas une loi de corps noir: les fluctuations de température relatives à la température moyenne du CMB ont une loi d'émission en dB_ν/dT (au premier ordre) car $B_\nu(T_{CMB} + \delta T) \approx B_\nu(T_{CMB}) + \delta T [dB_\nu/dT](T_{CMB})$.

C'est donc au maximum de $[dB_\nu/dT](T_{CMB})$, soit 217 GHz, qu'il faut observer.

Ce calcul, toutefois, se base sur la maximisation du SIGNAL avec l'hypothèse que la largeur de la bande d'observation $\delta\nu$ est indépendante de la fréquence centrale d'observation. En pratique, la bande est plutôt proportionnelle à ν , et le signal reçu est maximal au maximum de $\nu[dB_\nu/dT](T_{CMB})$, soit 280 GHz.

Ce qui nous intéresse, en pratique, serait en fait de maximiser le rapport SIGNAL/BRUIT. Si l'on suppose que le bruit de photon domine (ou que le bruit instrumental a la même dépendance en fréquence que le bruit de photon), on peut calculer la fréquence optimale en fonction du background (CMB seul, background thermique en ν^2 (dans l'approximation de Rayleigh-Jeans...)), mais nous n'allons pas pousser cette discussion plus loin car en fait, le choix des fréquences d'observation se fait sur la base de tout autres arguments.

Transmission atmosphérique



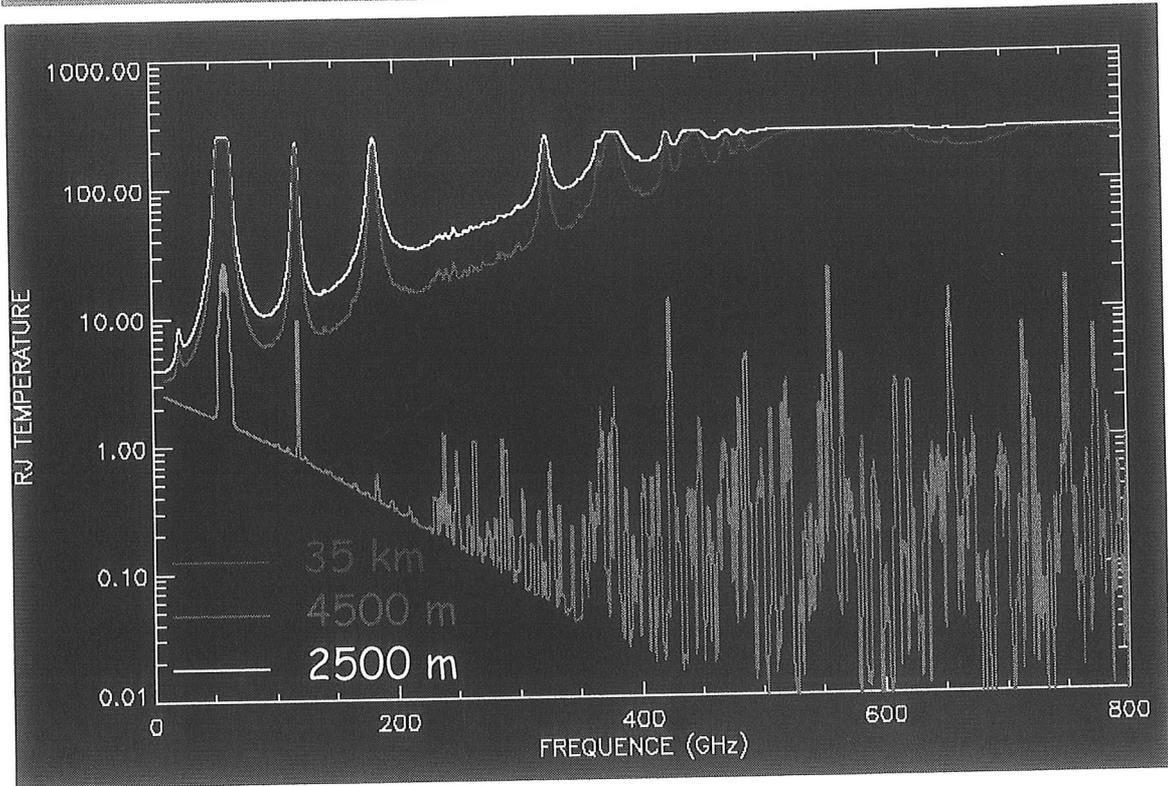
Le plus gros problème pour le choix d'une bande d'observation est peut-être celui de l'atmosphère.

L'absorption atmosphérique, tout d'abord, limite la gamme de longueurs d'ondes accessibles depuis le sol. Mais par chance, il y a des fenêtres, en dessous de 50 GHz, et aux alentours de 90, de 150 et 260 GHz, où l'absorption n'est pas trop élevée pour une expérience en altitude en hiver par temps sec. Au niveau de la mer, l'absorption est pratiquement rédhibitoire à partir de 50 GHz.

Mais, pire que l'absorption, l'atmosphère a la propriété d'émettre du rayonnement dans le millimétrique. La température Rayleigh-Jeans équivalente, de quelques dizaines à plus de cent Kelvin dans toute la gamme de longueurs d'onde intéressante va être source de bruit de photon d'une part, source de background, et aussi et surtout source de bruit atmosphérique lorsque ses propriétés (température, composition, teneur en vapeur d'eau) varient dans la ligne de visée au cours du temps. C'est la motivation principale des vols en ballon stratosphérique, et des sites choisis pour les expériences millimétriques au sol (Pôle sud, Atacama, Hawaii...)

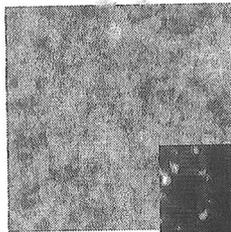
Les courbes présentées sur les figures sont calculées pour des observations au zénith, en hiver, à des latitudes moyennes (climats tempérés), avec 2 mm, 1 mm et 0 mm de vapeur d'eau précipitable pour 2500, 4500 et 35000 m d'altitude respectivement.

Emission atmosphérique



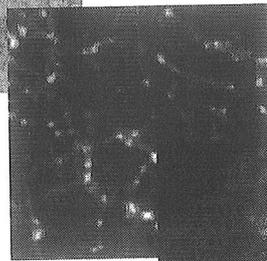
Avant-Plans

Avant-plans
astrophysiques



CMB

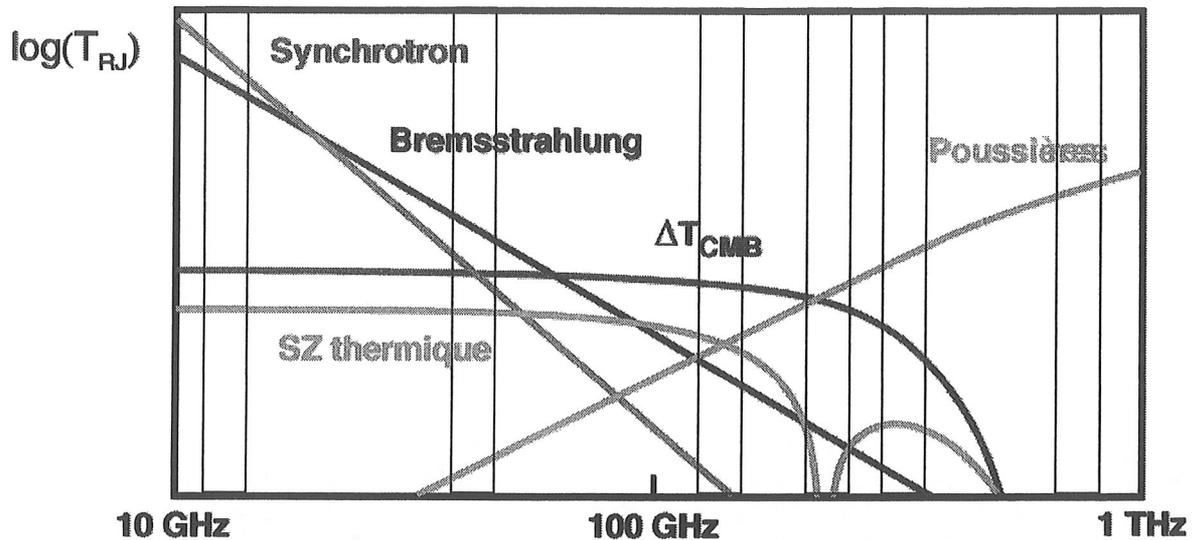
Avant-plans
extragalactiques



Avant-plans
galactiques



Avant-Plans : spectres d'émission



Outre l'atmosphère, d'autres sources, d'origine astrophysique mais étrangères aux fluctuations du CMB, émettent dans le millimétrique. Les plus notablement gênantes sont les émissions galactiques basse fréquence (rayonnement synchrotron des électrons libres dans le champ magnétique galactique, Bremsstrahlung dans les nuages ionisés) et haute fréquence (émission des poussières). Ces sources sont concentrées dans le plan de la Galaxie, où elles sont très fortes, mais leur émission n'est pas nulle à haute latitude galactique.

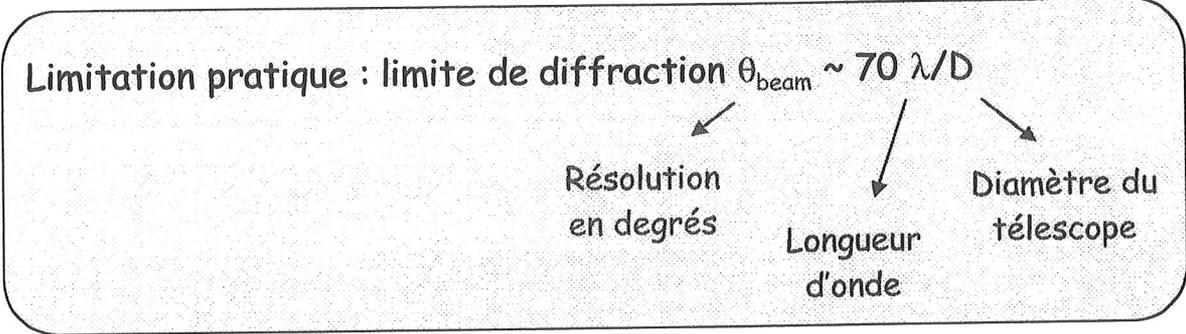
Miraculeusement (?) il y a une gamme de fréquence autour de 100 GHz où les anisotropies du CMB dominant, même à latitude galactique moyenne. C'est une chance! Un peu plus d'émission d'avant plans et le CMB n'était pas détectable avant longtemps.

Il est à noter que pour une mesure précise des anisotropies, il conviendra d'essayer de soustraire au mieux la contribution des avant-plans des observations du CMB, en exploitant des mesures prises à différentes longueurs d'onde. Ce travail va nécessiter la mise en œuvre des méthodes de traitement de données (séparation de composantes) assez sophistiquées.

Résolution

Filtrage lié au "beam" : $I_{\max} \sim 180/\theta_{\text{beam}}$

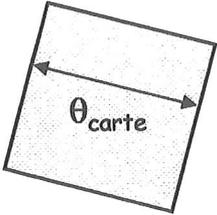
Ex: $I_{\max} \sim 2000 \implies \theta_{\text{beam}} \sim 5,5 \text{ arcminutes}$



Ex: $\theta_{\text{beam}} \sim 5,5' \ \& \ \lambda \sim 2 \text{ mm} \implies D \sim 1.5 \text{ m}$

Champ observé

Échelles angulaires accessibles : $I_{\min} \sim 360/\theta_{\text{carte}}$



Limitations pratiques, e.g.

- A plus de 30 degrés du plan galactique $\theta_{\text{carte}} \sim 120^\circ$
- A l'opposé du soleil $\pm 5^\circ$, un jour donné $\theta_{\text{carte}} \sim 10^\circ$

Problème de la sensibilité par pixel (prévoir S/N par pixel)

La mesure du spectre des C_l dans une gamme de l relativement large est nécessaire pour contraindre les paramètres cosmologiques. En particulier, la mesure de trois pics acoustiques au moins est nécessaire pour avoir accès à la teneur en Baryons Ω_b , à la constante de Hubble H_0 , et à la courbure. La mesure de la totalité du spectre jusqu'à $l \sim 4000$ permet de lever la plus grande partie des dégénérescences entre modèles.

La gamme de l explorée dépend de la résolution de l'instrument, et de la zone couverte. L'effet de ces deux aspects de l'expérience sur la mesure des C_l est un filtrage équivalent du spectre des anisotropies. La fonction de filtrage est traditionnellement appelée « fonction fenêtre »

Instrumentation

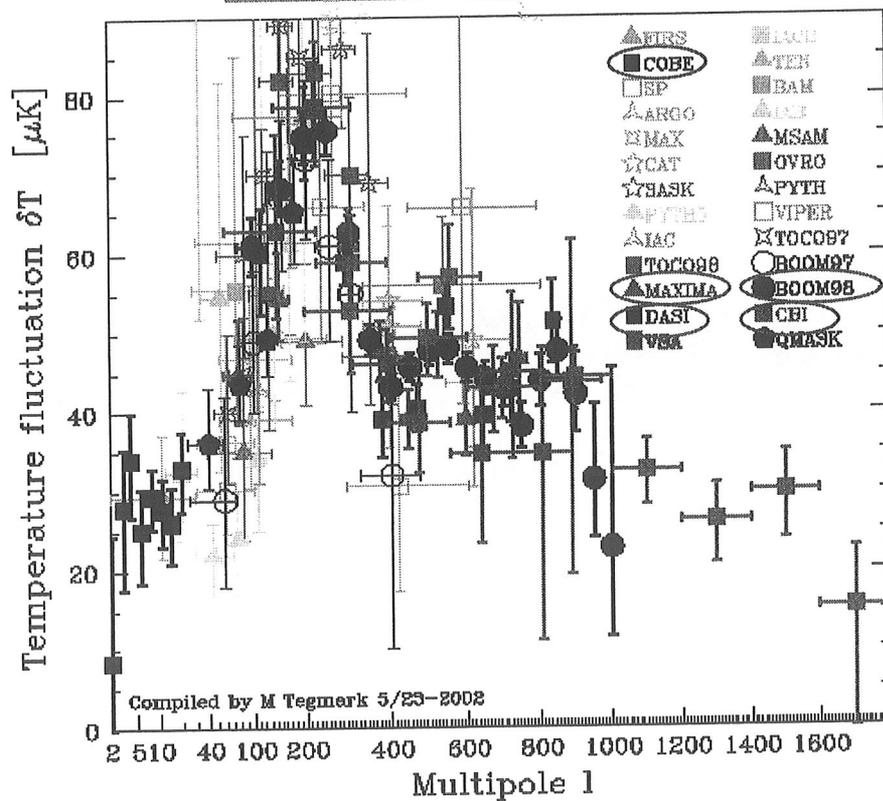
Bolomètres vs. Radiomètres dépend de la fréquence (bolos à $\nu > \sim 100$ GHz)

	Avantages	Inconvénients
Spatial	<ul style="list-style-type: none"> • Très sensible • Multi longueur d'onde • Beaucoup de temps d'observation 	<ul style="list-style-type: none"> • Long, onéreux, risqué • Technologie souvent dépassée
Ballon	<ul style="list-style-type: none"> • Peu d'atmosphère 	<ul style="list-style-type: none"> • Lancement sujet à des aléas • Temps d'observation limité
Sol	<ul style="list-style-type: none"> • Possible de réparer ou d'améliorer en continu 	<ul style="list-style-type: none"> • Atmosphère (bruit, absorption, background) • Sites (Pôle sud, Atacama) • Sensibilité difficile à obtenir

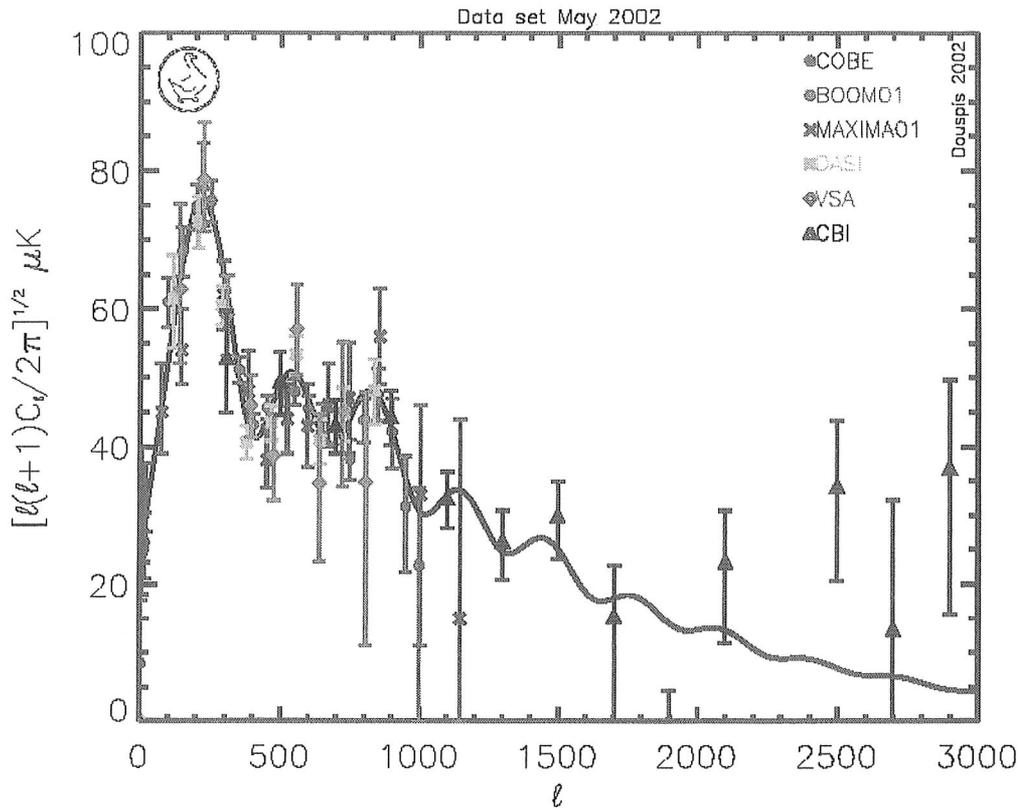
PLAN

- Cosmologie et CMB : un peu de théorie
- Mesurer les anisotropies
- Expériences actuelles
- Perspectives et expériences futures

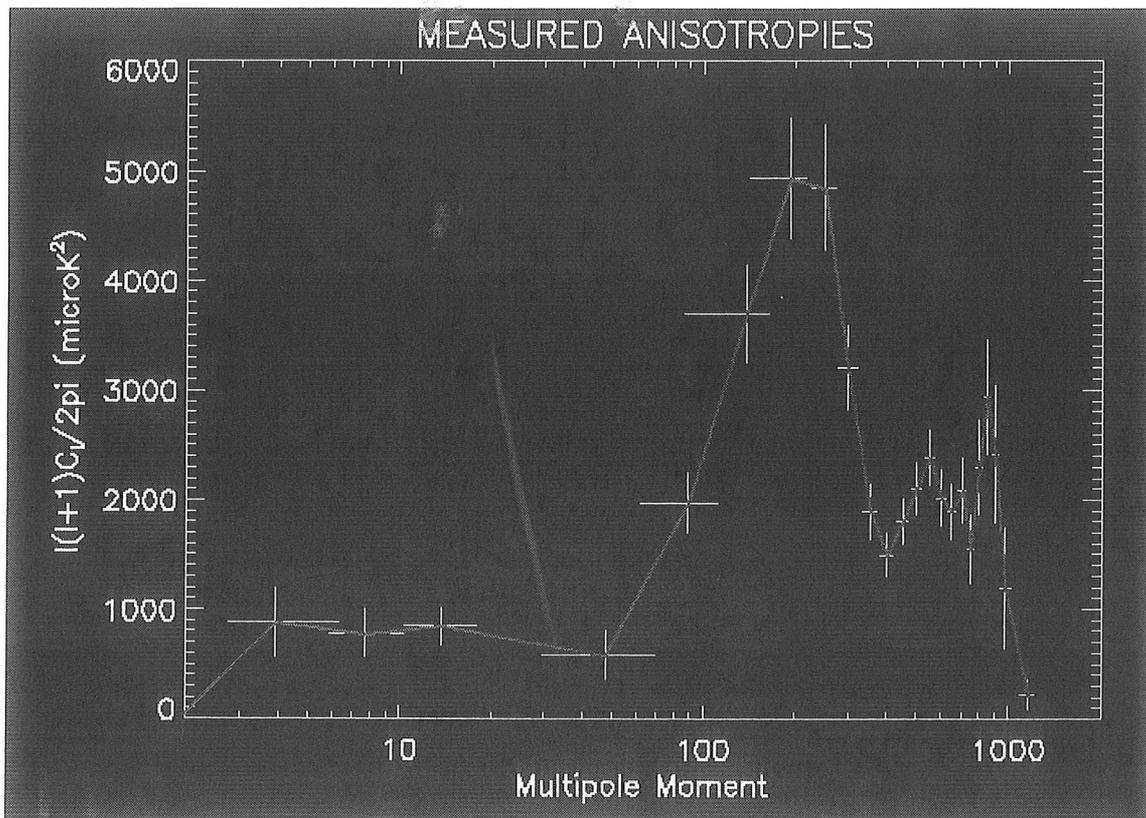
Mesures



Mesures sélectionnées



Mesures regroupées



Expériences remarquables

satellite	COBE-DMR	radiomètres	40-70 GHz	4-20	1992
	MAP	radiomètres	22-90 GHz	2-1000	~2003
ballon	BOOMERANG	bolomètres	90-400 GHz	40-1000	2000
	MAXIMA	bolomètres	150-410	36-800	2000
	ARCHEOPS	bolomètres	150-550 GHz	20-800	~2002
sol	CBI	interféro-radio	26-36 GHz	200-3500	2002
	DASI	interféro-radio	26-36 GHz	100-900	2001

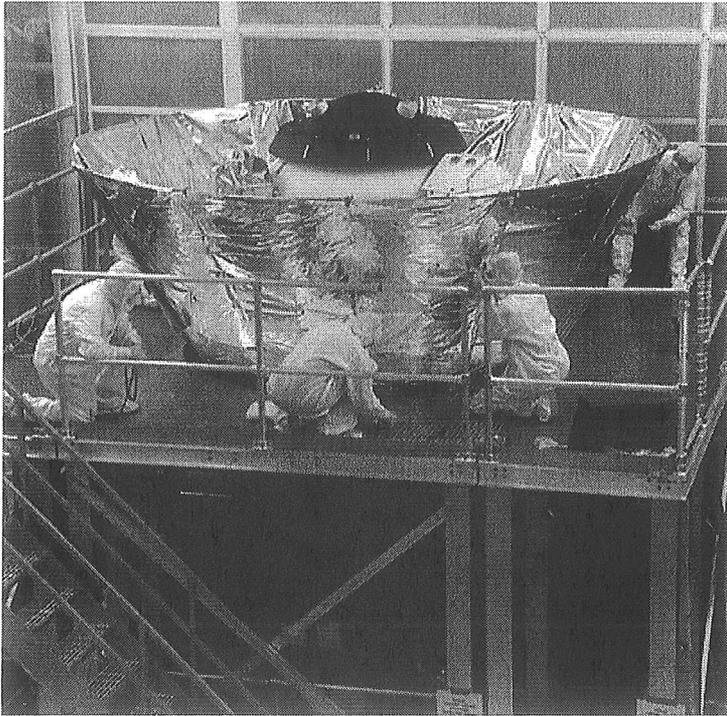
Il y a eu dans les quinze dernières années un grand nombre d'expériences dédiées à la mesure des anisotropies, peut-être une trentaine d'expériences, voire plus, et certainement plus de cent campagnes d'observation différentes!

Parmi ces expériences, quelques unes ont permis de réaliser des mesures nettement au dessus de la moyenne. Il s'agit de l'expérience satellite COBE-DMR, première à détecter des anisotropies, des expériences bolométriques en ballon stratosphérique Boomerang et MAXIMA (et bientôt Archeops), et des expériences interférométriques au sol DASI et CBI.

Les expériences bolométriques au sol n'ont jamais été, jusque là, vraiment fructueuses à cause des problèmes liés à l'atmosphère, qui dégradent la sensibilité de façon terrible. D'ailleurs, les seules expériences sol vraiment compétitives aujourd'hui sont les interféromètres, qui ont l'avantage de rejeter la quasi-totalité du bruit lié à l'atmosphère.

En ballon, les bolomètres, plus sensibles que les radiomètres, ont permis de mesurer pour la première fois de façon vraiment nette le spectre aux alentours du premier pic Doppler (et donc de mesurer la courbure $\Omega_k \sim 0$, ainsi que de mettre en évidence la présence d'un second pic, qui constitue un élément déterminant en faveur de l'inflation (expériences Boomerang et MAXIMA).

COBE - DMR

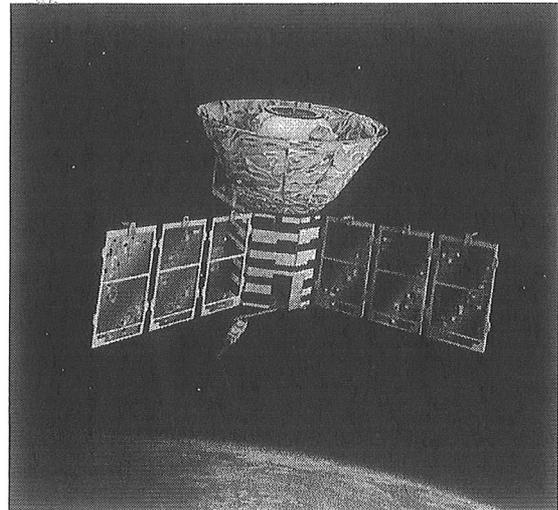
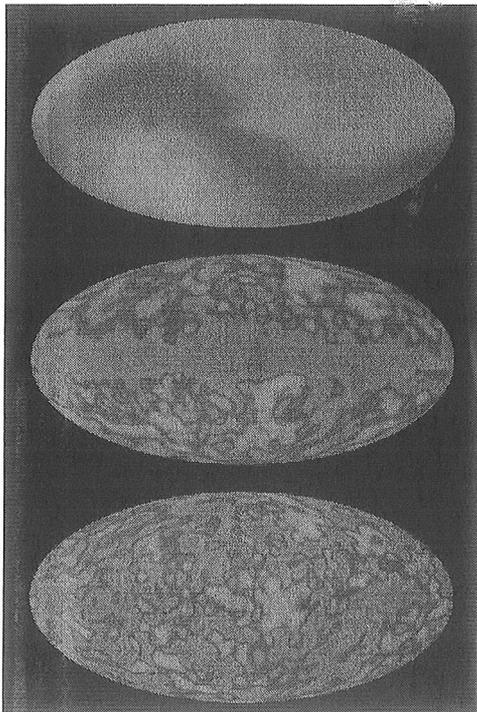


Trois paires de
radiomètres à trois
fréquences

Mesures différentielles

Pas de télescope d'où
résolution limitée (7°)

COBE - DMR



Anisotropies vues par COBE-DMR

Résolution $\sim 7^\circ$ $l < \sim 20$

S/N $\sim 1-2$

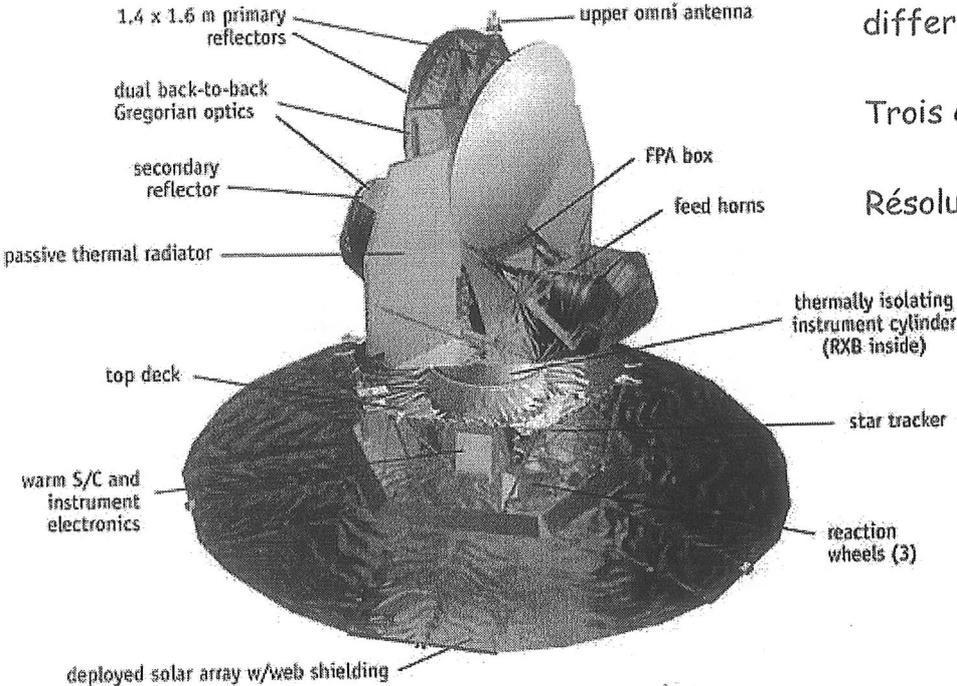
MAP

Radiomètres HEMT

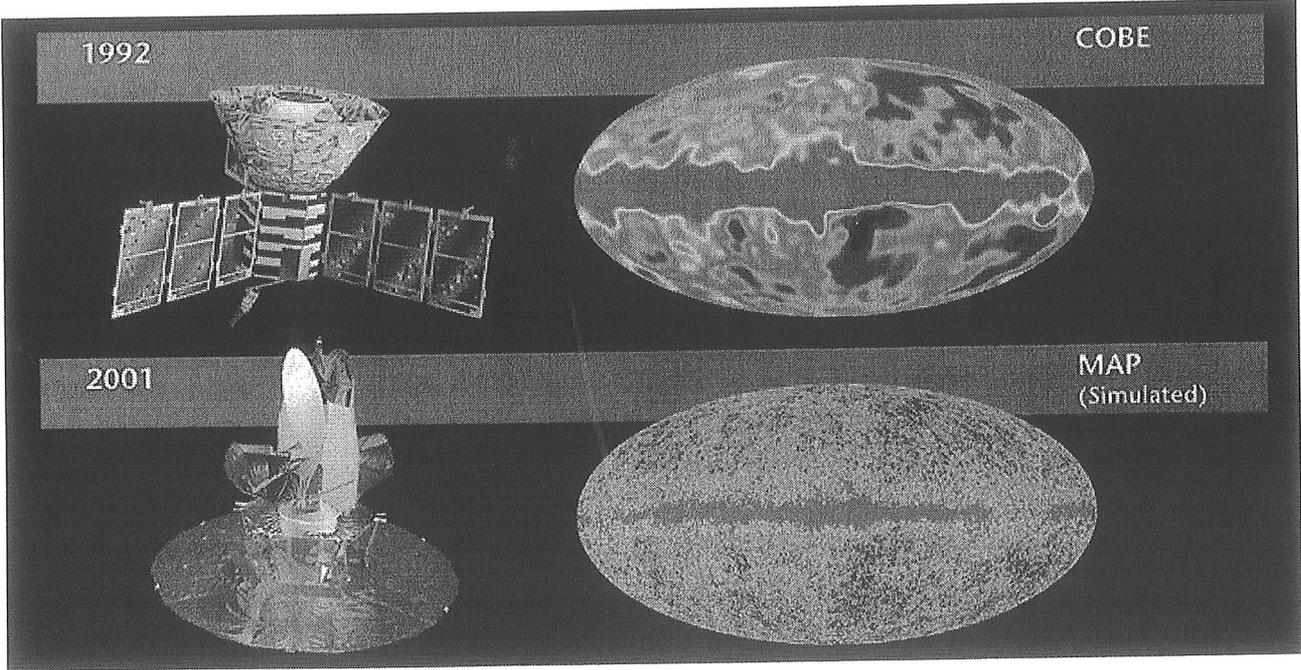
Mode d'observation différentiel (à la COBE)

Trois canaux

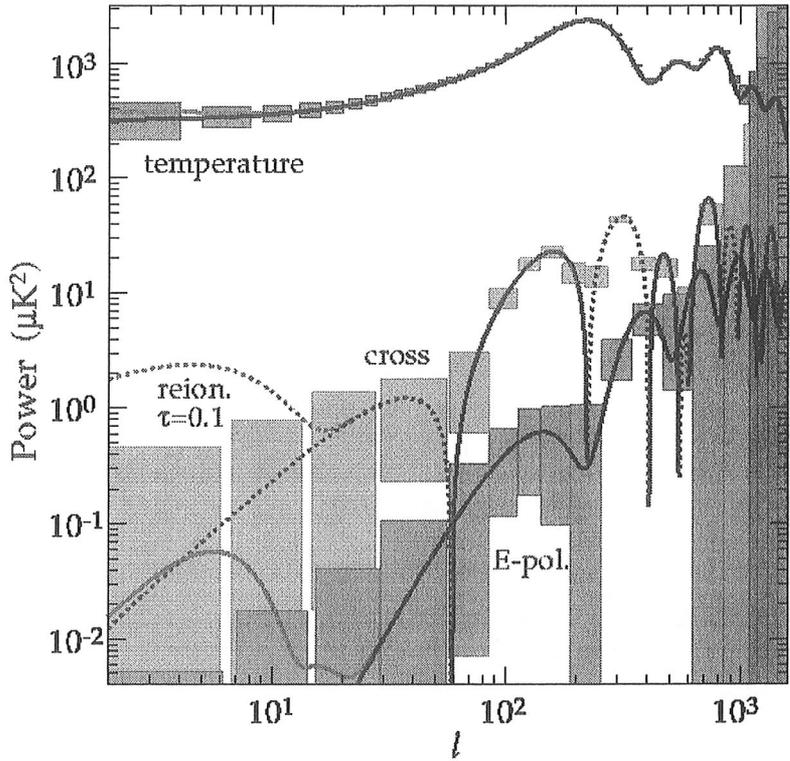
Résolution ~ 15'



Comparaison MAP - COBE

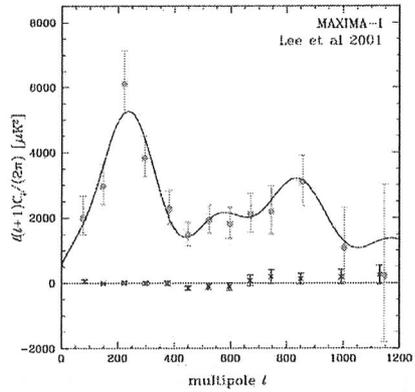
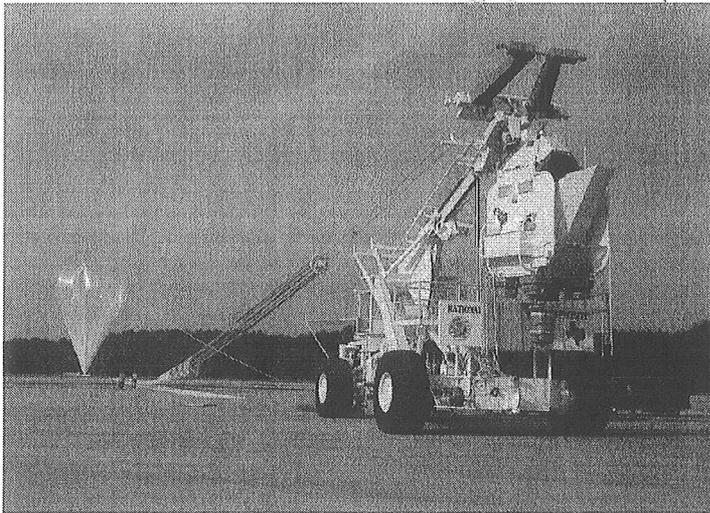


MAP : sensibilité estimée



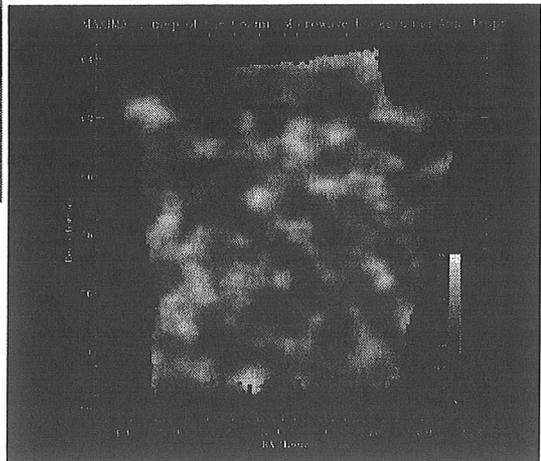
Hu & White

MAXIMA

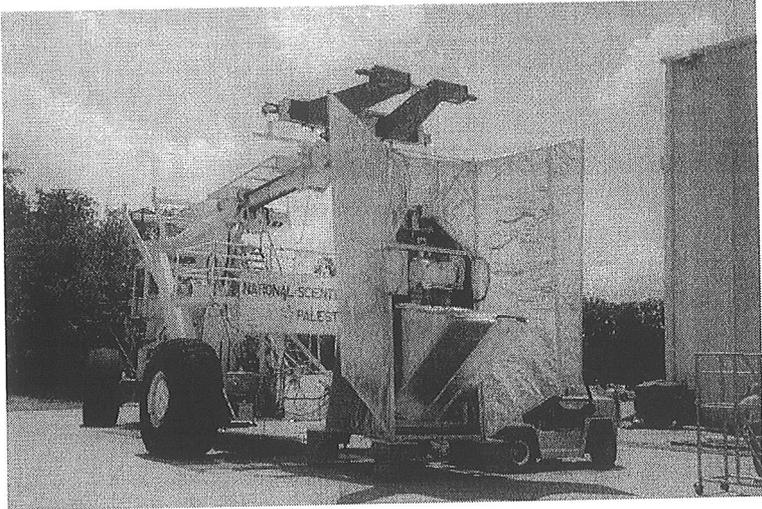


Bolomètres refroidis à
100 mK

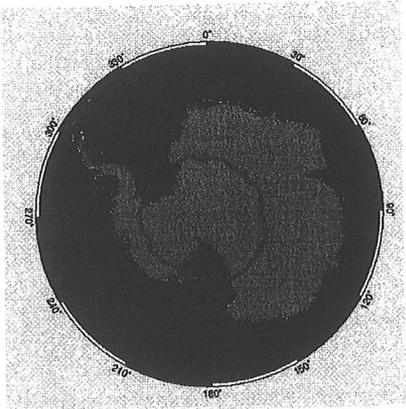
Résolution $\sim 10'$



BOOMERANG



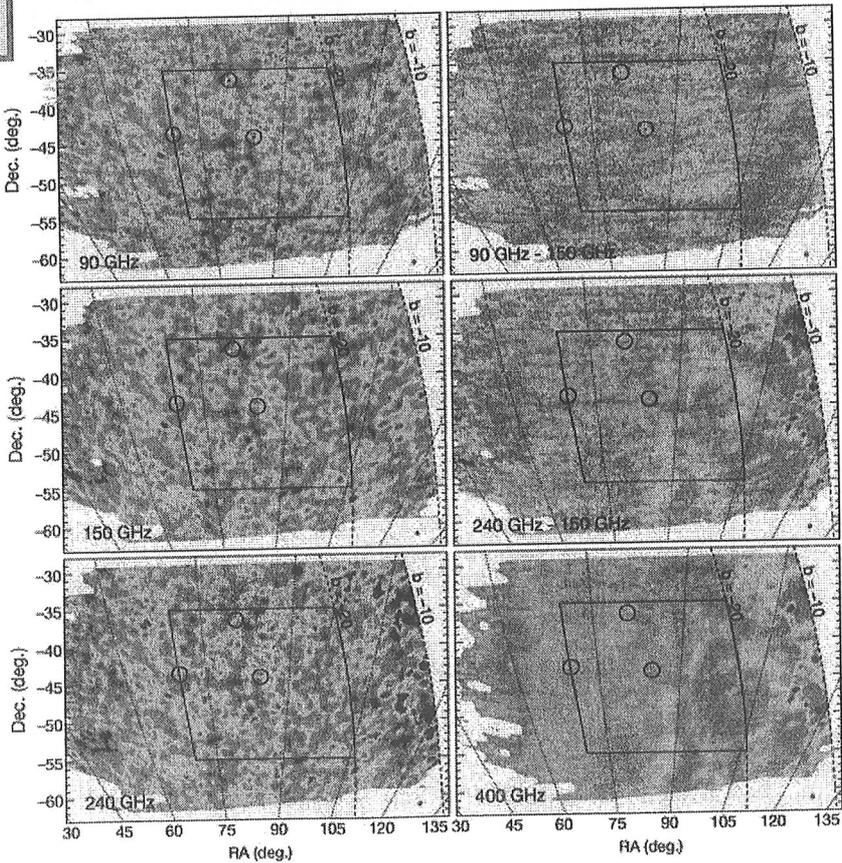
Vol longue durée en
Antarctique (15 jours)



Bolomètres refroidis à
300 mK

Résolution $\sim 10'$

BOOMERANG



Anisotropies vues
par Boomerang

Résolution $\sim 10'$
 $l < \sim 1000$
 $S/N > 10$

PLAN

- Cosmologie et CMB : un peu de théorie
- Mesurer les anisotropies
- Expériences actuelles
- Perspectives et expériences futures

Le futur du CMB

- Nouveaux objectifs scientifiques
 - Haute résolution
 - Anisotropies secondaires : effet Sunyaev Zel'dovich
 - Polarisation du CMB
 - Mesure des déviations spectrales par rapport à $B_\nu(T_{CMB})$
 - Spectro-imagerie
- Nouvelles technologies d'observation
 - Bolomètres spatiaux
 - Matrices de bolomètres
 - Bolomètres à transition supra et SQUID
 - Interférométrie bolométrique

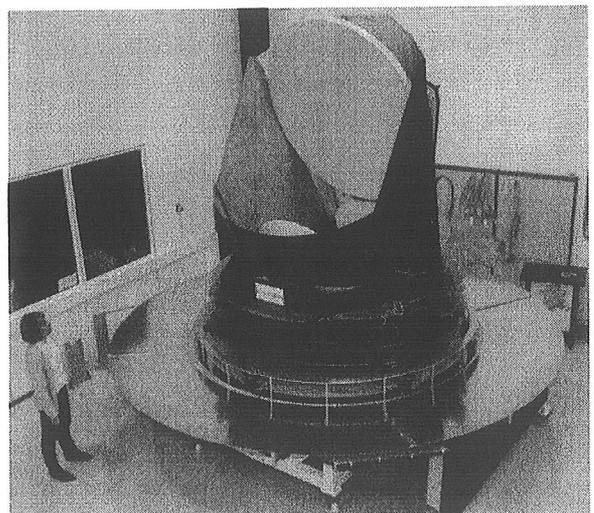
La mesure des anisotropies du fond cosmologique a permis de contraindre les paramètres cosmologiques, en particulier le paramètre de densité $\Omega_{\text{total}} = 1 - \Omega_k \sim 1$, la teneur en baryons $\Omega_b \sim 0.05$, l'indice spectral du spectre initial des perturbations scalaires $n_s \sim 1$, la constante cosmologique $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2 \sim 0.65$, et la constante de Hubble $H_0 \sim 0.65$, en accord avec les contraintes sur $\Omega_b H_0^2$ apportées par la nucléosynthèse primordiale, les contraintes dues aux observations de Supernovae lointaines, et les mesures directes de H_0 . Le modèle est cohérent et se met peu à peu quantitativement en place, même si la « résurrection » d'une constante cosmologique non nulle a été plutôt une surprise pour la majorité des cosmologistes.

La mission de l'Agence Spatiale Européenne Planck, qui doit être lancée en 2007, va mesurer le spectre des anisotropies avec une précision inégalée, qui doit aboutir à la mesure de la plupart des paramètres cosmologiques avec des précisions de l'ordre du pour cent.

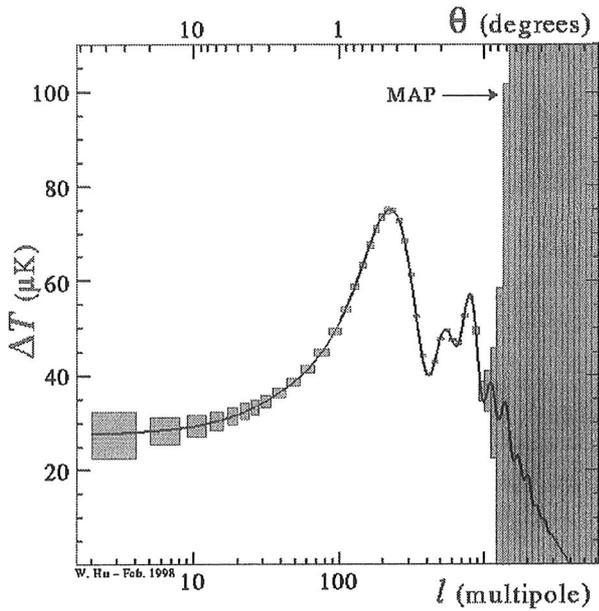
Les objectifs suivants vont s'orienter selon deux axes essentiels: la mise en place des détails du modèle (histoire thermique, formation des structures), et la compréhension de l'Univers primordial (Inflation). Le premier de ces axes va se faire via l'observation de l'effet SZ dans les amas de galaxies (effet de Comptonisation inverse des photons du CMB sur le gaz d'électrons chaud intra-amas), et via la mesure précise du spectre du CMB (recherche d'effet de non thermalisation liés à la formation des premières molécules, à l'interaction Compton,...). Le second, la contrainte des modèles d'inflation, va se faire par l'observation de la polarisation du CMB.

La mission Planck

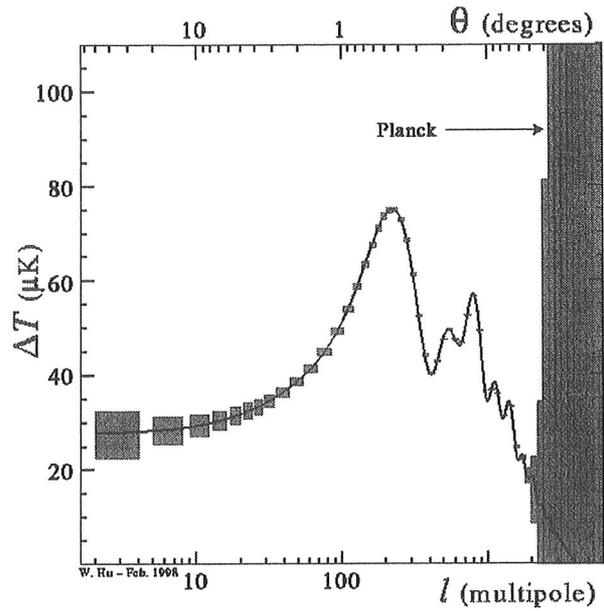
- Deux instruments LFI et HFI
 - Deux technologies
 - Refroidissement actif
- Couverture en fréquence
 - de 30 à 850 GHz
- Sensible à la polarisation
- Lancement ESA printemps 2007



Sensibilité

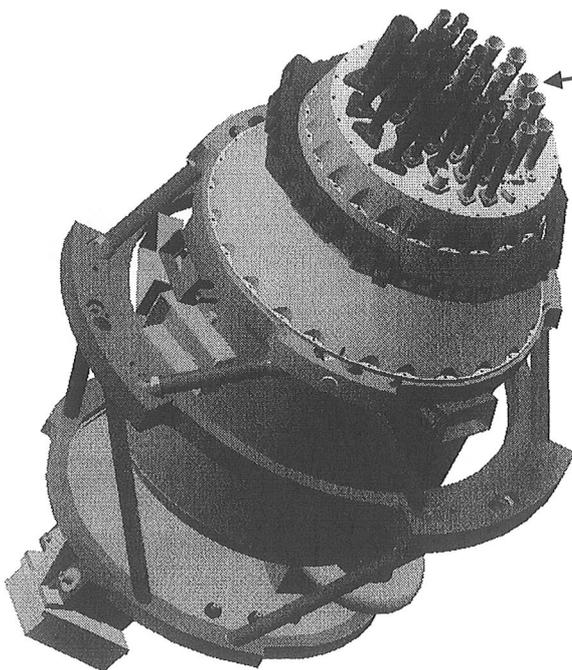


MAP



PLANCK

Planck HFI

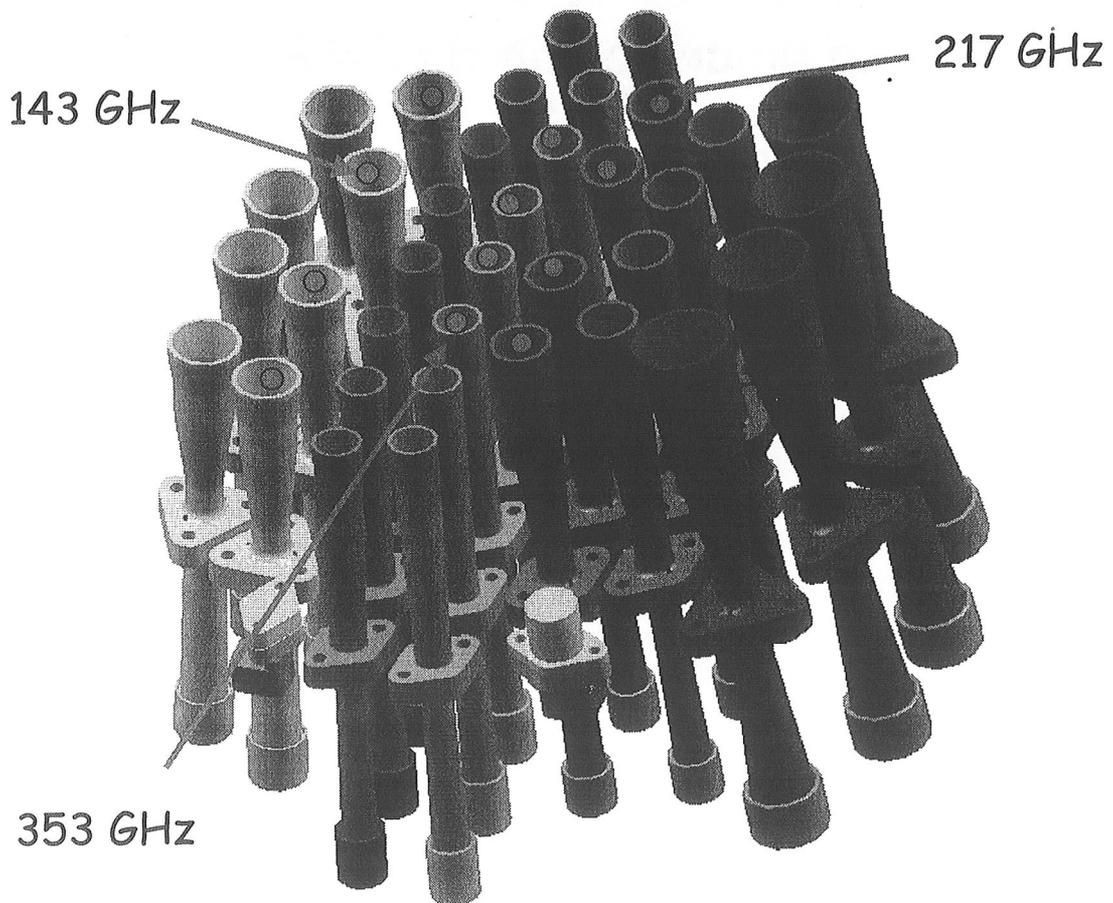
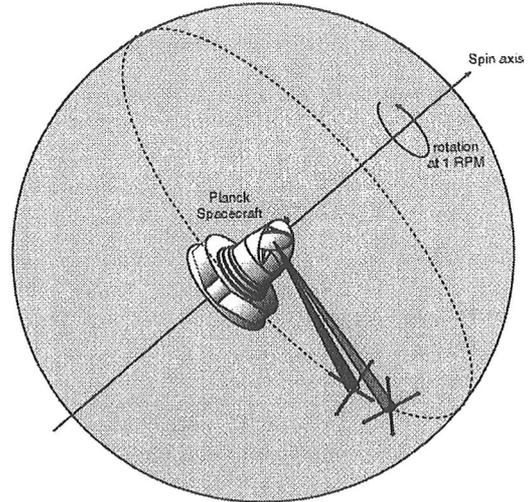
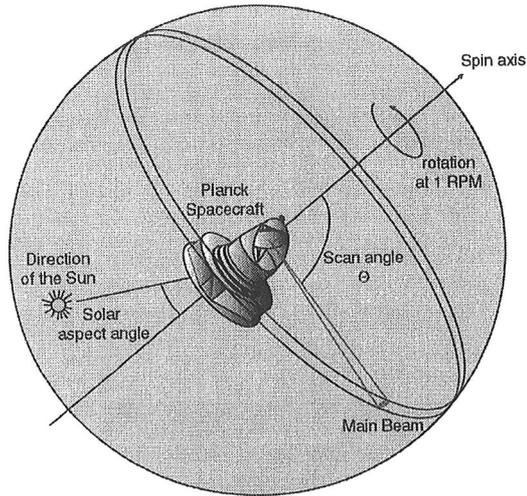


Plan focal

- 36 cornets
- 48 détecteurs
- 6 canaux

- 3 canaux polarisés
- 4 paires de PSB à 143, 217 and 353 GHz

Stratégie d'observation

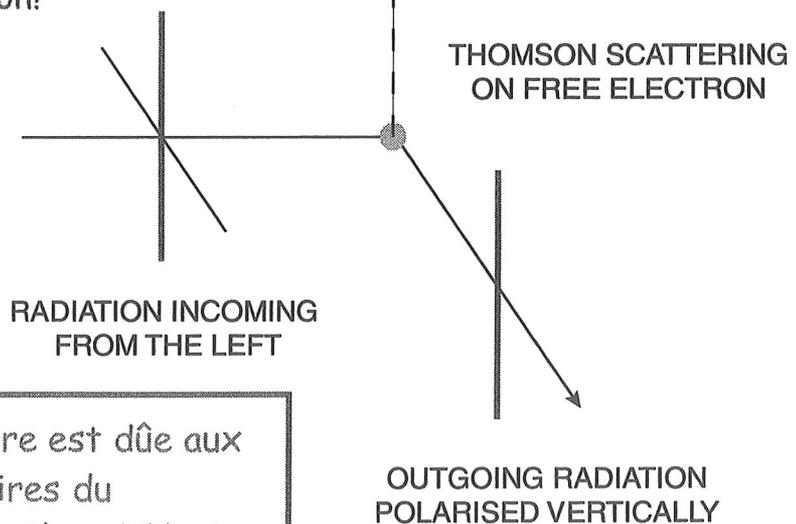


Sensibilité (canaux polarisés)

Channel	143 GHz	217 GHz	343 GHz
Beam size	7'	5'	5'
ΔI (per beam size pixel)	6,1 μK	13 μK	39 μK
$\Delta Q, \Delta U$ (per beam size pixel)	12 μK	25 μK	78 μK

La polarisation du CMB

- Polarisation linéaire générée par diffusion Thomson
- À la dernière diffusion!



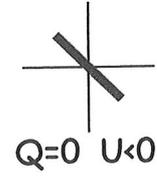
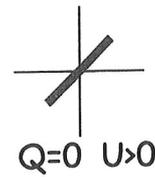
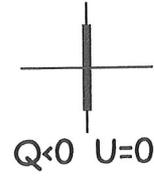
- La polarisation linéaire est due aux moments quadrupolaires du rayonnement à la dernière diffusion

Description de la polarisation

- Paramètres de Stokes Q et U

- $Q = I_0 - I_{90} = |E_x|^2 - |E_y|^2$

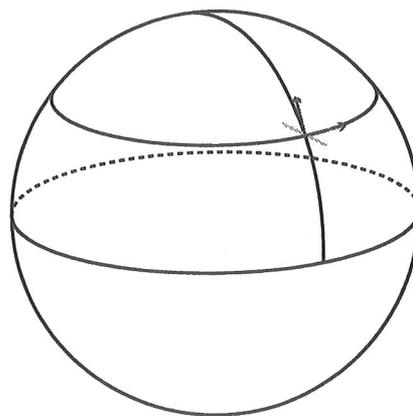
- $U = I_{45} - I_{135} = E_x^* E_y$



- Q and U ne sont pas invariants par une rotation des coordonnées par un angle α

Description de la polarisation (suite)

- Particulièrement problématique sur la sphère !!



- $Q+iU \longrightarrow e^{-2i\alpha} (Q+iU)$ et $Q-iU \longrightarrow e^{+2i\alpha} (Q-iU)$

- Expansion de ces quantités de spin ± 2 en ${}_s Y_{lm}(\theta, \varphi)$

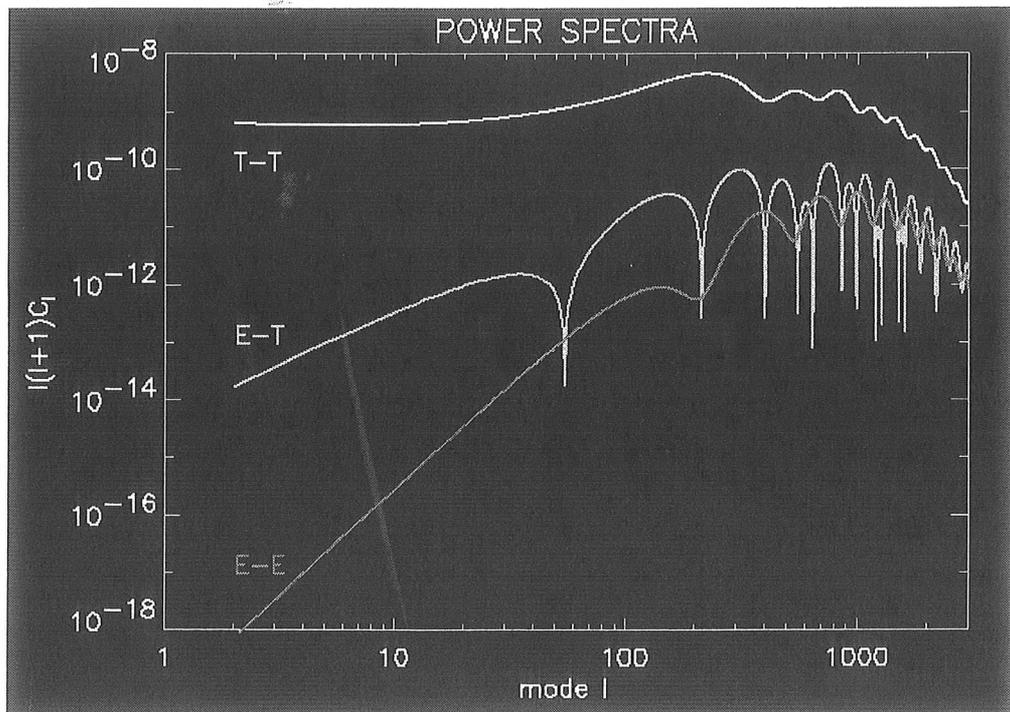
Spectres de polarisation

- On part de Q and U en coordonnées sphériques (e_θ, e_ϕ)
(notations de Seljak et Zaldarriaga)
- On peut écrire
 - $(Q+iU)(n) = \sum a_{2,lm} {}_2Y_{lm}(n)$
 - $(Q-iU)(n) = \sum a_{-2,lm} {}_{-2}Y_{lm}(n)$
- On définit
 - $a_{E,lm} = -(a_{2,lm} + a_{-2,lm})/2$
 - $a_{B,lm} = i(a_{2,lm} - a_{-2,lm})/2$
- et
 - $E = \sum a_{E,lm} Y_{lm}(n)$ parité : paire
 - $B = \sum a_{B,lm} Y_{lm}(n)$ parité : impaire

Spectres de polarisation : exemple

$H_0 = 65$
 $\Omega_B = .05$
 $\Omega_{tot} = 1$
 $\Omega_\Lambda = .65$
 $n_s = 1$

Modes
scalaires



Commentaires

- L'amplitude des signaux de polarisation est extrêmement faible!
- Particulièrement à grande échelle (aux bas l)
- Structures en pics observable dans E-E, en quadrature avec T-T
- « Cross-check » du scénario d'oscillations acoustiques
- « Cross-check » du scénario d'oscillations acoustiques ...
- Contraintes sur la réionisation ...

Contraindre les
modèles d'Inflation

Génération des anisotropies

- Perturbations initiales générées à l'époque de
L'INFLATION
- Perturbations scalaires (fluctuations de densité)
 - $P(k) \sim k^{n_s}$ spectre primordial, avec $n_s \sim 1$
 - Evolution par instabilité gravitationnelle avec une force de rappel due à la pression de radiation
 - Temperatures, densités and vitesses à $z=1000$
 - Structures dans le spectre des C_l aux échelles causalement connectées

Génération des anisotropies (suite)

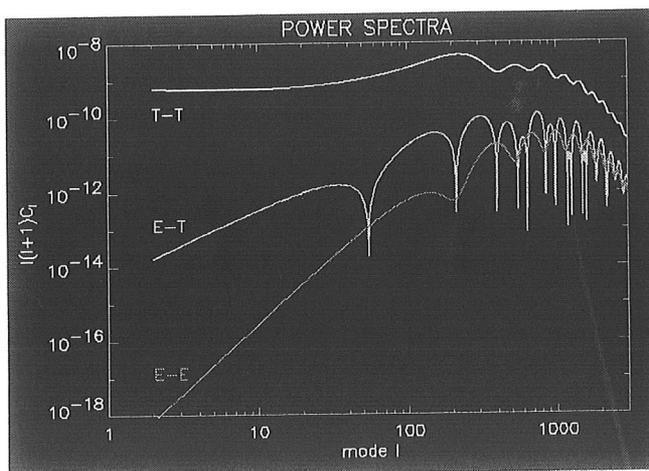
- Perturbations tensorielles (ondes gravitationnelles)
 - Spectre primordial $P(k) \sim k^{n_t}$ (with $n_t \sim 0$?)
 - Les ondes gravitationnelles se dissipent en entrant dans l'horizon à cause de l'expansion
 - Puissance négligeable aux petites échelles ($l > \sim 100$)

Inflation

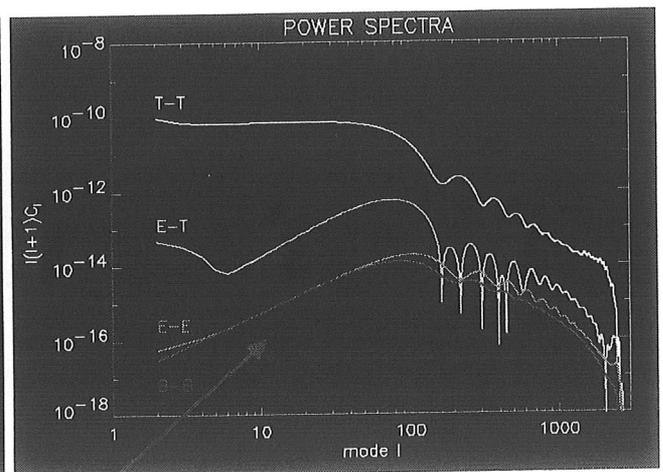
- Plusieurs modèles, décrits par un potentiel $V(\phi)$
- Essentiellement 3 paramètres :
 ε , η et r
 - $\varepsilon = (m_{pl}^2/16\pi) \cdot (V'/V)^2 \sim 0.01 \ll 1$
 - $\eta = (m_{pl}^2/16\pi) \cdot [2V''/V - (V'/V)^2] \ll 1$
 - $r = T/S$ rapport des quadrupoles tenseur et scalaire
 - $n_s = 1-4\varepsilon+2\eta$ $n_t = -2\varepsilon$

Prédictions typiques

$$H_0 = 65, \Omega_B = .05, \Omega_{tot} = 1, \Omega_\Lambda = .65, n_s = 1, n_t = 0, T/S = 0.15$$



Modes scalaires

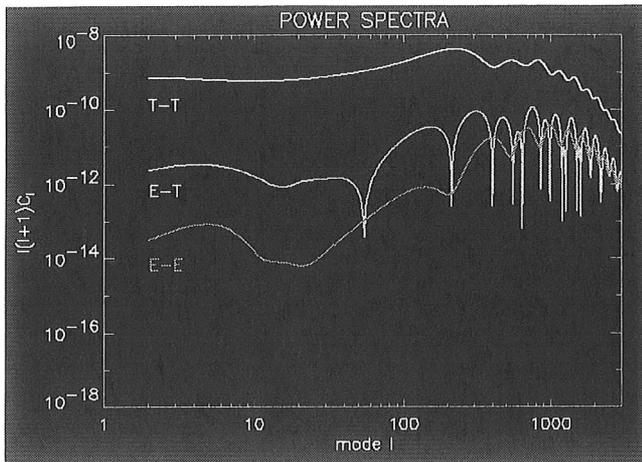


Modes tenseurs

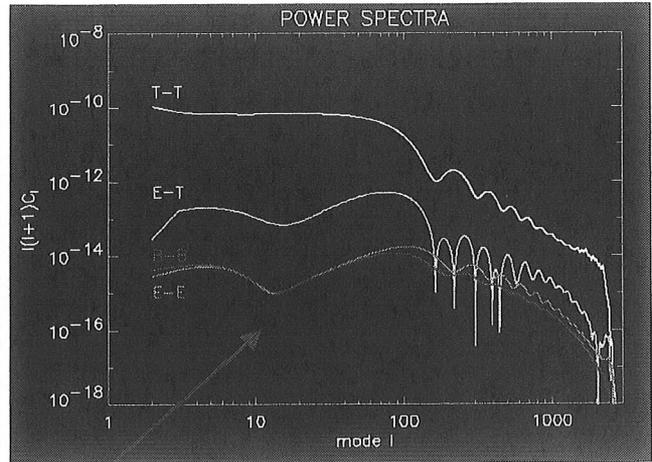
Contribution des modes B
 Uniquement due aux modes tenseur

Avec un peu de réionisation

$$H_0 = 65, \Omega_B = .05, \Omega_{tot} = 1, \Omega_\Lambda = .65, n_s = 1, n_t = 0, T/S = 0.15, \tau = 0.1$$



Modes scalaires



Modes tenseurs

Contribution à $B \neq 0$
Uniquement des modes tenseurs

Inflation : observables

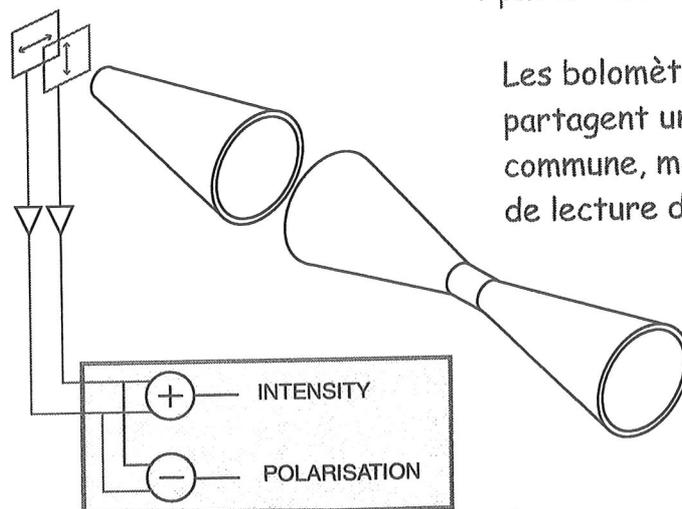
	anisotropies	polarisation
- $n_s = 1 - 4\epsilon + 2\eta$	bonne précision limitée par le bruit	bonne précision limitée par le bruit
- $n_t = -2\epsilon$	non mesurable limité par la variance cosmique	limité par le bruit et la variance cosmique
- $r = T/S$	incertitude $\gg r$ limitée par la variance cosmique	bonne précision limitée par le bruit et la variance cosmique

Problèmes pour la mesure de polarisation

- Sensibilité
 - Il faut gagner un facteur 10 à 1000 en fonction de l'objectif !
- Avant-plans
 - Contribuent de façon mal connue aux modes E et B
- Couverture incomplète (galaxie...)
 - Séparation de E et B pas simple pour une couverture quelconque
- Plusieurs mesures requises dans le même pixel
 - Au moins trois pour obtenir I, Q et U

Mesure de polarisation avec Planck HFI

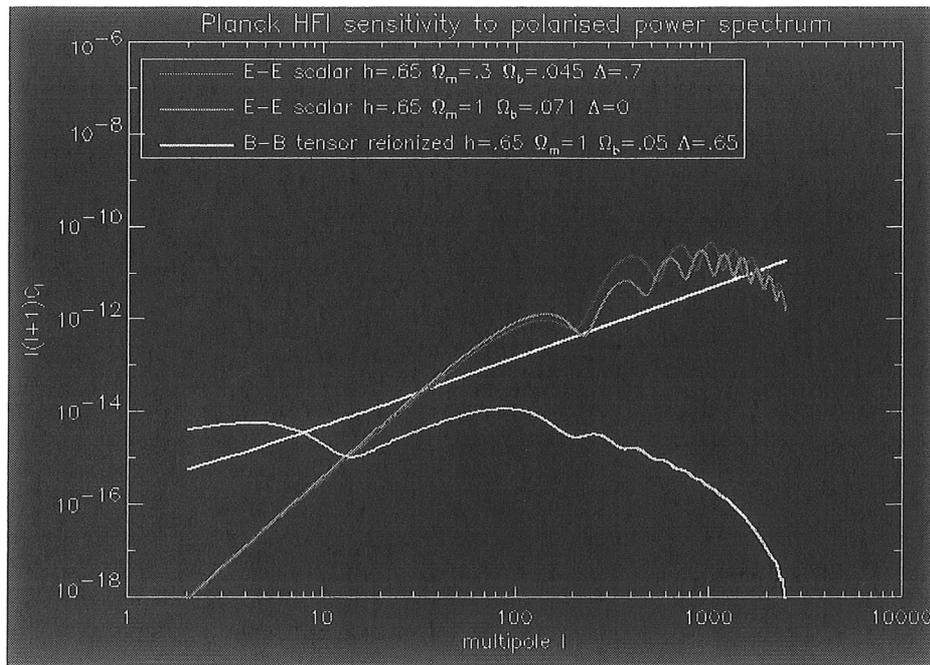
- Polarisation sensitive bolometers (PSB)
 - 143 GHz, 217 GHz, 353 GHz
 - 4 bolomètres non polarisés
 - 4 paires PSB



Les bolomètres d'un PSB partagent une optique commune, mais ont des chaînes de lecture différentes.

Traitement de données

Sensibilité de Planck HFI aux spectres de polarisation



Conclusion

- Cela vaut le coup de mesurer la polarisation du CMB
 - Test de consistance du scénario des oscillations acoustiques
 - Contraintes sur la réionisation
 - Contraintes des modèles d'inflation
- Capacité de Planck HFI
 - Concept simple avec de la redondance
 - $S/N \sim 1$ par pixel de $15'$ sur la polarisation
 - Bonne sensibilité pour la polarisation des modes scalaires
 - Sensibilité marginale pour la détection des modes tenseur
 - Conception d'une expérience dédiée...