

UNIVERSITÉ PARIS-SUD
ÉCOLE DOCTORALE 517 :
PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS
INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE SPATIALE
DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT
Soutenue le 26 septembre 2014 par

Agnès Ferté

**Statistics of the CMB
Polarised Anisotropies
Unveiling the Primordial Universe**

SYNTHÈSE

Composition du jury :

Directeur de thèse :	Julien Grain	Chargé de recherche (IAS)
Président du jury :	Ken Ganga	Directeur de recherche (APC)
Rapporteurs :	Jean-Christophe Hamilton	Directeur de recherche (APC)
	Julien Lesgourgues	Chargé de recherche (CERN)
Examineurs :	Martin Kunz	Professeur (ITP)
	Jean-Loup Puget	Directeur de recherche (IAS)

Le fond diffus cosmologique (FDC) est un rayonnement électromagnétique nous entourant très particulier car il nous vient des premiers instants de l'Univers. Cette lumière relique représente une observable cosmologique majeure car elle garde la trace de l'histoire de l'Univers, de ses premiers instants jusqu'aux plus récents. En effet, le FDC a été libéré lorsque les premiers atomes se sont formés, 380 000 ans après le Big Bang. Les perturbations scalaires - les fluctuations de densité - et tensorielles - les *ondes gravitationnelles primordiales* - s'y sont imprimés sous la forme d'anisotropies de température. Le satellite PLANCK en a récemment produit une carte très précise. Grâce à celle-ci, le spectre de puissance des perturbations scalaires a été précisément déterminé. Cependant, seules des limites supérieures ont été mises sur celui des perturbations tensorielles, en particulier sur le paramètre tenseur-sur-scalaire r qui quantifie l'amplitude des ondes gravitationnelles primordiales par rapport aux perturbations scalaires.

Or, la génération des ondes gravitationnelles primordiales est prévue par les modèles d'*inflation cosmique*. Celle-ci décrit les premières fractions de secondes qui ont suivies le Big Bang : l'Univers aurait connu une période d'expansion accélérée d'une durée d'au moins 10^{-30} s. L'inflation cosmique propose une solution aux problèmes du Big Bang tels que le problème de la platitude (qui peut être résumé sous la forme de cette question : pourquoi l'Univers est-il si plat ?) ou de l'horizon (pourquoi l'Univers est-il si homogène aux grandes échelles ?). De plus, elle explique la génération des inhomogénéités à la source des grandes structures de l'Univers aujourd'hui. L'inflation cosmique est donc un modèle qu'il est capital de confirmer par l'expérience car elle permet de compléter notre connaissance de l'histoire de l'Univers. Cependant, la détection des ondes gravitationnelles primordiales reste une pièce manquante à cette confirmation. Les anisotropies polarisées du FDC sont l'unique observable qui permet cette validation. En particulier, les modes dits B sont une signature directe de la présence de ces perturbations tensorielles.

Cette thèse s'intéresse à la performance des méthodes d'estimation de ces modes B puis aux contraintes sur la physique de l'Univers primordial qu'une estimation appropriée de ces modes prévoit.

Les anisotropies polarisées du fond diffus cosmologique

Avant l'émission du FDC, la lumière et les électrons sont couplés par la diffusion Thomson. Lorsque l'électron diffuseur est entouré d'une anisotropie quadrupolaire d'intensité, il diffuse alors la lumière avec une polarisation privilégiée comme le représente la figure 1. Or les fluctuations de densité et les ondes gravitationnelles primordiales produisent de telles anisotropies quadrupolaires. La polarisation ainsi produite est donc la trace de la présence de ces perturbations dans l'Univers primordial.

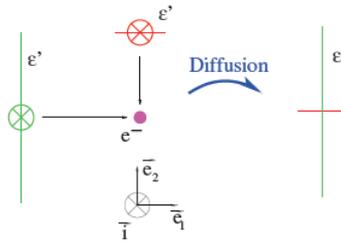


FIGURE 1 – Dans le cas d'une anisotropie quadrupolaire, l'électron diffuse la lumière avec une polarisation privilégiée.

La polarisation du FDC induite par la diffusion Thomson est linéaire et est donc décrite

seulement par les deux paramètres de Stokes Q et U tels que :

$$\begin{cases} Q = E_x E_x^* - E_y E_y^*, \\ U = E_x E_y^* + E_y E_x^*, \end{cases} \quad (1)$$

où E_i est la composante i (avec $i = x$ ou y) du champ électrique. A partir de ces paramètres de Stokes, nous définissons le champ de polarisation $P_{\pm 2}(\vec{n})$, de spin ± 2 :

$$P_{\pm 2}(\vec{n}) = Q(\vec{n}) \pm iU(\vec{n}), \quad (2)$$

qui peut donc être décomposé sur la base des harmoniques sphériques spinnées de spin ± 2 , $Y_{\ell m}$:

$$P_{\pm 2}(\vec{n}) = \sum_{\ell m} {}_{\pm 2}a_{\ell m} {}_{\pm 2}Y_{\ell m}(\vec{n}). \quad (3)$$

Par commodité, nous tirons de ce champ spinné deux quantités scalaires appelés modes E et modes B . Dans l'espace harmonique, nous formons les multipôles des modes E et B à partir de la décomposition harmonique du champ de polarisation :

$$\begin{cases} a_{\ell m}^E &= -\frac{1}{2}[2a_{\ell m} + {}_{-2}a_{\ell m}], \\ a_{\ell m}^B &= \frac{i}{2}[2a_{\ell m} - {}_{-2}a_{\ell m}]. \end{cases} \quad (4)$$

Dans l'espace des pixels, nous construisons alors les champs scalaires de modes E et B $\chi^{E/B}(\vec{n})$, définis comme :

$$\begin{cases} \chi^E(\vec{n}) &= -\frac{1}{2}[\bar{\partial}\bar{\partial}P_2(\vec{n}) + \partial\partial P_{-2}(\vec{n})], \\ \chi^B(\vec{n}) &= \frac{i}{2}[\bar{\partial}\bar{\partial}P_2(\vec{n}) - \partial\partial P_{-2}(\vec{n})], \end{cases} \quad (5)$$

avec $\partial(\bar{\partial})$ the spin-raising(lowering) operator.

Dans les deux cas, les modes E et B correspondent à des motifs particuliers dans l'état de polarisation globale, figurant dans la figure 2. Les motifs symétriques sont caractéristiques des modes E qui sont dus à la fois aux perturbations scalaires et tensorielles. Par contre, les motifs rotationnels, typiques des modes B , sont dus uniquement aux ondes gravitationnelles primordiales.

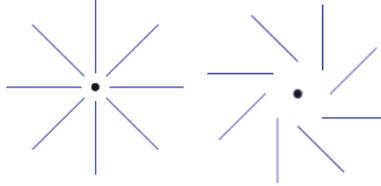


FIGURE 2 – Motifs typiques laissés par les modes E (à gauche) et les modes B (à gauche et à droite) dans l'état de polarisation globale.

A partir des multipôles de modes E , B et de ceux de la température T , nous construisons six spectres de puissance angulaires C_ℓ :

$$\begin{aligned} \langle a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{T*} \rangle &= C_\ell^{TT} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}, \\ \langle a_{\ell m}^E a_{\ell m}^{E*} \rangle &= C_\ell^{EE} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}, \\ \langle a_{\ell m}^B a_{\ell m}^{B*} \rangle &= C_\ell^{BB} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}, \\ \langle a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{E*} \rangle &= C_\ell^{TE} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}, \\ \langle a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{B*} \rangle &= C_\ell^{TB} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}, \\ \langle a_{\ell m}^E a_{\ell m}^{B*} \rangle &= C_\ell^{EB} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}. \end{aligned} \quad (6)$$

Dans le modèle standard de la cosmologie, C_ℓ^{TB} et C_ℓ^{EB} sont nuls.

La figure 3 représente la contribution scalaire, dans l'encart de gauche, et tensorielle, dans l'encart de droite, aux auto-spectres de puissance angulaires théoriques de la température, des modes E et des modes B avec $r = 0.05$.

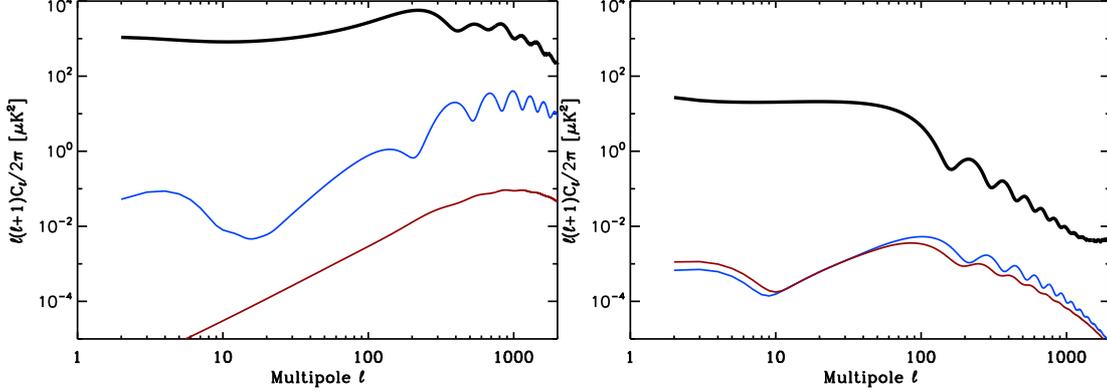


FIGURE 3 – La contribution scalaire (à gauche) et tensorielle (à droite) aux spectres de puissance C_ℓ^{TT} (en noir), C_ℓ^{EE} (en bleu) et C_ℓ^{BB} (en rouge).

Le spectre de puissance angulaire de la température et des modes E sont tout deux dominés par leur contribution scalaire car ils sont causés entre autres par les perturbation scalaires, qui prédominent sur les autres types de perturbations. Le lentillage gravitationnel des modes E par les grandes structures de l'Univers produisent des modes B dit *lentillés*. Ceux-ci sont représentés en rouge dans l'encart gauche de la figure 3 et dominent aux grands multipoles l ($l \sim 1000$). Par contre, le spectre angulaire des modes B aux petits multipoles l n'a qu'une contribution tensorielle. Cela est capital car nous détectons la somme de la contribution scalaire et tensorielle de ces spectres de puissance. L'auto-spectre de puissance angulaire des modes B est donc l'unique observable des perturbations tensorielles et son amplitude aux petits multipoles est donnée par la valeur du paramètre r . Le pic du spectre aux multipoles les plus bas ($l \sim 2 - 100$) est appelé le pic de *reionisation* quand celui aux multipoles intermédiaires $l \sim 100$ est appelé pic de la *recombinaison*.

Ainsi, l'auto-corrélation des modes B aux grandes échelles angulaires est la signature *directe* de la présence d'ondes gravitationnelles dans l'Univers primordial et donc de l'existence de l'inflation cosmique. Sa détection est par conséquent au cœur de nombreuses expériences actuelles ou à venir : des télescopes au sol tels que POLARBEAR, embarqués en ballon comme EBEX ou encore spatiaux ainsi que cela a été proposé aux différentes agences spatiales. Cependant, dans le cas de toutes ces expériences, la reconstruction correcte du spectre de puissance des modes B nécessite l'utilisation de méthodes d'estimation performantes.

Méthodes d'estimation de pseudospectres de la polarisation du fond diffus cosmologique

Différentes approches de correction de la fuite des modes E dans B

Le spectre de puissance est défini comme une moyenne d'ensemble, ainsi que le montre l'équation 6. Une telle moyenne étant impossible à réaliser en réalité, l'estimateur \hat{C}_ℓ^{XY} du spectre de puissance angulaire C_ℓ^{XY} (avec X et Y symbolisant T , E ou B) est défini comme :

$$\hat{C}_\ell^{XY} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m a_{\ell m}^X a_{\ell m}^{Y*}. \quad (7)$$

Cette thèse présente les résultats de performance de méthodes d'estimation du spectre angulaire C_ℓ^{BB} , principalement dans le cas de deux expériences fiducielles, en considérant trois effets observationnels majeurs : le bruit et le beam, tout deux instrumentaux, en plus des effets de couverture incomplète du ciel.

La prise en compte de ce dernier effet est essentielle dans l'estimation des modes B du FDC. En effet, toutes les observations de la polarisation du FDC sont faites sur une partie incomplète du ciel. D'une part, la plupart des télescopes sont conçus pour observer une petite fraction de la sphère céleste. D'autre part, les émissions de la galaxie et de certaines sources ponctuelles sont polarisées et donc sont masquées en général. La figure 4 représente des masques typiques $M(\vec{n})$ appliqués aux cartes du FDC dans le cas d'une expérience au sol ou embarquée en ballon (dans l'encart de gauche) et d'une mission spatiale (dans l'encart de droite).

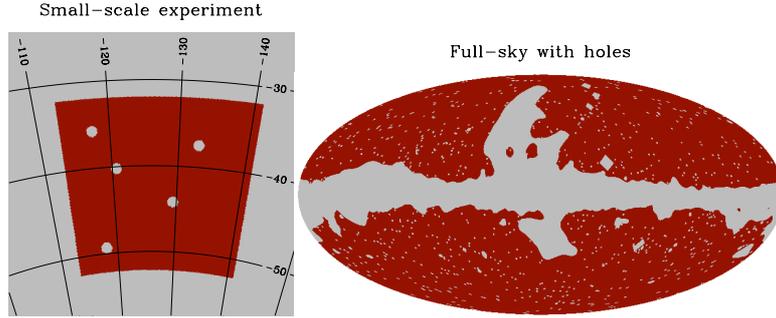


FIGURE 4 – Un exemple de masque appliqué sur les carte des anisotropies polarisées du FDC pour une expérience suborbitale à gauche et pour une mission satellite à droite.

Or, l'estimation des modes E et B à partir des cartes de paramètres de Stokes sur un ciel masqué induit un effet qui peut détériorer tout le travail d'analyse de donnée fait en amont : la fuite des modes E dans B . Sur un ciel masqué, nous pouvons calculer les *pseudomultipoles* qui sont reliés aux vrais multipôles de modes E et B par :

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}_{\ell m}^E \\ \tilde{a}_{\ell m}^B \end{pmatrix} = \sum_{\ell' m'} \begin{pmatrix} K_{\ell m, \ell' m'}^+ & K_{\ell m, \ell' m'}^- \\ K_{\ell m, \ell' m'}^- & K_{\ell m, \ell' m'}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{\ell' m'}^E \\ a_{\ell' m'}^B \end{pmatrix}, \quad (8)$$

où $K_{\ell m, \ell' m'}^\pm$ est une matrice de mélange qui dépend uniquement du masque $M(\vec{n})$ appliqué à la carte.

Les multipôles de modes E (resp. B) interviennent donc dans l'expression des pseudomultipôles de modes B (resp. E). Or, comme nous l'avons plus haut, le signal des modes B est attendu à 10 fois plus faible que celui des modes E . Le pseudospectre \tilde{C}_ℓ^{BB} ainsi estimé est donc affecté par cette fuite de E dans B . Il peut être facilement débiaisé en moyenne. Cependant, la variance sur le pseudospectre estimé est affectée par les modes E conduisant à une variance importante. La figure 5 souligne cet effet en montrant l'estimation du pseudospectre de modes B sur 1% du ciel par une expérience idéale (sans bruit instrumental) : la variance est supérieure au signal estimé attendu, dans la gamme des bas multipôles, précisément où les ondes gravitationnelles laissent leur signature. La courbe en tirets noirs représente la variance minimale qu'il est possible d'atteindre sur la reconstruction du spectre angulaire des modes B . De façon générale, une formule analytique pour cette dernière peut être dérivée et prend la forme :

$$\text{Var}(C_\ell^{BB}) = \frac{2}{(2\ell + 1)f_{\text{sky}}} \left(C_\ell^{BB} + \frac{N_\ell}{B_\ell^2} \right)^2, \quad (9)$$

avec N_ℓ (resp. B_ℓ) le spectre de puissance du bruit (resp. du beam) instrumental et f_{sky} la fraction de ciel observée. Nous appelons cette variance idéale, la variance d'échantillonnage

comptage de modes. Celle ci va nous servir ici de référence sur l'estimation de la variance des spectres de puissance angulaires estimés.

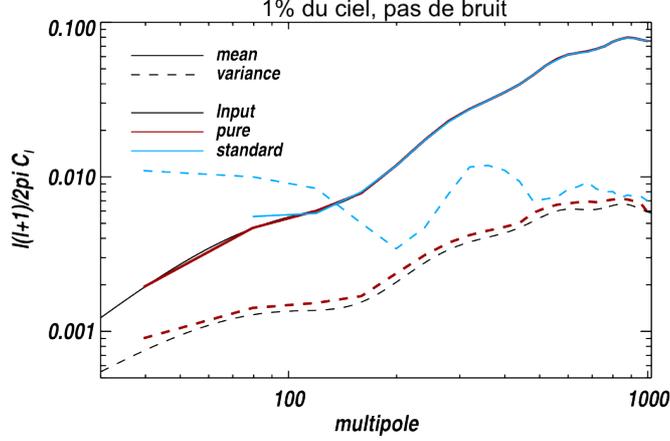


FIGURE 5 – La courbe bleue représente la reconstruction du spectre de puissance C_ℓ^{BB} théorique en noir sur 1% du ciel en l'absence de bruit instrumental. Les courbes en pointillés représentent les incertitudes sur cette reconstruction avec en noir, l'incertitude minimale dite de comptage de modes et en bleu, l'incertitude obtenue en utilisant la méthode standard d'estimation des pseudospectres.

Afin de corriger de la fuite des modes E dans B , il s'agit d'annuler la matrice de mélange $K_{\ell m, \ell' m'}^-$. Ainsi, la contribution des modes E au pseudospectre des modes B est annulée et ce, à tous les moments de la statistique (la moyenne, la variance et au-delà). Dans cette thèse, les performances numériques de 3 méthodes de pseudospectre récemment proposées corrigeant de cette fuite sont étudiées :

- la méthode *pure* consiste à reconstruire des modes B dits *purs* en décomposant le champ de polarisation sur une base adaptée en introduisant une fonction fenêtre W ;
- la méthode *zb* repose sur le calcul du champ χ^B masqué par une fonction fenêtre W appropriée ;
- la méthode *kn* a pour but de rejeter les pixels qui contiennent des modes E fuyant dans B .

D'une façon ou d'une autre, toutes ces méthodes consistent à reconstruire le champ χ^B qui, par définition, contient uniquement des modes B . La fuite des modes E dans B est donc en théorie annulée. En pratique, le champ reconstruit n'est pas complètement pur en modes B , notamment à cause des effets de pixelisation. Une étude numérique de l'efficacité de l'estimation du spectre de puissance des modes B , dans le cadre d'expériences réalistes, est donc nécessaire. La théorie et l'implémentation numérique de ces différentes méthodes sont expliquées dans cette thèse.

Ces méthodes nécessitent également l'usage de fonctions fenêtre W qui valent 0 pour les pixels non observés et n'importe quelle valeur pour les pixels observés. Elles peuvent être calculées de trois façons différentes : analytiquement ou optimisée par rapport à la variance dans l'espace pixel (appelées PCG) ou harmonique (appelées SHT). La méthode pure, de par son implémentation numérique, autorise l'utilisation de ces trois familles de fonctions fenêtre quand la méthode ZB ne permet l'utilisation que de fonction fenêtre analytique ou SHT. Dans la méthode KN nous utilisons une fonction fenêtre analytique afin de concentrer les fuites sur les bords du masque dans l'espace pixel.

Résultats numériques

Afin de trancher sur les performances de ces trois méthodes de pseudospectre, nous avons utilisé celles ci dans le cadre de deux expériences fiducielles dont la tableau 1 résume les spécificités dans l’optique de reconstruire le spectre de puissance de modes B C_ℓ^{BB} . Les expériences considérées correspondent à une expérience petit ciel typique d’une expérience actuelle d’une part et d’une mission satellite potentiellement à venir d’autre part. Les masques utilisés pour ces deux expériences sont représentés sur la figure 4.

Expérience	f_{sky} (en %)	Bruit (en μK -arcmin)	Beam (en arcmin)
Suborbitale	1%	5.75	8
Satellite	71%	2.2	8

TABLE 1 – Spécificités des deux expériences fiducielles utilisées pour la présente analyse.

L’estimation du spectre de puissance et ses incertitudes sont calculés numériquement en moyennant sur des simulations Monte Carlo, nous utilisons pour cela 500 simulations par cas considéré.

L’étude des pseudospectres obtenus par ces différentes méthodes confirme l’existence de fuites résiduelles. Les performances de l’estimation du spectre de puissance angulaire de modes B , C_ℓ^{BB} , dans le cas d’une expérience suborbitale figurent sur la figure 6. On y observe que ces trois méthodes donnent des incertitudes sur l’estimation du spectre de puissance des modes B bien différentes. La méthode KN ne permet pas de reconstruction du spectre de puissance des modes B primordiaux - l’incertitude obtenue étant supérieure au signal - quand la méthode ZB permet une reconstruction partielle du pic de recombinaison. La méthode pure reconstruit le pic de recombinaison, le pic de réionisation étant intrinsèquement inaccessible à cause du manque de statistiques aux grandes échelles angulaires. En conclusion, la méthode pure donne les meilleurs résultats sur l’estimation des pseudospectres de modes B .

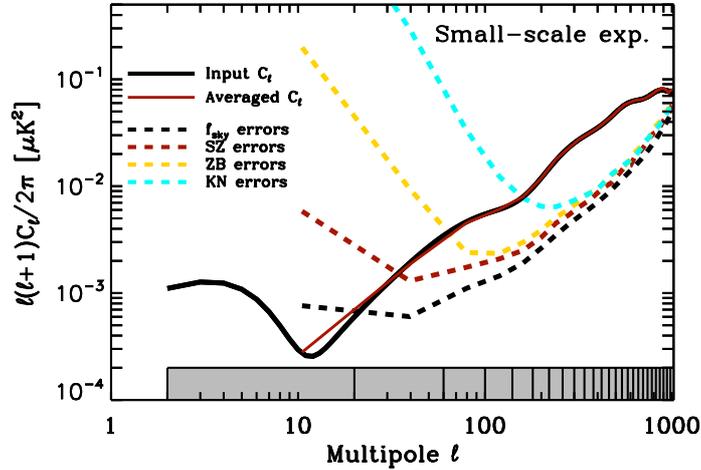


FIGURE 6 – La courbe en trait plein rouge représente le spectre de puissance estimé du spectre théorique, en noir, dans le cas d’une expérience suborbitale. Les courbes en pointillés représentent les variances obtenues sur cette estimation selon les différentes méthodes utilisées : la méthode pure en rouge, ZB en jaune et KN en bleue. La courbe noire représente la variance dite comptage de modes, la variance minimale sur l’estimation du spectre.

Dans le cas d’une mission satellite, les contours du masque sont plus complexes : le calcul des fonctions fenêtre est donc crucial. Comme la méthode pure autorise l’utilisation des trois familles de fonctions fenêtres, nous proposons d’étudier l’estimation pure des modes B selon

le choix de la fonction fenêtre. La figure 7 montre cette estimation qui est effectivement sensible au choix de la fonction fenêtre. L'utilisation des fonctions fenêtre SHT ou analytique ne permet qu'une estimation partielle du pic de recombinaison. A l'inverse, la fonction fenêtre PCG offre une estimation sur toute la gamme de multipoles (excepté les deux premiers). La différence capitale entre l'utilisation de la fonction fenêtre PCG et les autres est que cette première n'annule pas complètement les modes ambiguës, *i.e.* dont on ne peut déterminer s'ils sont de type E ou B . Ainsi, elle permet un compromis entre la minimisation de la variance *globale* sur l'estimation du spectre des modes B et la diminution de la fuite des modes E dans B .

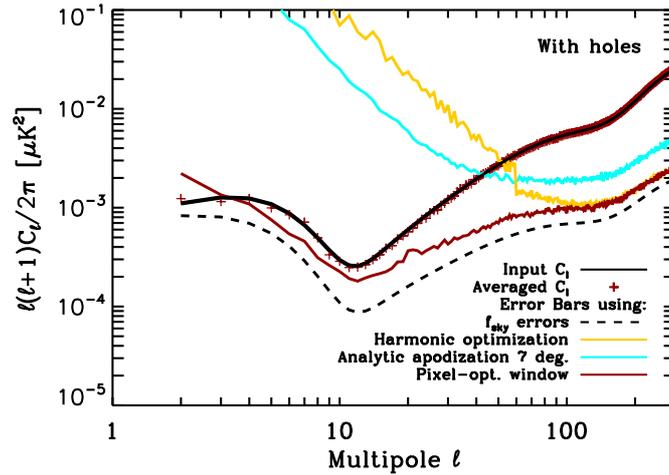


FIGURE 7 – La courbe en croix rouge représente le spectre de puissance estimé multipole par multipole du spectre théorique, en noir, dans le cas d'une mission satellite. Les courbes colorées représentent les variances obtenues sur cette estimation selon les différentes fonctions fenêtre utilisées avec la méthode pure : les fonctions PCG en rouge, SHT en jaune et analytique avec une longueur d'apodisation de 7° en bleu. La courbe en tirets noirs représente la variance dite comptage de modes, la variance minimale sur l'estimation du spectre.

Comme la méthode pure est la seule qui permet l'utilisation des fonctions PCG, nous nous attendons à ce qu'elle donne les meilleures performances sur l'estimation du spectre des modes B . Les résultats obtenus figurant sur la figure 8 le confirment. En effet, les méthodes ZB et KN ne permettent pas de reconstruction du pic de reionisation alors que la méthode pure, en utilisant les fonctions fenêtre PCG, mène à une variance proche de la variance comptage de modes, assurant ainsi une estimation des modes B quasi optimale.

La première partie de cette thèse montre donc que la méthode pure est une méthode de pseudospectre de choix pour estimer le spectre de puissance angulaire des modes B , en corrigeant des effets de masque. Son avantage est qu'elle permet l'utilisation des fonctions fenêtre optimisées dans l'espace pixel qui permettent plus de flexibilité dans l'estimation des modes B . Aussi, nous avons montré que ce calcul fin des fonctions fenêtre est nécessaire même dans le cas d'une grande couverture du ciel, où on s'attend a priori à moins de fuite de modes E dans B . La forme du masque est en effet un ingrédient majeur dans l'estimation correcte du spectre de puissance des modes B .

La méthode pure associée aux fonctions fenêtre PCG est donc un outil puissant de reconstruction du spectre de puissance des modes B . Grâce à cet outil, nous sommes donc en mesure de contraindre la physique de l'univers primordial. La deuxième partie de cette thèse s'intéresse aux prédictions de détection du paramètre r mais également de physique au-delà du modèle standard tel qu'une brisure de parité primordiale au niveau des ondes gravitationnelles, partant d'une reconstruction d'une reconstruction des modes B .

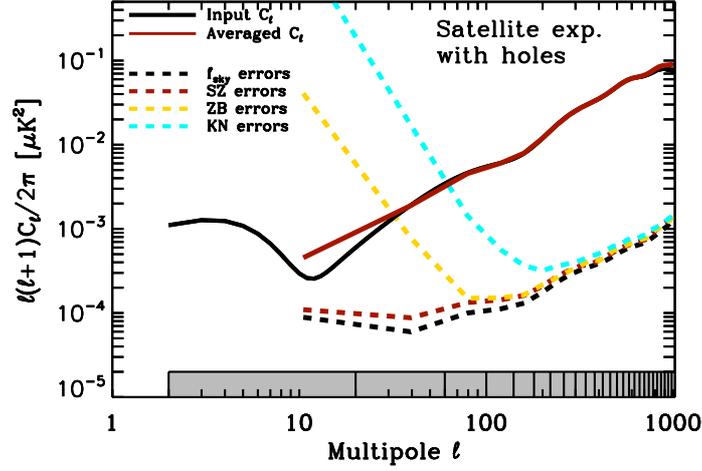


FIGURE 8 – La courbe en trait plein rouge représente le spectre de puissance estimé du spectre théorique, en noir, dans le cas d’une mission satellite. Les courbes en pointillés représentent les variances obtenues sur cette estimation selon les différentes méthodes utilisées : la méthode pure en rouge, ZB en jaune et KN en bleu. La courbe noire représente la variance dite comptage de modes, la variance minimale sur l’estimation du spectre.

Contraintes sur l’Univers primordial

Le tenseur-sur-scalaire r

L’amplitude du spectre de puissance angulaire des modes B aux grandes échelles angulaires est donnée par le paramètre tenseur-sur-scalaire r . Nous pouvons donc écrire le spectre de puissance des modes B comme :

$$C_\ell^{BB}(r) = r\mathcal{T}_\ell^{BB,prim} + \mathcal{T}_\ell^{EE \rightarrow BB,lens}, \quad (10)$$

avec $\mathcal{T}_\ell^{BB,prim}$ et $\mathcal{T}_\ell^{EE \rightarrow BB,lens}$ deux spectre de puissances fiduciels indépendants de r . Le premier est la contribution primordiale au spectre de puissance des modes B pour $r = 1$. Le second est la contribution du lentillage gravitationnel au spectre de puissance des modes B . Ce paramètre r est relié à l’échelle d’énergie de l’inflation. Ainsi, r est le pivot entre la théorie décrivant l’univers primordial et les observations du FDC, ce qui en fait un paramètre important à déterminer.

L’estimation et son incertitude (intrinsèque ou expérimentale) du spectre de puissance des modes B peuvent être traduites en contraintes sur le paramètre r grâce à la matrice de Fisher F_{rr} . Dans ce cas, celle-ci s’écrit :

$$F_{rr} = \sum_{\ell\ell'} \left(\frac{\partial C_\ell^{BB}}{\partial r} \right) (\Sigma^{-1})_{\ell\ell'} \left(\frac{\partial C_{\ell'}^{BB}}{\partial r} \right), \quad (11)$$

avec $(\Sigma^{-1})_{\ell\ell'}$ l’inverse de la matrice de covariance du spectre de puissance des modes B estimé. Alors, l’incertitude σ_r sur r s’exprime comme :

$$\sigma_r^2 = F_{rr}^{-1}. \quad (12)$$

Dans cette thèse, des prédictions sur la détection du paramètre r en utilisant ce formalisme de la matrice de Fisher sont réalisées en utilisant l’approche de comptage de modes (idéale) ou pure (réaliste) pour calculer la matrice de covariance.

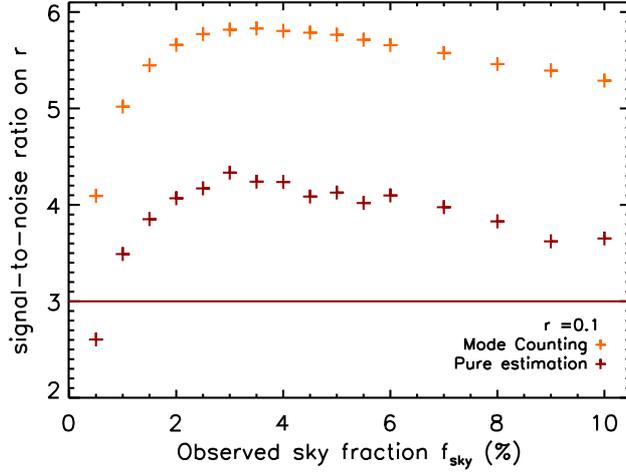


FIGURE 9 – Le rapport signal-sur-bruit sur r en fonction de la fraction de ciel observée obtenu en utilisant la méthode pure (en rouge) pour estimer le spectre de puissance des modes B et la variance comptage de modes (en jaune). La ligne rouge symbolise une détection de r à 3σ .

La première problématique abordée est celle de l’optimisation de la fraction de ciel observée dans l’optique de contraindre r . En effet, pour une expérience à sensibilité donnée, deux choix s’offrent : d’une part, le choix d’un champ profond où le bruit instrumental serait faible mais la statistique aux grandes échelles moindre ou d’autre part, le choix d’un champ large qui permet l’accès aux grandes échelles angulaires, et donc aux modes B primordiaux, mais avec un bruit par pixel plus élevé. Afin d’étudier la fraction de ciel optimale à observer pour détecter r , nous proposons de considérer une observation sur une calotte sphérique avec une fraction de ciel observée variant de 0.5% à 10%. Le bruit instrumental $\sigma(f_{sky})$ varie alors comme :

$$\sigma(f_{sky}) = \sqrt{\frac{f_{sky}}{f_{sky}^0}} \sigma(f_{sky}^0), \quad (13)$$

avec f_{sky}^0 une fraction de ciel observée fiducielle. Nous choisissons $\sigma(f_{sky}^0) = 5.75\mu\text{K-arcmin}$ avec $f_{sky}^0 = 1\%$ pour référence, ce qui est typique d’une expérience embarquée en ballon actuelle. Nous avons évalué le signal sur bruit obtenu pour différentes valeurs de r variant de 0.07 à 0.2. La figure 9 montre les résultats obtenus pour $r = 0.1$ en utilisant une estimation réaliste (en rouge) et idéale (en jaune) de la variance. Comme attendu, dans ce dernier cas, le signal sur bruit obtenu est bien supérieur à celui obtenu dans le premier cas. De plus, nous remarquons qu’il existe en effet une fraction de ciel optimale f_{sky}^{opt} , où le signal sur bruit sur r est maximal, qui dans ce cas précis est $f_{sky}^{opt} = 3\%$. De plus, la fraction de ciel optimale dans les deux approches est la même ce qui valide l’utilisation de la variance comptage de modes pour optimiser le choix de la fraction de ciel observée.

Cependant, cette étude considère une expérience idéalisée : bruit homogène et masque simple. La deuxième problématique abordée est donc la prédiction de contraintes réalistes sur r mises par des expériences actuelles ou à venir. Pour ce faire, nous avons choisi trois types d’expérience dont les spécificités sont résumées dans le tableau 2 : une expérience petit ciel représentative des expériences suborbitales actuelles, un ensemble de télescopes typique de ceux prévus dans une dizaine d’années, une mission satellite potentiellement à venir.

Afin de tirer parti au maximum de l’utilisation de la méthode pure pour estimer le spectre de puissance C_ℓ^{BB} , nous optimisons les fonctions fenêtre dans l’espace pixel pour chaque type d’expérience. La figure 10 montre l’exemple de la fonction fenêtre PCG calculée pour l’expérience typique d’un ensemble de télescope. Les résultats obtenus montrent qu’une expérience suborbitale actuelle permettrait la détection à plus de 3σ de $r \gtrsim 10^{-1}$, $r \gtrsim 10^{-2}$ pour un

Expérience	f_{sky} (en %)	Bruit (en $\mu\text{K-arcmin}$)	Beam (en arcmin)
Suborbitale	1%	inhomogène, 5.75 en moyenne	8
Ensemble de télescope	36%	1	3
Satellite	71%	2.2	8

TABLE 2 – Spécificités des trois expériences fiducielles considérées pour la présente analyse.

ensemble de télescopes et $r \gtrsim 10^{-3}$ pour une mission satellite. En particulier, dans ce dernier cas, il est possible de distinguer entre des modèles d’inflation à champ fort et à champ faible quand une expérience suborbitale ne permet seulement que la détection de modèle à champ fort.

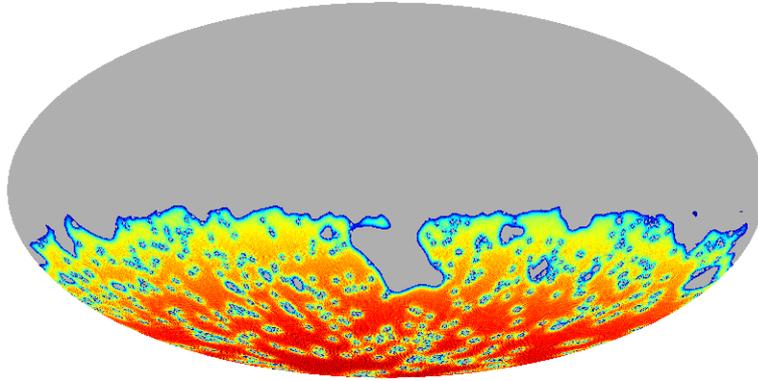


FIGURE 10 – La fonction fenêtre optimisée dans l’espace pixel d’une expérience typique d’un ensemble de télescope.

Brisure de parité dans l’univers primordial

D’après certaines formulations de la gravitation, une brisure de parité peut avoir lieu à l’ordre linéaire de la gravitation. Dans ce cas, les ondes gravitationnelles primordiales sont chirales : les ondes d’hélicité droite ou gauche évoluent différemment. Cela conduit à l’apparition de corrélations TB et EB (appelées corrélations impaires par la suite) du FDC non nulles. En utilisant le même formalisme que pour le modèle standard, l’amplitude des ondes gravitationnelles d’hélicité droite (resp. gauche) est donnée par le paramètre $r_{R(L)}$. Le niveau de brisure de parité δ est donné par :

$$\delta = \frac{r_R - r_L}{r_R + r_L} = \frac{r_{(-)}}{r_{(+)}} \leq 1. \quad (14)$$

Des prédictions réalistes des contraintes qui peuvent être mises sur ce paramètre δ , dans le cas d’expériences dédiées aux mesures de la polarisation du FDC, sont réalisées dans cette thèse.

Les corrélations impaires du FDC sont causées par les spectres de puissance tensorielles

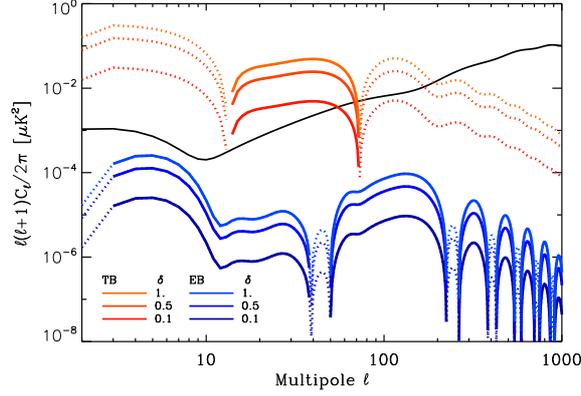


FIGURE 11 – Le spectre des modes B du FDC (en noir) avec les corrélations TB (en tons rouges) et EB (en tons bleus) pour $r_{(+)} = 0.05$, incluant la partie primordial et le lentillage. Les trois courbes en tons bleus et rouges correspondent à différentes valeurs de δ : $\delta = 1$ pour un maximum de violation de parité, $\delta = 0.5$ et $\delta = 0.1$. Les pointillés correspondent aux valeurs négatives des corrélations EB et TB .

modulés par les fonctions de transfert appropriées :

$$C_{\ell}^{BB} = \int dk [\Delta_{\ell,T}^B(k, \eta_0)]^2 \mathcal{P}_T^{(+)}(k), \quad (15)$$

$$C_{\ell}^{TB} = \int dk \Delta_{\ell,T}^T(k, \eta_0) \Delta_{\ell,T}^B(k, \eta_0) \mathcal{P}_T^{(-)}(k), \quad (16)$$

$$C_{\ell}^{EB} = \int dk \Delta_{\ell,T}^E(k, \eta_0) \Delta_{\ell,T}^B(k, \eta_0) \mathcal{P}_T^{(-)}(k), \quad (17)$$

avec

$$\mathcal{P}_T^{(\pm)}(k) = \mathcal{P}_T^R(k) \pm \mathcal{P}_T^L(k). \quad (18)$$

Nous avons implémenté le calcul des corrélations TB et EB dans le code de Boltzmann CLASS. Nous y avons également intégré le calcul du lentillage de ces corrélations dû aux potentiels gravitationnels des grandes structures. Ainsi, nous avons vérifié que son impact est faible comme attendu, mais seulement supposé auparavant dans la littérature. La figure 11 représente les corrélations totales BB , TB et EB pour trois valeurs de δ variant de 1% à 100% avec $r_{(+)} = 0.05$.

$r_{(-)}$	$r_{(+)}$	0.2	0.1	0.07	0.05	0.03	0.007
0.2		1.22					
0.1		0.43	0.64				
0.07		0.29	0.4	0.487			
0.05		0.2	0.28	0.326	0.38		
0.03		0.12	0.16	0.188	0.216	0.27	
0.007		0.03	0.037	0.043	0.049	0.06	0.1

TABLE 3 – Le rapport signal-sur-bruit de $r_{(-)}$ pour différentes valeurs de $r_{(+)}$ dans le cas d’une expérience observant une petite partie du ciel, en utilisant l’expression comptage de modes des barres d’erreur sur la reconstruction du spectre de puissance.

Les prédictions sont réalisées dans le cadre de deux expériences fiducielles, typiques d’expériences suborbitale et spatiale, décrites plus haut. Dans le but d’explorer rapidement les

prédictions attendues sur δ , les incertitudes sur le spectre de puissance angulaire sont d’abord estimées en utilisant l’approche comptage de modes. Pour une expérience suborbitale, les résultats sont tranchés comme le montre le tableau 3 : le rapport signal-sur-bruit ne dépasse pas 2. Une mission satellite est donc nécessaire pour la détection d’une brisure de parité.

La cas d’une expérience couvrant une grande partie du ciel est plus compliqué. Une étude préliminaire montre que le rapport signal-sur-bruit de $r_{(-)}$ peut atteindre 10 pour la configuration la plus optimiste en estimant les incertitudes des spectres de puissance avec l’approche comptage de modes. Une détection à plus de 3σ étant possible, nous utilisons la méthode pure adaptée à l’estimation des corrélations EB et TB , afin d’obtenir des incertitudes réalistes sur cette estimation.

	$\delta = 1$	$\delta = 0.5$
$r_{(+)} = 0.2$	5.46	2.5
$r_{(+)} = 0.1$	3.67	1.51
$r_{(+)} = 0.05$	2.35	1.11

TABLE 4 – Le rapport signal-sur-bruit de $r_{(-)}$ obtenu en utilisant une estimation pure des spectres de puissance angulaires du FDC pour différentes valeurs de δ .

Le tableau 4 montre les niveaux de détection du paramètre $r_{(-)}$ attendus en utilisant la méthode pure d’estimation des spectres de puissance pour $r_{(+)} = 0.2, 0.1$ et 0.05 et $\delta = 100\%$ et 50% . Une gamme de modèles est donc accessible pour une mission satellite pour des grandes valeurs de $r_{(+)}$ et de δ . De plus, le niveau de détection de $r_{(-)}$ décroît de 10σ pour une estimation idéale de l’incertitude sur les spectres de puissance à 5σ pour une estimation réaliste. Par conséquent, une estimation appropriée des incertitudes des spectres de puissance du FDC est cruciale pour réaliser des prédictions réalistes, dans le cadre de la détection d’une brisure de parité primordiale au niveau de la gravitation.

Néanmoins, les corrélations impaires sont généralement mises à zéro pour calibrer les détecteurs de polarisation, comme ces corrélations sont attendues nulles dans le modèle standard de la cosmologie. En particulier, cela permet l’estimation d’une erreur sur l’angle $\Delta\Psi$ de l’orientation globale des détecteurs. Nous avons ainsi étudié l’impact d’une reconstruction jointe de cet angle $\Delta\Psi$ et $r_{(-)}$. Nous avons montré qu’une estimation appropriée de ces deux paramètres est nécessaire pour détecter une brisure de parité primordiale car le niveau de détection du paramètre $r_{(-)}$ est dégradé par un facteur ~ 2.4 pour $r_{(-)} = r_{(+)} = 0.2$ et $\Delta\Psi = 1^\circ$.

Finalement, nous sommes en mesure à partir de cette étude de mettre des contraintes sur les paramètres relevant des théories prévoyant une telle brisure de parité. Par exemple, une non détection des corrélations EB et TB par une mission satellite se traduirait en une exclusion à 3σ du paramètres de Barbero-Immirzi $\gamma : 0.2 \leq |\gamma| \leq 4.9$. Les corrélations EB et TB sont donc un moyen d’explorer la physique de l’univers primordial. La présence d’un champ magnétique primordial peut également être contrainte grâce à ces corrélations comme il est abordé brièvement à la fin de cette thèse.

En conclusion, nous avons montré que la méthode de pseudospectres la plus performante pour l’estimation des anisotropies polarisées du FDC est la méthode pure. En particulier, elle permet l’utilisation de fonctions fenêtre optimisées dans l’espace pixel qui sont construites pour donner les variances minimales sur le spectre des modes B . De plus, nous avons prouvé que l’utilisation de cette méthode est nécessaire même dans le cas d’une mission satellite. Ainsi, la physique de l’univers primordial, telle que l’échelle d’énergie de l’inflation ou l’existence d’une brisure de parité dans l’univers primordial, peut être explorée grâce à une estimation pure des modes B et des corrélations EB et TB .