



**HAL**  
open science

# Contraintes cosmologiques avec le grand relevé spectroscopique de quasars de eBOSS/SDSS-IV

Richard Neveux

► **To cite this version:**

Richard Neveux. Contraintes cosmologiques avec le grand relevé spectroscopique de quasars de eBOSS/SDSS-IV. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP087 . tel-03425504

**HAL Id: tel-03425504**

**<https://theses.hal.science/tel-03425504>**

Submitted on 10 Nov 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Contraintes cosmologiques  
avec le grand relevé  
spectroscopique de quasars de  
eBOSS/SDSS-IV  
*Cosmological constraints with large  
spectroscopic survey of quasars of  
eBOSS/SDSS-IV*

**Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay**

École doctorale n° 576, Particules, hadrons, énergie et  
noyau : instrumentation, imagerie, cosmos et simulation  
(Pheniics)

Spécialité de doctorat : Astroparticules & Cosmologie  
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CEA, Département de  
Physique des Particules, 91191, Gif-sur-Yvette, France  
Référent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 27 septembre  
2021, par**

**Richard NEVEUX**

**Composition du jury :**

<b>Reza ANSARI</b> Professeur, Université Paris-Saclay, LAL	Président
<b>Christophe BALLAND</b> Professeur, Sorbonne Université, LPNHE	Rapporteur & examinateur
<b>Alain BLANCHARD</b> Professeur, Université Paul Sabatier - Toulouse 3, IRAP	Rapporteur & examinateur
<b>Emmanuel GANGLER</b> Directeur de recherche, Université de Clermont- Auvergne, LPC	Examineur
<b>Sylvain DE LA TORRE</b> Astronome-adjoint, Université Aix-Marseille, LAM	Examineur

**Direction de la thèse :**

<b>Etienne BURTIN</b> Directeur de recherche, Université Paris-Saclay, CEA DPH	Directeur de thèse
--	--------------------



**Titre :** Contraintes cosmologiques avec le grand relevé spectroscopique de quasars de eBOSS/SDSS-IV

**Mots clés :** cosmologie, relevé spectroscopique de galaxies, croissance des structures, distorsions dans l'espace des décalages spectraux, oscillations acoustiques de baryons, collaboration eBOSS

**Résumé :** Durant ma thèse, l'objectif était d'étudier la structuration de l'échantillon de quasars de eBOSS au travers de son spectre de puissance. D'une part, nous nous sommes focalisés sur les oscillations acoustiques de baryons pour contraindre  $D_M/r_d$  et  $D_H/r_d$ . D'autre part, nous avons modélisé la forme complète du spectre de puissance pour ajouter une contrainte sur le taux de croissance des structures  $f\sigma_8$ . Ces modèles ont été testés sur des mocks construits à partir d'une simulation à N-corps. Nous avons testé l'incertitude en redshift particulière aux quasars dans le cadre de ce exitmock challenge. Nous avons implémenté un terme de Finger-of-God permettant de prendre en compte ces incertitudes non-gaussiennes. Nous avons testé nos modèles sur des mocks dont la cosmologie nous était inconnue. Cela a mis en évidence un décalage des paramètres si notre cosmologie fiducielle est trop éloignée de la cosmologie réelle du relevé. Ce décalage n'est pas significatif pour le relevé de eBOSS mais peut être problématique pour les futurs relevés spectroscopiques. Ensuite, testé les effets systématiques de notre relevé sur des mocks rapides ayant la même géométrie que les données. Nous avons implémenté les effets systématiques observationnels sur ces mocks. Nous avons mis en évidence un décalage du spectre de puissance par l'implémentation des collisions de fibres, nous manquons  $\sim 40\%$  des paires à petite échelle perpendiculairement à la ligne de visée. Nous l'avons modélisé dans le spectre de puissance en ajoutant une fonction de sélection à ces échelles. Pour les deux modèles, l'erreur systématique totale est inférieure ou égale à 30% de l'erreur statistique pour chacun des paramètres, la plus importante part provenant de la modélisation du spectre. Nous avons combiné notre analyse et l'analyse du même catalogue de quasars en espace de configuration, ce qui amène à des contraintes de

$D_H/r_d = 13.26 \pm 0.55$  et  $D_M/r_d = 30.69 \pm 0.80$  pour l'analyse BAO uniquement ; et  $D_H/r_d = 13.23 \pm 0.47$ ,  $D_M/r_d = 30.21 \pm 0.79$  et  $f\sigma_8 = 0.462 \pm 0.045$  pour l'analyse de la forme complète du spectre de puissance. Ces mesures sont en accord avec les analyses du CMB ; la mesure du taux de croissance linéaire des structures,  $f\sigma_8$  est plus haut de  $1.9\sigma$  en comparaison de la valeur de Planck. En utilisant toutes les mesures des analyses de la structuration des galaxies de SDSS, nous apportons d'importantes contraintes des paramètres cosmologiques. Ensuite, nous avons cherché à ce que notre analyse de la forme complète du spectre de puissance ne dépende pas de la cosmologie fiducielle. Nous analysons le spectre de puissance observé à l'aide de plusieurs modèles avec différents paramètres cosmologiques, les paramètres informatifs de notre ajustement sont fixés à leur valeur  $\Lambda$ CDM+GR pour ensuite interpoler, à l'aide d'un processus gaussien, la nappe de  $\chi^2$  sur l'espace des paramètres cosmologiques pour ajuster ces derniers. Cela permet de ne pas compresser l'information. Ce faisant, nous ajustons l'ensemble des paramètres cosmologiques sans a priori provenant de sondes externes comme cela est habituellement fait dans les analyses de la structuration de galaxies. En analysant le relevé de quasars, nous augmentons le désaccord avec Planck sur l'amplitude des fluctuations de matière,  $\sigma_8$ , à  $3.1\sigma$ . Notre analyse conjointe des relevés de quasars et de LRG de eBOSS ainsi que du relevé low-z de BOSS est en accord avec l'analyse de Planck. Nous obtenons des contraintes plus fortes sur  $\Omega_m$  qu'avec les analyses standard de SDSS. Cette méthode pourra être utilisée dans le cadre des futurs grands relevés spectroscopiques tel que DESI ou Euclid pour minimiser l'erreur systématique due au modèle tout en améliorant les contraintes statistiques.

**Title :** Cosmological constraints with large spectroscopic survey of quasars of eBOSS/SDSS-IV

**Keywords :** cosmology, spectroscopic galaxy survey, growth of structure, redshift space distortions, baryon acoustic oscillations, eBOSS collaboration

**Abstract :** During my thesis, the objective was to study the clustering of the sample of eBOSS quasars through its power spectrum. On the one hand, we focused on the acoustic oscillations of baryons to constrain  $D_M/r_d$  and  $D_H/r_d$ . On the other hand, we modelled the full shape of the power spectrum to add a constraint on the growth rate of the structures  $f\sigma_8$ . These models were tested on mocks built from an N-body simulation. We tested the redshift uncertainty specific to quasars as part of this exitmock challenge. We implemented a Finger-of-God term to take into account these non-Gaussian uncertainties. We tested our models on mocks whose cosmology was unknown to us. This highlighted a shift in the parameters if our fiducial cosmology is too far from the real cosmology of the survey. This shift is not significant for eBOSS survey but can be problematic for future spectroscopic surveys. Then, we tested the systematic effects of our survey on fast mocks with the same geometry as the data. We implemented the systematic observational effects on these mocks. We have demonstrated a shift in the power spectrum by the implementation of fibre collisions, we are missing  $\sim 40\%$  of small scale pairs perpendicular to the line of sight. We model it in the power spectrum by adding a window function to these scales. For both models, the total systematic error is lower than or equal to 30% of the statistical error for each parameter, the largest part coming from spectrum modelling. We combined our analysis and the analysis of the same catalog of quasars in configuration space, which leads to constraints of  $D_H/r_d = 13.26 \pm 0.55$  and  $D_M/r_d = 30.69 \pm 0.80$  for BAO-only analysis ; and  $D_H/r_d = 13.23 \pm 0.47$ ,  $D_M/r_d = 30.21 \pm 0.79$  and

$f\sigma_8 = 0.462 \pm 0.045$  for the analysis of the full shape of the power spectrum. These measurements are in agreement with the analyzes of the CMB ; the measurement of the linear growth rate of structures,  $f\sigma_8$  is  $1.9\sigma$  higher compared to Planck's value. Using all the measurements from the galaxy clustering analyzes of SDSS, we bring important constraints of cosmological parameters such as the equation of state of dark energy or the curvature of the universe. Next, we sought to ensure that our analysis of the full shape of the power spectrum did not depend on fiducial cosmology. We analyze the observed power spectrum using several model with different cosmological parameters, the informative parameters of our fit are set to their value  $\Lambda$ CDM+GR and then interpolate, using a Gaussian process, the  $\chi^2$  map over the space of cosmological parameters to fit the latter. This allows to not compressing the information. In doing so, we adjust the set of cosmological parameters without any prior coming from external probes as is usually done in analyzes of the structuring of galaxies. By analyzing the quasar survey, we increase the disagreement with Planck on the amplitude of the fluctuations of matter,  $\sigma_8$ , to  $3.1\sigma$ . Our combined analysis of eBOSS quasar and LRG surveys, as well as the BOSS low-z surveys, is in agreement with Planck's analysis. We obtain stronger constraints on  $\Omega_m$  than with the standard analyzes of SDSS. This method could be used within the framework of future large spectroscopic surveys such as DESI or Euclid to minimize the systematic error due to the model while improving the statistical constraints.



*À mon père,*



---

# Table des matières

---

<b>1</b>	<b>Introduction à la cosmologie</b>	<b>17</b>
1.1	Les piliers de la cosmologie . . . . .	18
1.1.1	Principe cosmologique . . . . .	18
1.1.2	Relativité générale . . . . .	18
1.2	Expansion de l'univers . . . . .	20
1.3	Métrie Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker . . . . .	20
1.3.1	Equations de Friedmann . . . . .	22
1.4	Le Big Bang . . . . .	23
1.4.1	L'inflation . . . . .	24
1.5	Le modèle $\Lambda$ CDM . . . . .	24
1.6	Les sondes cosmologiques . . . . .	26
1.6.1	Les distances en cosmologie . . . . .	26
1.6.2	Le Fond diffus cosmologique . . . . .	29
1.6.3	La nucléosynthèse primordiale . . . . .	30
1.6.4	Les supernovae . . . . .	31
1.6.5	Le lentillage gravitationnel faible . . . . .	33
1.6.6	La distribution spatiale de galaxies . . . . .	34
	<b>Bibliographie</b>	<b>45</b>
<b>2</b>	<b>Le relevé eBOSS</b>	<b>53</b>
2.1	Sloan Digital Sky Survey . . . . .	54
2.1.1	Phases Antérieures . . . . .	54
2.1.2	Phase IV . . . . .	56
2.1.3	Phase Postérieure . . . . .	57
2.2	Instrument . . . . .	57
2.2.1	Télescope . . . . .	58
2.2.2	Photométrie . . . . .	58
2.2.3	Spectroscopie . . . . .	59
2.3	Quasars . . . . .	60

2.4	Le relevé eBOSS . . . . .	62
2.4.1	Sélection de quasar . . . . .	63
2.4.2	Observation de quasars . . . . .	64
2.4.3	Détermination du redshift des quasars . . . . .	66
2.4.4	Catalogue pour analyse de la structuration . . . . .	69
2.4.5	Estimation du spectre de puissance de l'échantillon final de quasar . . . . .	74
2.4.6	Fonction de corrélation . . . . .	76
2.5	Simulations . . . . .	77
2.5.1	OuterRim mocks . . . . .	78
2.5.2	EZmocks . . . . .	88

**Bibliographie** **93**

**3 Modélisation de la structuration à grandes échelles** **101**

3.1	Théorie des perturbations . . . . .	102
3.1.1	Dynamique des fluctuations gravitationnelles . . . . .	102
3.1.2	L'approche eulérienne . . . . .	104
3.1.3	Théorie linéaire de la croissance des structures . . . . .	105
3.1.4	Non linéarités . . . . .	106
3.1.5	Approximation de Zel'Dovich . . . . .	108
3.1.6	Spectre de puissance . . . . .	109
3.2	Traceurs biaisés . . . . .	110
3.3	Distorsion dans l'espace des redshifts . . . . .	112
3.3.1	Théorie linéaire . . . . .	113
3.3.2	Non linéarités . . . . .	113
3.4	Modélisation du spectre de puissance . . . . .	114
3.4.1	Effet Alcock-Paczynski . . . . .	115
3.4.2	Effet de la géométrie du relevé . . . . .	116
3.4.3	Contrainte intégrale radiale . . . . .	119
3.4.4	Modélisation de la forme complète du spectre de puissance . . . . .	120
3.4.5	Modélisation alternative . . . . .	120
3.4.6	Modélisation des oscillations acoustiques de baryons . . . . .	121
3.5	Estimation des paramètres . . . . .	122
3.6	<i>Mock challenge</i> . . . . .	123
3.6.1	Cosmologie connue . . . . .	124
3.6.2	Partie "aveugle" . . . . .	131
3.6.3	Erreur systématique du modèle . . . . .	133

**Bibliographie** **137**

**4 Analyse de la structuration de l'échantillon final de quasars du relevé eBOSS en espace de Fourier** **145**

4.1	Analyse des BAO . . . . .	146
4.1.1	Méthode d'analyse . . . . .	146
4.1.2	Étude des effets systématiques . . . . .	147
4.1.3	Analyse finale des BAO . . . . .	151
4.2	Analyse de la forme complète du spectre de puissance . . . . .	155

---

4.2.1	Méthode d'analyse . . . . .	156
4.2.2	Étude des effets systématiques . . . . .	156
4.2.3	Analyse finale de la forme complète du spectre de puissance . . . . .	163
<b>Bibliographie</b>		<b>171</b>
<b>5 Contraintes cosmologiques à partir du relevé eBOSS</b>		<b>177</b>
5.1	Implication cosmologique du relevé SDSS . . . . .	178
5.1.1	Données utilisées . . . . .	178
5.1.2	Mesures de l'expansion de l'univers . . . . .	181
5.1.3	Mesures de la croissance des structures . . . . .	189
5.1.4	Contraintes cosmologiques globales . . . . .	194
5.2	Analyse indépendante de la cosmologie du modèle . . . . .	199
5.2.1	Contraintes cosmologiques par le spectre de puissance . . . . .	200
5.2.2	Analyse itérative par processus gaussien . . . . .	201
5.2.3	Analyse de mocks . . . . .	205
5.2.4	Analyse de données de (e)BOSS . . . . .	211
<b>Bibliographie</b>		<b>221</b>





---

## Remerciements

---

Je voudrais remercier mon jury de thèse pour avoir accepté d'évaluer mes 3 années de travail. Pour leur lecture de ce manuscrit, l'intérêt porté à mon travail et les questions pertinentes qu'ils m'ont posées. Je remercie également les rapporteurs pour leurs corrections de mon manuscrit, ainsi que leurs suggestions grandement utiles.

Je tiens à remercier tout particulièrement mon directeur de thèse, Etienne Burtin, pour tout ce qu'il a fait pour moi durant ces 3 années, à commencer par la recherche de ma bourse de thèse. Son aide quotidienne, toujours avec gentillesse et sans perdre patience face aux difficultés que j'ai pu rencontrer. Un grand merci pour tout ce temps qu'il m'a consacré et pour la confiance qu'il m'a accordée. Je n'aurais sans doute jamais pu faire cette thèse sans lui, sa bienveillance et ses conseils toujours pertinents.

Je remercie le groupe cosmo du DPhP pour toutes ces pauses déjeuner enrichissantes. Particulièrement mes collègues doctorants passés et présents pour la bonne humeur qu'ils apportent chaque jour à Saclay. Je suis heureux d'avoir été votre collègue pour ces trois années. Je remercie également mes collègues de la collaboration eBOSS pour leur aide et pour les réunions hebdomadaires qui m'ont permis d'en apprendre énormément sur la physique (et un petit peu sur l'anglais).

Enfin, je voudrais profiter de ces remerciements pour dire la gratitude que j'éprouve d'avoir une famille si épanouissante. Merci à tous pour tout ce que vous m'apportez de mille façons différentes. Je remercie particulièrement ma mère qui m'a soutenu dans chaque moment et qui m'a permis d'en arriver là. Merci à ma femme, Marine, pour tout ce qu'elle supporte depuis 12 ans que nous partageons notre vie, et pour m'avoir offert notre petit Soleil.



---

# Introduction

---

Depuis l'aube de l'humanité, la cosmologie a toujours été un des grands sujets d'étude de l'Homme. D'abord abordée de façon philosophique, puis au gré des avancées technologiques, la méthode scientifique a pu y être appliquée. Au début du XX<sup>e</sup> siècle, l'observation des galaxies, couplée à des travaux théoriques, a permis la découverte de l'expansion de l'univers et de la matière noire. En 1998, l'étude des SN Ia a mis en évidence l'accélération de cette expansion ; son mécanisme est inconnu est nous l'appelons énergie noire.

L'étude de la distribution des galaxies est un bon moyen de comprendre la nature de cette énergie noire ainsi que les différentes caractéristiques de l'univers. Nous avons besoin pour cela d'un échantillon de galaxies suffisamment important pour y appliquer des méthodes statistiques. Nous utilisons pour cette thèse, le plus grand relevé spectroscopique de quasars à ce jour provenant du télescope SDSS (plus de 300 000 objets). Les quasars sont des trous noirs, au centre de certaines galaxies, dont le disque d'accrétion émet de grande quantité d'énergie, ce sont les objets stables les plus lumineux de l'univers, ils nous permettent de l'étudier jusqu'à des décalage vers le rouge supérieurs à 2.

Nous étudions la distribution des quasars statistiquement au travers de sa variance en espace de Fourier pour contraindre la cosmologie. Nous cherchons principalement à comprendre la structuration de l'univers en modélisant deux phénomènes.

Dans l'univers primordial, le plasma de baryons et de photons se propage en ondes sonores sous l'effet conjoint de la pression radiative et de la gravité. Au moment de la recombinaison des atomes, les photons se découplent des baryons et l'onde se fige à une échelle caractéristique, l'échelle BAO. Celle-ci est observable dans la distribution des galaxies et, en la mesurant à plusieurs époques, nous permet de contraindre l'histoire de l'expansion de l'univers et donc l'énergie noire.

Les galaxies tendent à se rapprocher sous l'effet de la gravité ce qui crée une cohérence dans leur champ de vitesse. La vitesse particulière de chaque galaxie décale son spectre observé par effet Doppler. Cela résulte en une distorsion cohérente de la distribution spatiale des galaxies, appelée RSD. Elle rend possible la contrainte du taux de croissance des structures qui nous

permet d'étudier l'énergie noire, ou les lois de la relativité générale.

À l'aide de plusieurs simulations d'univers, nous avons testé notre modélisation du spectre de puissance incluant ces deux phénomènes. Pour prendre en compte les incertitudes en redshifts propres aux quasars, nous avons étudié un terme d'atténuation du spectre de puissance à petite échelle. Dans un deuxième temps, nous avons implémenté les différents effets systématiques du relevé de quasars sur des simulations rapides pour tester leur impact sur le spectre de puissance, nous avons particulièrement ajusté notre modèle pour atténuer l'effet des collisions de fibres sur la mesure des paramètres cosmologiques.

L'étude de l'échantillon de quasars de eBOSS a conduit à une mesure de l'échelle BAO et du taux de croissance des structures. En combinant celles-ci aux analyses des autres échantillons de SDSS, il a été possible de contraindre l'histoire de l'expansion de l'univers et la croissance des structures sur une large gamme en redshift ( $0.07 < z < 2.2$ ) et donc de contraindre les paramètres du modèle standard de la cosmologie, ainsi que des extensions à celui-ci.

Dans la deuxième partie de ma thèse, nous avons cherché à résoudre un problème vu dans la phase de test de notre modèle. Si la cosmologie utilisée pour calculer le modèle du spectre de puissance est éloignée de la vraie, un biais est visible dans la mesure des paramètres cosmologiques. Nous avons donc fait varier la cosmologie du modèle pour directement contraindre les paramètres du modèle standard. En plus de ne plus être dépendant à la cosmologie de départ, cette technique nous permet de garder toute l'information du spectre de puissance sans avoir à la compresser dans les paramètres de BAO et de RSD. Du fait du coût en CPU nécessaire au calcul de chaque modèle, nous avons interpolé l'espace des paramètres cosmologiques à l'aide de processus gaussiens.

Dans le chapitre 1 de cette thèse, nous rappelons les caractéristiques importantes de la cosmologie pour notre étude. Le relevé de quasars de eBOSS est présenté dans le chapitre 2. Ensuite, dans le chapitre 3, nous décrivons la modélisation utilisée pour notre analyse, ainsi que son test dans le cadre d'un *mock challenge*. Le chapitre 4 présente notre analyse de la structuration des quasars de eBOSS accompagnée de l'étude des effets systématiques dus aux observations. Finalement, nous exposons dans le chapitre 5 les contraintes cosmologiques déduite de cette dernière analyse ainsi que des analyses conjointes de SDSS, dans un premier temps à l'aide des analyses standard, puis sans la compression de l'information dans les deux phénomènes BAO et RSD.



---

# Introduction à la cosmologie

---

Dans ce chapitre introductif à la cosmologie moderne nous présenterons succinctement les bases théoriques sur laquelle repose cette science qui tente d'expliquer la nature de notre univers et son évolution. Ensuite, nous énoncerons les principes du modèle standard de la cosmologie en étayant avec les principales observations effectuées à ce jour. Plus précisément, nous montrerons ce que la structuration de l'univers à grande échelle peut nous apprendre sur son contenu. Cette partie du rapport n'a pas pour but d'être exhaustive, mais plutôt de donner un cadre global à la compréhension de cette thèse.

## 1.1 Les piliers de la cosmologie

La cosmologie moderne se base sur la théorie de la relativité générale d'Einstein couplé au principe cosmologique. Dans cette section nous introduirons ces deux aspects sur lesquels la science de l'univers repose.

### 1.1.1 Principe cosmologique

La cosmologie étudie un objet, l'univers, duquel nous n'avons comme seul point de vue que la position de la Terre. Pour pouvoir généraliser les théories expliquant les observations, il est nécessaire de supposer 2 symétries dans la répartition de la matière. Elles sont regroupées dans le principe cosmologique et sont directement liées au principe copernicien édicté au 15e siècle. Celui-ci nous dit que la Terre n'a pas de point de vue privilégié et donc, que les observations faites à partir de la Terre peuvent être généralisées.

Les principes cosmologiques précisent cette hypothèse. La matière est répartie de façon homogène. Il n'existe, statistiquement, pas de position privilégiée dans l'univers. Cette symétrie par translation n'est vérifiée qu'à très grande échelle (Laurent et al., 2016). En effet, toutes les structures de l'univers, tels que les amas de galaxies ou les galaxies par exemple, contredisent cette hypothèse.

La seconde symétrie utilisée dans l'étude de l'univers est l'invariance par rotation, cette isotropie est également vérifiée statistiquement, par exemple l'étude spectrale du fond diffus cosmologique nous montre des anisotropies dans la température de l'ordre de  $\frac{dT}{T} = 10^{-5}$  sur toute la surface du ciel (Planck Collaboration et al., 2018).

### 1.1.2 Relativité générale

La théorie de la gravitation longtemps prise pour référence provient des *principia mathematica* de Newton publiés en 1687. Dans cette théorie, les coordonnées spatiales sont décrites dans un espace euclidien à 3 dimensions, alors que le temps est un paramètre absolu identique pour tout observateur. D'après Newton, les lois de la physique sont les mêmes pour tout référentiel galiléen, référentiel dans lequel tout corps libre (sur lequel aucune force ne s'exerce) est en mouvement rectiligne et uniforme. Cette théorie n'est pas compatible avec les lois de l'électromagnétisme, par exemple, une transformation galiléenne ne conserve pas la force magnétique provenant d'une charge électrique. Une charge en mouvement rectiligne et uniforme créera une force magnétique qu'une charge au repos ne créera pas. D'après les lois de Maxwell, la vitesse d'une onde électromagnétique dans le vide est identique pour tout référentiel ce qui contredit également l'invariance des lois de la physique par transformation inertielle. Cette hypothèse a été confirmée par l'expérience de Michelson et Morley en 1887.

En 1905, Einstein élabora sa théorie de la relativité restreinte pour laquelle il utilisa les transformations de Lorentz. Pour deux référentiels  $R$  et  $R'$  en translation rectiligne et uniforme l'un par rapport à l'autre à la vitesse  $v$ , suivant l'axe  $x$ . Si l'on note  $\Delta$  la différence de coordonnées entre deux événements dans le référentiel  $R$  et  $\Delta'$  dans le référentiel  $R'$ , les transformations pour passer d'un référentiel à l'autre s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} c\Delta t' \\ \Delta x' \\ \Delta y' \\ \Delta z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c\Delta t \\ \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

où  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$  est le facteur de Lorentz.

Ici, il faut penser le temps comme une coordonnée au même titre que les 3 dimensions d'espace. Pour cela, l'espace-temps de Minkowski est utilisé pour écrire les transformations précédentes. Ces relations permettent la conservation des lois de la physique par un changement de référentiel galiléen tout en autorisant une vitesse limite (la vitesse de la lumière) à être identique pour tout référentiel inertiel.

Ce Principe de vitesse limite est incompatible avec la théorie universelle de la gravité de Newton. En effet, selon la mécanique newtonienne, la force de gravité entre 2 corps éloignés se distribue de manière instantanée. En 1915, Einstein construit une nouvelle théorie de la gravitation appelée la théorie de la relativité générale qui remplace la théorie newtonienne et qui prend en compte cette vitesse limite. Le Principe d'équivalence est la base cette théorie,

$$m_{\text{inertie}} = m_{\text{gravitation}} \quad (1.2)$$

La masse inertielle d'un objet intervient dans la résistance qu'il oppose à tout changement de mouvement, autrement dit, à toute accélération. La masse gravitationnelle intervient dans la force de gravitation de l'objet. En considérant le principe d'équivalence vrai, la gravitation peut, localement, être pris comme une accélération du référentiel par rapport à l'observateur, elle est donc un effet relativiste. Cette équivalence est maintenant testée avec une grande précision  $10^{-15}$  (Touboul et al., 2017). Dans la théorie de la gravitation d'Einstein, l'espace-temps est courbé au voisinage des objets massifs. Dans un espace-temps plat (sans objet massif), une particule suivrait une ligne droite si elle n'est soumise à aucune force. Dans le cas où cette particule est dans un univers constitué d'objets massifs sa trajectoire sera une géodésique (la généralisation d'une ligne droite sur une surface non plane). Dans cette théorie, la gravitation n'est plus une force s'exerçant sur les objets mais une courbure de l'espace-temps elle-même. Cette courbure peut être reliée mathématiquement au contenu en énergie de l'univers par l'équation d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \kappa T_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

où  $R_{\mu\nu}$  est le tenseur de Ricci qui caractérise la déformation de l'espace-temps,  $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$  est la courbure scalaire. Le tenseur métrique,  $g_{\mu\nu}$ , nous permet de définir la distance  $ds$  entre deux points dans l'espace-temps  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$  par

$$ds = g_{\mu\nu}(\mathbf{x})dx^\mu dx^\nu. \quad (1.4)$$

$\kappa \simeq 2.0766 \text{ m.J}^{-1}$  est la constante gravitationnelle d'Einstein et  $T_{\mu\nu}$  est le tenseur d'énergie-impulsion. Sans rentrer dans les détails de cette équation, nous pouvons donc constater qu'elle



relie directement la géométrie de l'espace-temps (la partie gauche de l'équation) au contenu en énergie, et donc en matière, de celui-ci (partie droite).

## 1.2 Expansion de l'univers

En 1929, Edwin Hubble mit en évidence une relation entre la vitesse de récession apparente de céphéides extra-galactiques, obtenue grâce à la mesure du décalage vers les grandes longueurs d'onde de leur spectre, et leur distance par rapport à nous (Hubble, 1929).

Une céphéide est une étoile géante dont la magnitude absolue varie entre 0.1 et 2 avec une période définie qui est fonction de la luminosité absolue. Ces caractéristiques font des céphéides une bonne chandelle standard, c'est-à-dire un objet astronomique dont la luminosité absolue est connue et qui peut donc nous permettre de connaître la distance nous séparant d'elle en mesurant leur luminosité. Edwin Hubble en déduisit une loi de proportionnalité (valable uniquement pour l'univers proche  $z \ll 1$ ) :

$$v = H_0 D \quad (1.5)$$

où  $v$  est la vitesse de l'objet observé,  $D$  la distance nous en séparant, et  $H_0$  le paramètre de Hubble à  $t_0$  (le temps actuel). Ce dernier paramètre possède la dimension de l'inverse du temps mais il est de convention de l'exprimer en  $\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  qui permet intuitivement de comprendre que pour une valeur de  $H_0 = 70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ , une galaxie à 1 Mpc s'éloigne à la vitesse de  $70 \text{ km.s}^{-1}$ . De plus la valeur de  $H_0$  étant encore largement débattue, entre les sondes d'univers primordiales (tel que le fond diffus cosmologique ou les oscillations acoustiques de baryons) et les sondes d'univers local (tel que les supernovae ou les céphéides), la convention est d'écrire ce paramètre sous la forme :

$$H_0 = 100 \text{ h.km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1} \quad (1.6)$$

En admettant le principe cosmologique, la loi de proportionnalité de Hubble-Lemaître (équation 1.5) nous indique que l'univers est en expansion.

Un autre objet astrophysique peut être considéré comme une chandelle standard dans l'univers. Il s'agit des supernovae de type Ia, qui ont permis de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'univers (Perlmutter et al., 1999; Riess et al., 1998). La figure 1.1 montre la relation entre la vitesse de récession des objets dans l'univers et leur distance par rapport à l'observateur. Cette accélération n'est pas possible dans un modèle d'univers contenant uniquement de la matière et du rayonnement. Une solution est de modifier l'équation d'Einstein pour la prendre en compte en ajoutant une constante appelé  $\Lambda$ ,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \kappa T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}. \quad (1.7)$$

## 1.3 Métrique Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Dans cette section, en suivant le principe cosmologique, nous considérons l'univers homogène. Il sera donc possible d'en déduire la forme générale de la métrique qui régit sa géométrie. Nous pouvons le décrire à l'aide d'une métrique indépendante de la position spatiale. De façon générique, nous pouvons écrire cette métrique en reprenant la distance entre deux points,  $ds$  (définie dans l'équation 1.4) tel que :

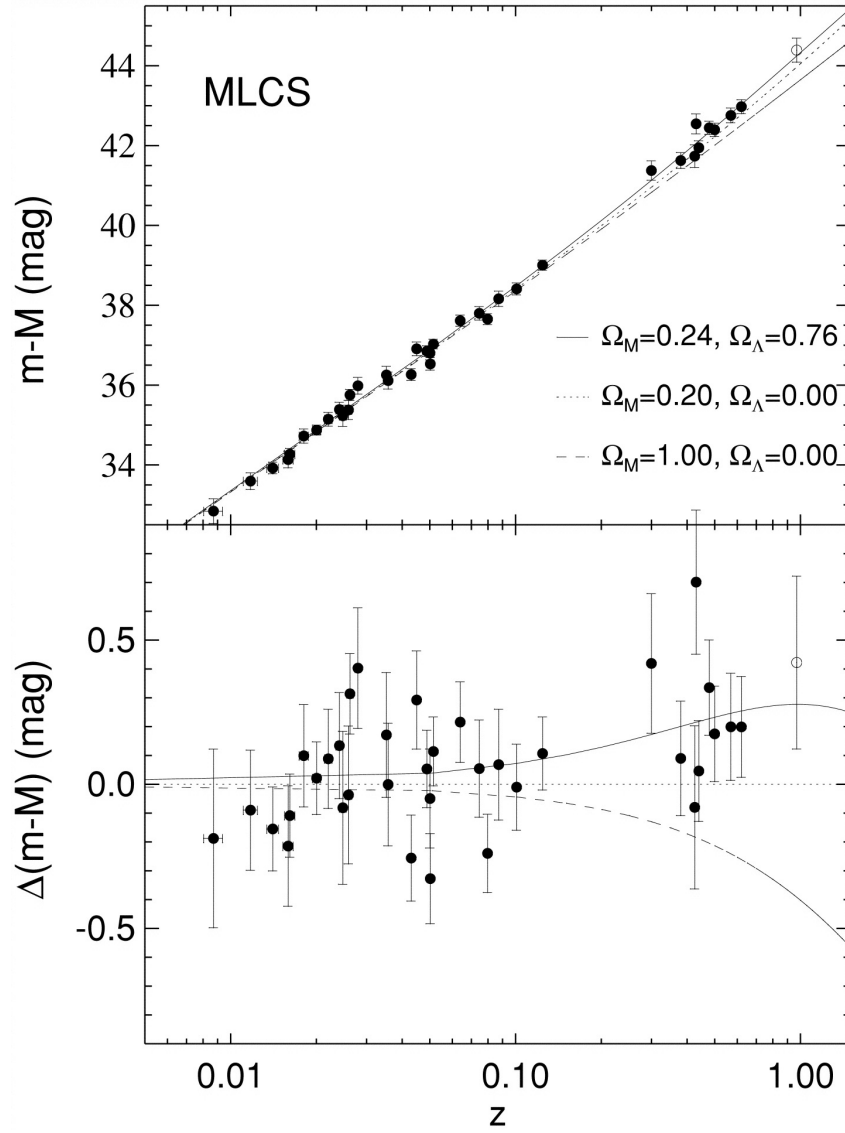


FIGURE 1.1 – Diagramme de Hubble pour des Supernovae entre redshift 0.01 et 1. les lignes montrent l'évolution attendue pour différentes configurations d'univers. Pris de [Riess et al. \(1998\)](#)

$$ds^2 = c^2 dt^2(t) - d\chi^2(t) \quad (1.8)$$

La distance au carré,  $ds^2$ , peut être vue comme la généralisation en relativité générale du carré de la distance géométrique entre deux points dans l'espace euclidien. La partie temporelle  $dt$  de cette équation ne doit pas dépendre du temps. De plus, on peut explicitement montrer l'expansion de l'univers en factorisant un facteur d'échelle  $a(t)$  de la partie spatiale,

$$\begin{aligned} d\chi(t) &= a(t).d\chi \\ ds^2 &= c^2 dt^2 - a^2(t).d\chi^2, \end{aligned} \quad (1.9)$$

avec  $d\chi$  la distance dite comobile, correspondant à la distance corrigée de l'expansion de l'univers, les différentes distances utilisées en cosmologie seront définies plus précisément dans la section 1.6.1. La partie spatiale devant être isotrope nous pouvons l'écrire en coordonnées

sphériques, avec une composante radiale indépendante de l'angle :

$$d\chi^2 = dR^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2(\theta) d\phi^2 \quad (1.10)$$

Enfin, la partie radiale doit prendre en compte les 3 courbures de l'univers possibles

$$dR^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} \quad (1.11)$$

avec  $k$  une constante fonction de la courbure de l'univers,  $k = 0$  pour un univers plat,  $k = 1$  pour un univers fermé (sphérique) et  $k = -1$  pour un univers ouvert (hyperbolique). En ajoutant cette dernière possibilité nous obtenons la métrique dite FLRW (Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker) décrivant notre univers homogène, isotrope et en expansion :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2(\theta) d\phi^2 \right]. \quad (1.12)$$

### 1.3.1 Equations de Friedmann

En écrivant les équations d'Einstein dans le cadre de cette métrique FLRW, on peut en déduire 2 équations qui décrivent la dynamique d'un univers en expansion. La première de ces équations s'obtient en prenant la partie temporelle des équations d'Einstein ( $\mu = \nu = 0$ ) et nous permet de calculer l'évolution du facteur d'échelle en fonction du contenu en énergie de l'univers.

$$H^2(t) \equiv \frac{1}{a^2} \left( \frac{da}{dt} \right)^2 = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho}{3} - kc^2 \quad (1.13)$$

Où l'on retrouve le paramètre de Hubble  $H(t)$  qui décrit donc l'évolution du paramètre d'échelle  $a$  en fonction du temps.  $G$  est la constante de Newton et  $\rho$  la densité d'énergie. La partie spatiale de l'équation d'Einstein nous permet de formuler la 2ème équation, souvent appelée l'équation d'accélération,

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3c^2} (\rho + 3p) \quad (1.14)$$

où  $p$  est la pression totale.

En combinant ces 2 équations, et en paramétrant l'équation d'état d'un fluide donné par  $p = w\rho c^2$ , il est possible d'écrire une troisième équation décrivant la conservation locale de l'énergie :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (1.15)$$

avec pour solution :

$$\rho(t) = \rho(t_0) a(t)^{-3(w+1)} \quad (1.16)$$

En fonction de la nature du fluide étudié, nous pouvons donc en déduire l'évolution de sa densité d'énergie :

- $p = \frac{\rho c^2}{3} \rightarrow \rho_r(a) = \rho_r(a_0) a^{-4}$  pour un fluide relativiste
- $p \ll \rho c^2 \rightarrow \rho_m(a) = \rho_m(a_0) a^{-3}$  pour un fluide non relativiste
- $p = -\rho c^2 \rightarrow \rho_\Lambda(a) = \rho_\Lambda(a_0)$  pour l'énergie liée à la constante cosmologique

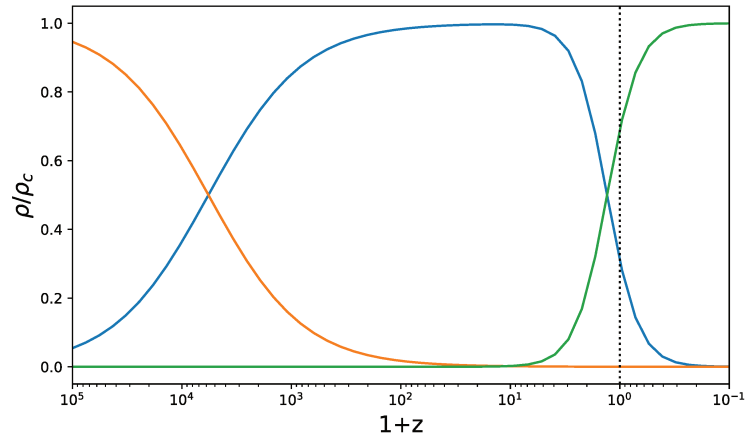


FIGURE 1.2 – Les paramètres de densité de la matière (bleu), de radiation (orange) et de la constante cosmologique (vert) en fonction du redshift, en faisant l'hypothèse d'un univers plat. La ligne pointillée représente le temps actuel.

En utilisant le paramètre de densité réduit  $\Omega_x = \frac{\rho_x}{\rho_{crit}}$  avec  $\rho_{crit} = \frac{3H^2}{8\pi G}$  et  $x \in [r, m, \Lambda]$ , on peut réécrire la 1ère équation de Friedmann

$$H^2(t) = H_0^2 \left[ \Omega_{r,t_0} a^{-4} + \Omega_{m,t_0} a^{-3} + \Omega_{\Lambda,t_0} + \Omega_{k,t_0} a^{-2} \right] \quad (1.17)$$

où  $\Omega_k = \frac{-kc^2}{R^2 H^2} = 1 - \Omega_{tot} = 1 - (\Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda)$  représente la courbure de l'espace. À noter que pour une densité totale égale à la densité critique,  $\Omega_{tot} = 1$  et donc l'univers est plat. Nous constatons ci-dessus que les différentes composantes de l'univers évoluent différemment en fonction du temps, ceci explique les 3 périodes distinctes que sont ; la période de domination du rayonnement, puis celle de la matière non relativiste et enfin celle de la composante d'énergie liée à la constante cosmologique, voir Figure 1.2.

## 1.4 Le Big Bang

Le modèle du Big Bang chaud, proposé par Friedmann, indique que dans le passé de l'univers, celui-ci devait être plus dense et plus chaud jusqu'à une singularité initiale. Le premier indice de ce modèle est l'expansion de l'univers puisque cette expansion implique que, dans le passé, les distances cosmologiques devaient être plus petites et donc l'univers plus dense. Cet univers initial était fait d'un plasma de particules élémentaires.

C'est dans les années 1940 que Georges Gamow théorisa l'univers primordial en appliquant les solutions non statiques de Lemaître et Friedmann pour décrire un univers de densité uniforme et de courbure constante. Il en déduisit qu'à partir de cette "soupe primordiale", quand la température a suffisamment baissé, la nucléosynthèse primordiale a pu se dérouler. Ensuite, 380 000 ans après le Big Bang, la température a suffisamment baissé pour créer les premiers atomes avec la recombinaison entre les électrons et les noyaux d'Hydrogène. À ce moment, les photons et la matière se sont découplés et la lumière a pu se propager, cette lumière est encore visible aujourd'hui sous la forme du fond diffus cosmologique qui possède une température bien moindre du fait de l'expansion de l'univers. À partir de cette recombinaison, la matière baryonique et la

matière noire ont interagi gravitationnellement pour ensuite former les étoiles, galaxies et tous les corps que nous pouvons observer.

### 1.4.1 L'inflation

Dans les années 1970, George Gamow a résolu deux problèmes importants de la cosmologie en introduisant le modèle de l'inflation. Le problème de l'horizon (ou problème de causalité) vient de l'homogénéité de l'univers à grande échelle pour des zones de l'espace qui ne peuvent pas avoir échangées d'information (du fait de la vitesse limite  $c$ ). Le problème de la platitude est le fait que pour obtenir un univers très proche de la platitude comme nous l'observons, il est nécessaire d'avoir un réglage très fin de la densité en matière dans l'univers. La théorie de l'inflation résout ces problèmes grâce à une période d'expansion exponentielle de l'univers primordial. Cette expansion est au minimum de l'ordre de 60 e-fold (l'univers a été multiplié 60 fois par le nombre  $e$  pendant cette période) et permet une causalité possible entre tous les points de l'univers observable avant cette période d'expansion. La théorie de l'inflation prédit également la forme du spectre de puissance des fluctuations primordiales compatible avec les observations suivant une loi de puissance ;

$$P_i(k) = \frac{2\pi^2 A_s}{k^3} \left( \frac{k}{k_0} \right)^{n_s - 1 + \frac{1}{2}\alpha_s \ln \frac{k}{k_0}} \quad (1.18)$$

où  $k_0$  est l'échelle pivot (généralement choisie tel que  $k_0 = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$ ),  $A_s$  représente l'amplitude du spectre à l'issue de la période d'inflation et à l'échelle pivot,  $n_s$  est l'indice spectral. Une déviation à la loi de puissance serait caractérisée par  $\alpha_s \neq 0$ , néanmoins, la plus grande contrainte sur ce paramètre (par [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#) en utilisant le CMB et les BAO ;  $\alpha_s = -0.0041 \pm 0.0067$ ) est compatible avec une correction nulle. La valeur de  $\alpha_s$  est une façon de discriminer entre plusieurs modèles d'inflation. Dans les modèles d'inflation lente, la valeur de l'indice spectral peut être prédite à  $n_s \sim 0.96$  ce qui est en accord avec les observations de Planck  $n_s^{\text{Planck}} = 0.965 \pm 0.004$ . Ces fluctuations, amplifiées ensuite par effet gravitationnel, expliquent la structuration de l'univers observable aujourd'hui.

## 1.5 Le modèle $\Lambda$ CDM

Le modèle standard de la cosmologie est caractérisé par une constante cosmologique  $\Lambda$  et de la matière noire froide CDM (pour Cold Dark Matter), nous l'appellerons par la suite le modèle  $\Lambda$ CDM. Il est théorisé dans le cadre de la relativité générale et sa géométrie est décrite par la métrique FLRW. Ce modèle permet de décrire de nombreuses observations, telles que le fond diffus cosmologique, la distribution de galaxies à grande échelle, l'abondance des éléments légers dans l'univers ou encore l'accélération de l'expansion de l'univers.

Dans ce modèle, l'univers est considéré plat,  $\Omega_k = 0$ , et, est constitué de plusieurs composants :

- Le rayonnement qui inclut les photons ainsi que les neutrinos relativistes. Elle représente moins de 0.01% du total énergétique de l'univers actuel.
- La matière non relativiste que l'on peut séparer en 2 groupes distincts :
  - La matière ordinaire (également appelée matière baryonique) qui correspond à toute la matière interagissant avec les photons tels que les étoiles, le gaz, les planètes etc.

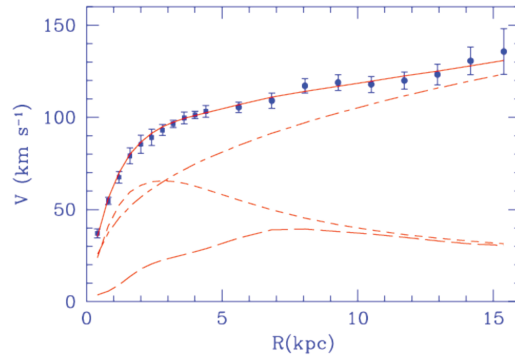


FIGURE 1.3 – Vitesse de rotation de la galaxie M33 en fonction de la distance à son centre. Les points montrent la mesure faite à partir de la ligne d’émission à 21cm. La ligne pleine montre le meilleur ajustement du modèle. Les lignes à petit tiret, grand tiret et pointillée-tiretée représentent, respectivement, la contribution des étoiles, du gaz et de la matière noire. De [Corbelli and Salucci \(2000\)](#)

- La matière noire froide qui n’interagit pas avec les photons (ou très peu) et qui n’a donc pas encore pu être observée directement. Néanmoins de nombreuses preuves de son existence sont observables comme par exemple la vitesse de rotation des étoiles autour du centre des galaxies qui aurait un profil très différent sans un ajout de matière non visible ([Rubin and Ford, 1970](#)) ou encore le lentillage gravitationnel. Cette matière noire est dite froide car non relativiste. La figure 1.3 montre le profil des vitesses des étoiles d’une galaxie avec la contribution de la matière ordinaire et de la matière noire à ces vitesses.
- L’énergie noire qui explique l’accélération de l’expansion de l’univers. En effet, sans cette énergie répulsive, l’expansion de l’univers devrait décélérer du fait de la gravitation induite par la matière. Elle est représentée mathématiquement par la simple constante  $\Lambda$  dans l’équation d’Einstein et on peut la considérer comme l’énergie du vide avec une pression négative et constante (voir section 1.3.1).

Ce modèle permet de rendre compte, de façon cohérente, de nombreuses observations avec simplement 5 paramètres que sont :

- La densité d’énergie actuelle de la matière ordinaire noté  $\Omega_b$
- La densité d’énergie actuelle de la matière noire froide noté  $\Omega_{\text{cdm}}$
- La constante de Hubble noté  $H_0$  et représentant le paramètre de Hubble aujourd’hui  $H(z=0)$
- L’amplitude spectrale des fluctuations primordiales à l’issue de la phase d’inflation  $A_s$
- L’indice spectral de ces fluctuations  $n_s$

Contraindre ces paramètres ainsi que les extensions du modèle  $\Lambda$ CDM est un des objectifs principaux de la cosmologie observationnelle. À noter que la profondeur optique  $\tau$  est, parfois,

également incluse dans les paramètres du modèle cosmologique car elle est ajusté par les analyses du fond diffus cosmologique.

Les principales extensions que nous prendrons en compte dans cette thèse sont, le modèle  $\omega\Lambda$ CDM dans lequel la courbure de l'univers peut être non nulle, le modèle  $w\Lambda$ CDM, où l'équation d'état de l'énergie noire n'est pas fixée à  $w = -1$ , et le modèle  $\nu\Lambda$ CDM où la masse des neutrinos est non nulle. Également, nous considérons un modèle pour lequel l'équation d'état de l'énergie noire varie en fonction du temps d'après l'équation,  $w(a) = w_0 + w_a(1 - a)$ , nous appellerons ce modèle  $w_0w_a\Lambda$ CDM. De plus, nous considérons différentes combinaisons de ces extensions.

## 1.6 Les sondes cosmologiques

Dans cette section, nous allons voir les principales observables en cosmologie, que nous pouvons séparer en deux groupes que sont les observables de l'univers primordial et les observables de l'univers local.

### 1.6.1 Les distances en cosmologie

Avant de présenter les différentes sondes, nous rappelons dans cette section la définition des distances utiles à cette thèse. En effet, nous nous focaliserons par la suite sur l'analyse de la distribution spatiale des quasars ce qui implique, en premier lieu, la mesure des distances cosmologiques. Dû à l'expansion de l'univers, plusieurs notions se rapportant aux distances coexistent.

#### 1.6.1.1 Décalage spectral vers le rouge

Le décalage vers le rouge, appelé dans le reste du manuscrit redshift, est un phénomène très important en cosmologie pour tout calcul de distance. Il est expérimentalement calculé comme

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_1}, \quad (1.19)$$

avec  $z$  le redshift de l'objet observé,  $\lambda_0$ , la longueur d'onde du photon à la réception et  $\lambda_1$ , la longueur d'onde à l'émission.

Techniquement le redshift est donc le décalage du spectre de l'objet vers les grandes longueurs d'onde. Il peut avoir plusieurs causes et peut être écrit comme la somme de chacune,

$$z_{\text{obs}} = z_{\text{cosmo}} + z_{\text{vp}} + z_{\text{grav}} + z_{\text{relat}} \quad (1.20)$$

Premièrement, le redshift cosmologique,  $z_{\text{cosmo}}$ , très important en cosmologie puisqu'il permet de directement mesurer le facteur d'échelle au moment où l'objet observé a émis sa lumière et donc sa distance par rapport à nous en supposant une cosmologie.

Ensuite, la vitesse particulière de l'objet crée un décalage spectral, c'est le redshift de Doppler  $z_{\text{vp}}$ . Si un objet se rapproche de l'observateur le spectre observé sera décalé vers les petites longueurs d'onde (décalage vers le bleu), au contraire si l'objet s'éloigne de l'observateur ce décalage se fera vers les grandes longueurs d'onde (décalage vers le rouge).

Enfin, le redshift gravitationnel  $z_{\text{grav}}$  est dû à un potentiel gravitationnel très important entre la source et l'observateur. Ce redshift est négligeable dans le cadre de l'étude des structures à grandes échelles excepté au voisinage d'un objet très massif tel qu'un trou noir ou une étoile à

neutrons que nous n'étudions pas ici. On négligera donc dans la suite de cette thèse ce redshift, ainsi que le redshift dû à des effets relativistes  $z_{\text{relat}}$  car faibles par rapport aux 2 précédents.

Le redshift Doppler est identique à l'effet Doppler visible sur Terre. Cela n'est pas le cas du redshift cosmologique, pour comprendre son origine nous pouvons supposer une source émettant des photons périodiquement, un photon est émis à  $t = t_1$  en  $r = R$ , on le détecte à  $t = t_0$  en  $r = 0$ . En utilisant la métrique FLRW pour le photon qui est un objet de type lumière,  $ds^2 = 0$ , on peut écrire

$$\begin{aligned} c \frac{dt}{a} &= \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \\ \implies c \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a} &= \int_R^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

On peut écrire la même relation pour un second photon émis à  $t = t_1 + \lambda_1/c$  et reçu à  $t = t_0 + \lambda_0/c$ ,

$$c \int_{t_1 + \lambda_1/c}^{t_0 + \lambda_0/c} \frac{dt}{a} = \int_R^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (1.22)$$

Ce qui implique

$$c \int_{t_1 + \lambda_1/c}^{t_0 + \lambda_0/c} \frac{dt}{a} = c \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a}. \quad (1.23)$$

On peut simplifier cette expression tel que

$$\begin{aligned} \int_{t_1 + \lambda_1/c}^{t_0} \frac{dt}{a} + \int_{t_0}^{t_0 + \lambda_0/c} \frac{dt}{a} &= \int_{t_1 + \lambda_1/c}^{t_0} \frac{dt}{a} + \int_{t_1}^{t_1 + \lambda_1/c} \frac{dt}{a} \\ \implies \int_{t_0}^{t_0 + \lambda_0/c} \frac{dt}{a} &= \int_{t_1}^{t_1 + \lambda_1/c} \frac{dt}{a}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

En supposant  $a$  constant durant l'intégration infinitésimale entre l'émission (et la réception) des deux photons, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{1}{a_1}(t_0 + \lambda_0/c - t_1) &= \frac{1}{a_0}(t_0 + \lambda_0/c - t_0) \\ \implies \frac{\lambda_0}{\lambda_1} &= \frac{a_0}{a_1} \end{aligned} \quad (1.25)$$

En incluant ce résultat dans l'équation 1.19 on voit que le redshift est bien directement relié au rapport du facteur d'échelle :

$$1 + z = \frac{a_0}{a_1}. \quad (1.26)$$

Si nous supposons une cosmologie, la mesure du redshift nous permet, donc, de calculer la distance nous séparant de l'objet ayant émis le spectre étudié.



### 1.6.1.2 La distance comobile

La distance comobile est la distance qui reste constante malgré l'expansion de l'univers. Nous pouvons séparer la définition de la distance comobile suivant sa composante parallèle à la ligne de visée et sa composante transversale. Le long de la ligne de visée, la distance comobile  $D_c$  entre un objet au redshift  $z$  et nous (à redshift  $z = 0$ ) sera ;

$$D_c = \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}. \quad (1.27)$$

La distance transverse comobile est la distance comobile entre 2 objets à un même redshift et séparés d'un angle  $\delta\theta$  dans le ciel. Elle est caractérisée par  $D_M\delta\theta$  où  $D_M$  est relié à la distance comobile le long de la ligne de visée par

$$D_M = \begin{cases} \frac{c}{H_0\sqrt{\Omega_k}} \sinh \left[ \sqrt{\Omega_k} \frac{cD_c}{H_0} \right] & \text{pour } \Omega_k > 0 \\ D_c & \text{pour } \Omega_k = 0 \\ \frac{c}{H_0\sqrt{|\Omega_k|}} \sin \left[ \sqrt{|\Omega_k|} \frac{cD_c}{H_0} \right] & \text{pour } \Omega_k < 0 \end{cases} \quad (1.28)$$

où les fonction trigonométriques  $\sinh$  et  $\sin$  sont les représentations mathématiques de la courbure de l'univers.

Nous pouvons également définir un volume comobile défini comme le volume qui suit l'expansion de l'univers. On peut relier l'élément du volume comobile sur un intervalle en angle solide  $d\Omega$  et en redshift  $dz$  à la distance comobile transverse par

$$dV_c = \frac{D_M^2(z)}{H(z)} d\Omega dz \quad (1.29)$$

### 1.6.1.3 Distance angulaire

La distance angulaire est définie comme le rapport entre la taille transverse physique d'un objet  $x$  et sa taille angulaire  $\theta$ ,

$$D_A = \frac{x}{\theta}. \quad (1.30)$$

Elle est principalement utilisée pour convertir une séparation angulaire dans les observations et la séparation physique propre. On peut la relier à la distance comobile transverse,

$$D_A = \frac{D_M}{1+z}. \quad (1.31)$$

### 1.6.1.4 Distance de luminosité

Elle est définie par le rapport de la luminosité bolométrique  $L$  (intégrée sur toutes les fréquences) et le flux bolométrique  $\Phi$ ,

$$D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi\Phi}}, \quad (1.32)$$

et on peut la relier à la distance comobile,

$$D_L = (1+z)D_M. \quad (1.33)$$

La figure 1.4 montre l'évolution des différentes distances discutés ici.

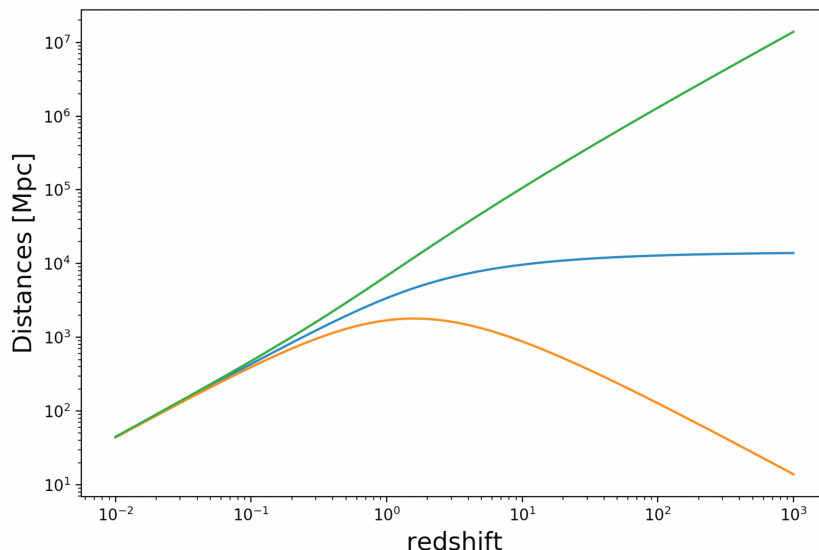


FIGURE 1.4 – L'évolution des différentes notions de distance en fonction du redshift. La ligne bleue représente la distance comobile  $D_M$ , la ligne orange représente la distance angulaire  $D_A$ , la ligne verte représente la distance de luminosité  $D_L$

### 1.6.2 Le Fond diffus cosmologique

Nous allons voir ici une présentation succincte du fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) qui est l'observable ayant posé les bases de la cosmologie de précision.

Penzias et Wilson l'ont découvert en 1964 en cherchant à étalonner le bruit de fond de leur radio-télescope, et ont découvert un bruit de fond à une température constante (dans le temps et dans l'espace) de 2.7K (Penzias and Wilson, 1965). Ce fond cosmologique est parfaitement expliqué par le modèle du Big Bang chaud. L'univers primordial est en équilibre thermique et sa distribution en énergie suit la loi du corps noir. Du fait de l'expansion, ce plasma primordial constitué de photons, d'électrons et de baryons (principalement de noyaux d'H) se refroidit. Quand sa température atteint la température d'ionisation de l'hydrogène, les électrons et les noyaux d'H se recombinent pour former les atomes d'H ce qui diminue fortement le nombre d'électrons libres, les photons peuvent alors se propager sans interaction. Cette recombinaison se déroule pour une température de 3000K correspondant à  $z = 1100$  (380 000 ans après le Big Bang). Bien que cette recombinaison ne soit pas instantanée, elle fut suffisamment rapide pour que l'on puisse parler de surface de dernière diffusion.

La température des photons est inversement proportionnelle à leur longueur d'onde  $\lambda = \frac{hc}{k_b T_\gamma}$  qui suit le facteur d'échelle  $T(t) = \frac{T_0}{a(t)}$ . C'est pourquoi, la température du fond diffus cosmologique actuelle observée est plus faible,  $T = 2.7255 \pm 0.0006 K$  (Fixsen, 2009). Le CMB actuel est vu comme un corps noir quasi parfait avec des anisotropies de l'ordre de  $10^{-5}$  qui sont à l'origine des structures à grande échelle visibles aujourd'hui.

Pour décrire les fluctuations de température, le signal peut être décomposé en harmoniques sphériques  $Y_{lm}$ , ce qui permet d'écrire les anisotropies de températures,

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (1.34)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  sont les coordonnées sphériques, et  $a_{lm}$  est l'amplitude du mode  $l, m$ . Le spectre de puissance de ces anisotropies est défini tel que :

$$\begin{aligned}\Delta T^2 &= \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l, \\ C_l &= \langle |a_{lm}^2| \rangle_m\end{aligned}\tag{1.35}$$

Pour un  $l$  fixé, seuls  $2l+1$  modes  $m$  peuvent être mesurés indépendamment, ce qui pose une limite théorique dans la précision de la mesure des  $C_l$ ,

$$\Delta C_l = \sqrt{\frac{2}{2l+1}} C_l.\tag{1.36}$$

Cette borne inférieure à l'erreur est appelée la variance cosmique et vient directement de la finitude et de l'unicité de l'univers observable.

La figure 1.5 montre le spectre de puissance du CMB calculé par [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#). On peut séparer ce spectre selon trois caractéristiques principales :

- Le plateau Sachs-Wolfe ;  $l \leq 30$ . Il correspond aux échelles plus grandes que l'horizon pour lesquelles les anisotropies n'ont pas évoluées. Le spectre de puissance de température à ces échelles va nous renseigner sur les conditions initiales. La hauteur de ce plateau est relié au redshift gravitationnel ainsi qu'aux fluctuations de températures intrinsèques par  $\frac{\delta T}{T} \simeq \frac{\delta\phi}{3c^2}$ , où  $\delta\phi$  représente les perturbations du potentiel gravitationnel.
- Les pics acoustiques ;  $30 \leq l \leq 1000$ . Pour ces échelles plus petites que l'horizon, les anisotropies du spectre proviennent des oscillations acoustiques qui se sont produites avant la recombinaison des atomes. Ce phénomène sera expliqué plus en détails dans la section 1.6.6.2 mais il est intéressant de noter ici, que ces oscillations dans le spectre de puissance du CMB permettent de calculer la densité de matière baryonique par le calcul du rapport de l'amplitude des pics. Également, la position des pics est fonction de la densité de matière totale de l'univers.
- La queue d'amortissement ;  $l \geq 1000$ . La recombinaison n'est pas un processus instantané, de ce fait, la surface de dernière diffusion possède une épaisseur. Cela crée un amortissement du spectre de puissance pour des échelles plus petites que cette épaisseur.

### 1.6.3 La nucléosynthèse primordiale

D'après la théorie du Big Bang, l'univers primordial était beaucoup plus chaud et dense que l'univers actuel. Dans les premières secondes après le Big Bang,  $t < 1s$  ( $T > 1\text{MeV}$ ), les particules élémentaires sont en équilibre thermodynamique selon les réactions :



Les atomes, et même les noyaux (autres que Hydrogène), sont impossibles à créer dans cet univers trop énergétique.

À  $t \sim 1\text{MeV}$ , l'échelle de temps de la réaction  $p + e^- \Leftrightarrow n + \nu_e$  devient plus longue que  $t_H = H^{-1}$ , le temps de Hubble, qui est le temps caractéristique pour un changement de température

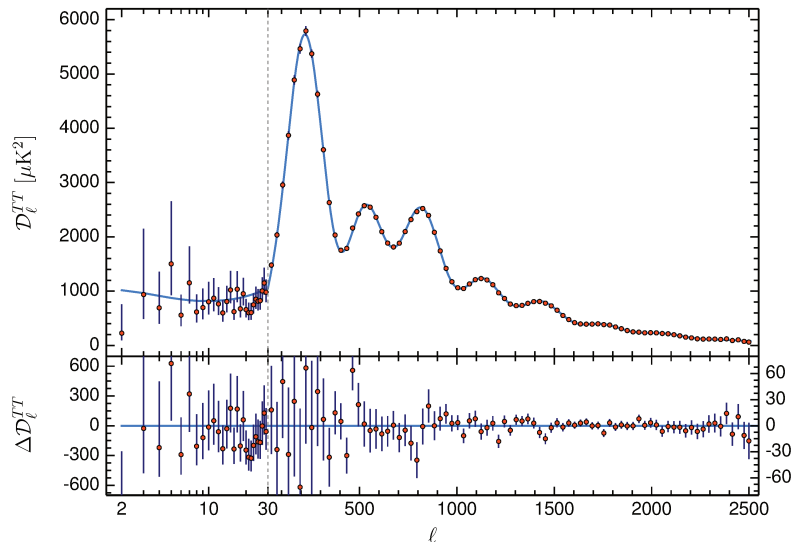


FIGURE 1.5 – Le spectre de puissance de la température du CMB. L'axe  $x$  est logarithmique pour  $l < 30$ . La ligne bleue montre le meilleur ajustement. Pris de [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#)

et de densité. De ce fait, la réaction s'arrête et le rapport proton/neutron se fixe à une valeur à peu près égale à 6.

Le neutron est instable, avec un temps de demi-vie de  $880.3 \pm 1.1$  s et se désintègre selon la réaction  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  ([Group et al., 2020](#)). De ce fait, et tant que l'énergie des photons permet de casser les liaisons entre neutrons et protons, le rapport proton/neutron va continuer d'augmenter pour atteindre  $\sim 7$ . C'est ce qui se passe pour des énergies comprise entre  $800\text{keV} > T > 60\text{keV}$ .

À partir de  $T = 60\text{keV}$ , les photons n'ont plus assez d'énergie pour casser les liaisons neutron-proton et les réactions nucléaires peuvent commencer pour la création des noyaux les plus légers, le Deutérium D ( $=^2\text{H}$ ), l'Hélium  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ , et le Lithium  $^7\text{Li}$ . Du fait de l'expansion de l'univers, la température et la densité continuent de baisser et à  $T = 60\text{keV}$  ( $t \sim 300\text{s}$ ) l'énergie est trop faible pour la fusion de nouveaux noyaux, et cette phase de nucléosynthèse primordiale s'arrête.

Du fait de la connaissance de la section efficace de chaque réaction et des énergies impliquées en fonction du temps, l'abondance des éléments légers dans l'univers a pu être prédite en fonction de la densité de baryons. La figure 1.6 montre l'abondance théorique de ces éléments en fonction de  $\omega_b = \Omega_b h^2$ . En combinant cela avec les observations (carrés jaunes), il est possible de poser une contrainte sur la densité baryonique,  $\omega_b^{bbn} = 0.02235 \pm 0.00037$ , qui est en accord avec la valeur prédite par [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#),  $\omega_b^{cmb} = 0.02237 \pm 0.00015$ . Seule l'abondance en Lithium semble plus faible dans les observations, ce qui pourrait être dû à des effets astrophysiques dans la nucléosynthèse stellaire mais cela reste une importante énigme à résoudre.

#### 1.6.4 Les supernovae

Les supernovae constituent la première sonde ayant permis l'observation de l'accélération de l'expansion de l'univers. Il en existe plusieurs types, nous présentons ici les supernovae SNIa, aussi appelées supernovae thermonucléaires, qui ont la particularité de ne pas contenir d'Hydrogène. Dans un système binaire composé d'une naine blanche et d'un autre corps massif, la

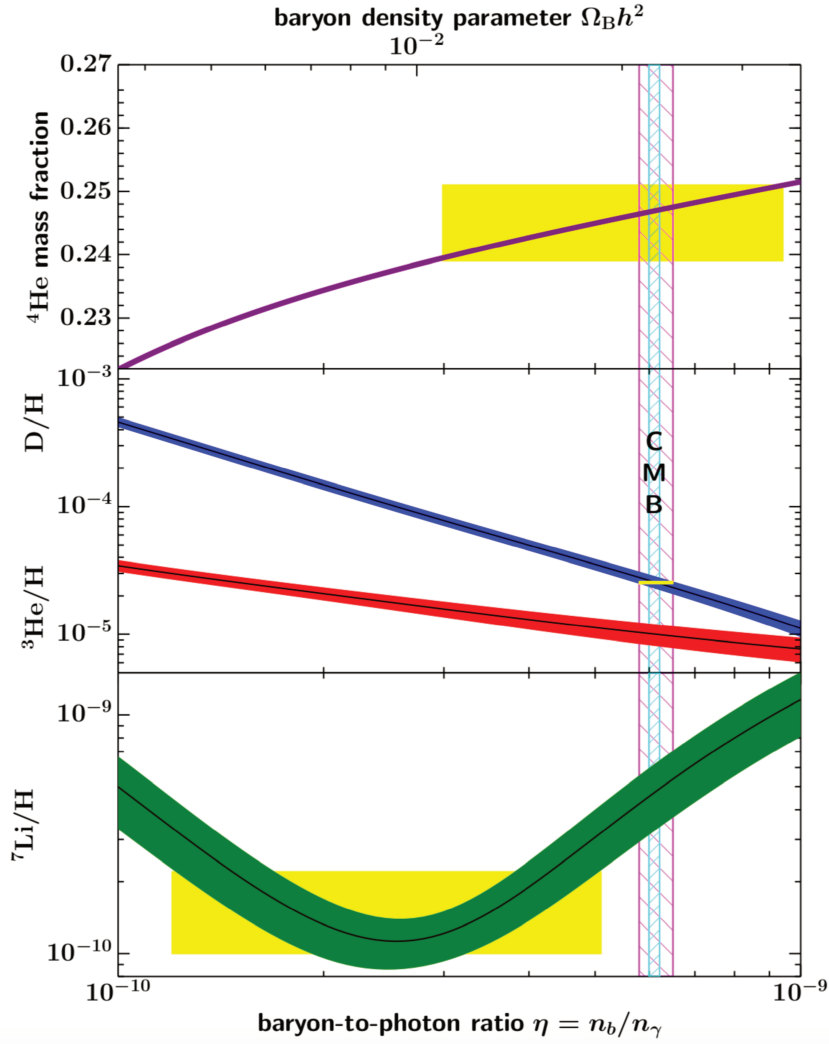


FIGURE 1.6 – Abondance primordiale de  ${}^4\text{He}$ , D,  ${}^3\text{He}$  et  ${}^7\text{Li}$  prédite par la BBN. Les bandes représentent 95% de niveau de confiance. Les carrés jaunes indiquent l’abondance observée pour ces éléments. La bande verticale cyan indique la valeur de  $\Omega_b$  prédite par le CMB alors que la bande violette indique la valeur de  $\Omega_b$  concordante pour l’abondance de Deutérium et d’Hélium 4. Pris de [Group et al. \(2020\)](#)

naine blanche accrète la matière du compagnon, jusqu’à atteindre la masse maximale que la pression de dégénérescence électronique peut supporter, la masse de Chandrasekhar ([Chandrasekhar, 1931](#)),  $M = 1.4 M_\odot$ . Le dépassement de cette masse implique une explosion, que nous appelons supernovae SNIa. Ayant lieu pour la même quantité de masse, il a été démontré que l’on pouvait utiliser cette explosion comme chandelle standard, après la prise en compte des différents paramètres de nuisance telle que la forme de la courbe de lumière.

De nombreuses équipes de chercheurs continuent de travailler sur le sujet pour notamment contraindre le paramètre de Hubble,  $H_0$ . Cette mesure est en désaccord profond avec la mesure de ce paramètre effectuée d’après le fond diffus cosmologique.

$$\begin{aligned} H_0^{sn} &= 74.0 \pm 1.4 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1} \\ H_0^{cmb} &= 67.4 \pm 0.5 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Cette différence, de  $4.4\sigma$  n’est toujours pas expliquée. Elle pourrait être due à des erreurs systématiques inconnues dans au moins une des expériences ou à la signature de nouvelle physique

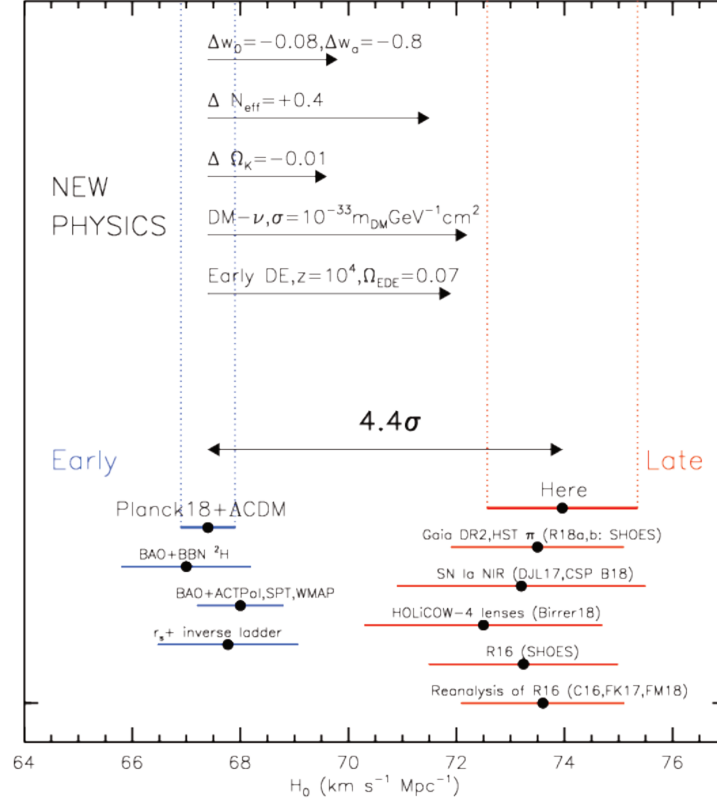


FIGURE 1.7 – Comparaison de la mesure de  $H_0$  dans l’univers primordial ou local. La partie supérieure du graphique montre le type de nouvelles physiques qui pourraient expliquer cette différence. De Riess et al. (2019)

comme l’énergie noire primordiale (Poulin et al., 2019). La figure 1.7 montre graphiquement la différence entre la valeur de  $H_0$  extraite d’analyse d’univers primordial ou local, ainsi que des nouvelles physiques qui pourraient expliquer cette différence.  $\Delta w_0$  et  $\Delta w_a$  correspondent à un changement dans l’équation d’état de l’énergie noire.  $\Delta N_{\text{eff}}$  à un changement dans le nombre effectif de neutrinos dans le modèle standard,  $\Delta \Omega_k$  représente une courbure non nulle. DM- $\nu$ , est une interaction entre la matière noire et les neutrinos avec une section efficace égale à  $\sigma = 10^{-33} m_{\text{DM}} \text{GeV}^{-1} \text{cm}^2$ . Enfin Early DE représente les modèles d’énergie noire dans l’univers jeune, dans cet exemple avec un impact apparaissant à  $z = 10^4$  et représentant une densité d’énergie  $\Omega_{\text{EDE}}$ .

En supposant un modèle  $\Lambda$ CDM plat, Betoule et al. (2014) a également permis de contraindre la densité de masse de l’univers,  $\Omega_m = 0.295 \pm 0.034$ , en utilisant 740 spectres de supernovae.

### 1.6.5 Le lentillage gravitationnel faible

La lumière des galaxies d’arrière plan est défléchiée par les corps massifs le long de la ligne de visée. Dans le cas d’un grand puits de potentiel gravitationnel, ces distorsions sont telles qu’elles peuvent résulter en arcs, en images multiples ou même en anneaux d’Einstein. Ce lentillage gravitationnel fort sera causé par des amas de galaxies par exemple.

De plus basses perturbations du champ gravitationnel vont mener au lentillage gravitationnel faible. Il est plus difficilement observable, mais peut être utilisé de façon statistique pour mesurer le spectre de puissance de la matière dans des régions données du ciel (Refregier, 2003).

Plusieurs effets systématiques doivent être pris en compte pour l'interprétation de ce lentillage gravitationnel faible dont les principales sont la détermination du redshift de la galaxie source, l'alignement intrinsèque entre galaxies, la modélisation des non-linéarités et les distorsions atmosphériques; ces dernières n'étant pas un problème dans le cas de missions spatiales telles qu'Euclid.

La contrainte principale provenant du lentillage faible est la mesure du paramètre dérivé  $S_8 = \sigma_8 \sqrt{\frac{\Omega_m}{0.3}}$ . Le relevé KiDS, combiné avec VISTA VIKING, a utilisé  $450 \text{deg}^2$  du ciel pour la mesure du lentillage faible et la contrainte cosmologique,  $S_8 = 0.737_{0.036}^{+0.040}$  (Hildebrandt et al., 2020). Cette valeur est plus basse que la valeur induite de Planck à  $2.3\sigma$ .

Dans le futur proche, de grands relevés, au sol tel que LSST (Collaboration et al., 2009) ou dans l'espace tel qu'Euclid (Amendola et al., 2018) sont en partie conçus dans le but d'améliorer les contraintes cosmologiques à partir du lentillage gravitationnel.

### 1.6.6 La distribution spatiale de galaxies

Dans cette thèse, nous étudions la distribution spatiale des quasars dans l'univers pour comprendre la structuration de ces objets. Pour cette étude, deux principales observables sont utilisées pour ajuster les paramètres des modèles cosmologiques; l'oscillation acoustique de baryon (BAO) et la distorsion dans l'espace des redshifts (RSD). Avant de rentrer dans les détails de modélisation de la distribution des quasars dans le chapitre 3, nous présentons dans cette section une vision générale des structures à grande échelle.

#### 1.6.6.1 Le spectre de puissance de la matière

Comme décrit dans la section 1.1.1, l'univers est statistiquement, et à grande échelle, homogène. Néanmoins, à plus petite échelle des inhomogénéités apparaissent. Nous les étudions par la mesure du spectre de puissance que nous présentons dans cette section.

Pour décrire la distribution des structures à grande échelle, nous adoptons une approche statistique du champs de densité de la matière. Pour cela, nous définissons les fluctuations du champ de densité tel que

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{\rho(\mathbf{x}) - \langle \rho \rangle}{\langle \rho \rangle}, \quad (1.39)$$

où  $\rho(\mathbf{x})$  est la densité au point  $\mathbf{x}$ . Nous pouvons noter que nous utilisons la moyenne d'ensemble  $\langle \rho \rangle$ . Dans les faits, de par l'unicité de l'univers, nous n'avons accès qu'à la moyenne sur un volume donné  $\bar{\rho}$ . Nous supposons que le champ de densité est ergodique et que le volume en question est suffisamment grand pour que  $\bar{\rho} = \langle \rho \rangle$ .

Nous notons également le pendant des fluctuations de densité en espace de Fourier que nous définissons tel que

$$\delta(\mathbf{k}) = \int \delta(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{k}} d\mathbf{x} \quad (1.40)$$

D'après l'équation 1.39, il est aisé de voir que les fluctuations du champs de densité (également appelées le contraste de densité) sera en moyenne nulle,  $\langle \delta(\mathbf{x}) \rangle = 0$ . Pour caractériser le champs de densité il nous faut donc nous intéresser à sa variance; le spectre de puissance en espace de Fourier  $P(\mathbf{k})$ .

$$\langle \delta(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta^{(D)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P(\mathbf{k}), \quad (1.41)$$

où la distribution de Dirac est définie comme  $\delta^{(D)}(\mathbf{q}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{q} = 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$



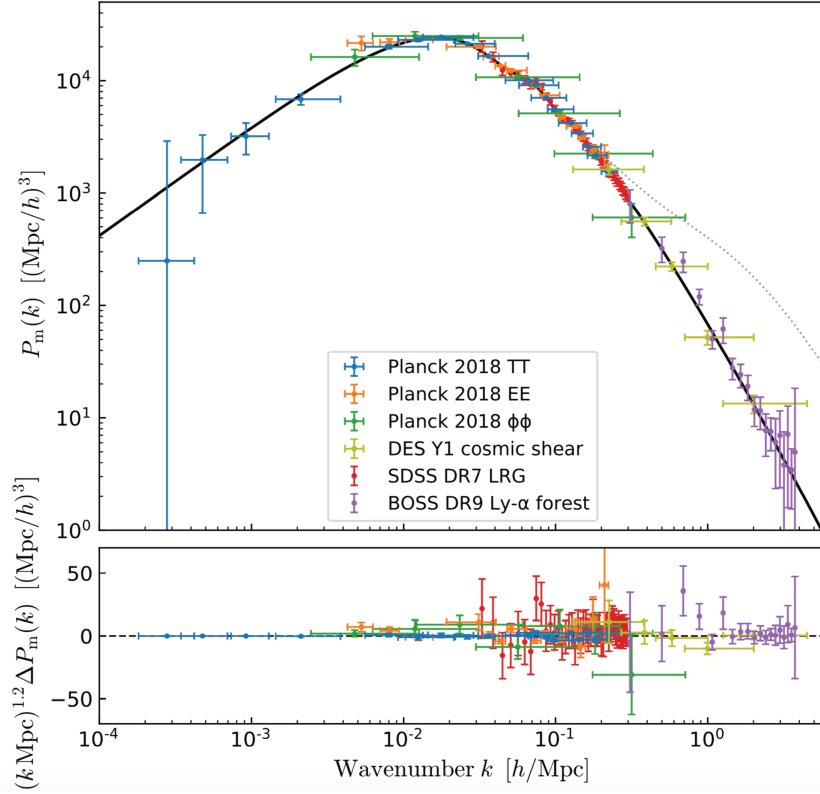


FIGURE 1.8 – Spectre de puissance de la matière. Les points représentent les observations à l’aide de différentes sondes. La ligne pleine montre le meilleur ajustement de [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#) avec le modèle  $\Lambda$ CDM. De [Chabanier et al. \(2019\)](#)

Le spectre de puissance quantifie la contribution de chaque mode  $\mathbf{k}$  à la variance du champ étudié. Dans les études théoriques, l’espace de Fourier est souvent privilégié car ces modes évolueront de manière indépendants pour des perturbations suffisamment petites. La figure 1.8 montre le spectre de puissance de la matière à  $z = 0$  en utilisant différentes sondes. Un très bon accord existe avec la prédiction faite à partir du CMB et du modèle  $\Lambda$ CDM.

En espace de configuration, nous définissons la fonction de corrélation à deux points  $\xi$  qui est la transformée de Fourier du spectre de puissance,

$$\xi(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} P(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{r}\cdot\mathbf{k}} = \langle \delta(\mathbf{x}) \delta(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle. \quad (1.42)$$

On peut interpréter la fonction de corrélation  $\xi(\mathbf{r})$  comme l’excès de probabilité  $dP$  de trouver deux objets dans des volumes infinitésimaux  $dV_{1,2}$  séparés par  $\mathbf{r}$ .

$$dP = \langle \rho \rangle (1 + \xi(\mathbf{r})) dV_1 dV_2 \quad (1.43)$$

Dans un univers statistiquement isotrope, le spectre de puissance et la fonction de corrélation ne dépendent, respectivement, que de la norme du vecteur d’onde  $k = \|\mathbf{k}\|$  et de la norme du vecteur position  $r = \|\mathbf{r}\|$ ,

$$\begin{aligned} P(\mathbf{k}) &= P(k) \\ \xi(\mathbf{r}) &= \xi(r) \end{aligned} \quad (1.44)$$



Ici,  $P(k) = P_m(k)$  représente le spectre de puissance de la matière, mais ce sont les galaxies (ou quasars dans notre cas) que nous observons. Elles ne représentent qu'une petite partie du total de matière présent dans l'univers. De plus, ces traceurs ne se forment que dans les régions les plus denses de l'univers, nous les considérons donc comme des traceurs biaisés de la matière. Nous pouvons définir, en théorie linéaire, ce biais comme

$$P_t(k) = b^2 P_m(k) \quad (1.45)$$

où  $b$  est le biais et les indices  $t$  et  $m$  représentent, respectivement, le traceur et la matière.

### 1.6.6.2 Oscillations Acoustiques de Baryons

Comme vu dans la section 1.6.2, avant la recombinaison, les baryons, les électrons et les photons forment un plasma. Ce plasma subit 2 forces contradictoires, la gravité qui a tendance à augmenter les surdensités et la pression de radiation qui diminue ces surdensités. Ceci amène à la formation d'ondes acoustiques qui se déplacent à la vitesse du son dans ce milieu,

$$c_s(z) = \sqrt{3}c \left[ 1 + \frac{3\rho_b(z)}{4\rho_\gamma(z)} \right], \quad (1.46)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Au moment du découplage, ces ondes acoustiques sont figées et laissent une empreinte dans la distribution spatiale de la matière, une faible surdensité correspondant à une distance comobile de

$$r_s(z_d) = \int_{z_d}^{\infty} \frac{c_s(z)}{H(z)} dz \approx 100 \text{Mpc.h}^{-1} \quad (1.47)$$

avec  $z_d = 1060$ , le redshift au moment du découplage des photons et des baryons, juste après la recombinaison à  $z = 1090$ . Cette empreinte forme une "échelle standard" que l'on cherche à mesurer à différentes époques de l'évolution de l'univers pour nous permettre de mieux comprendre sa géométrie. Pour expliquer plus en détails la formation de ces oscillations acoustiques de baryons je vais m'appuyer sur la figure 1.10 représentant six clichés à plusieurs redshifts tirés de l'animation de Eisenstein et al. (2007) où l'on peut voir l'évolution spatiale à une dimension d'une fluctuation de densité dans le plasma primordial pour les différentes espèces. La courbe noire représente la matière noire, la courbe bleue la matière baryonique, les photons sont représentés par la courbe rouge, et enfin, les neutrinos sont représentés en vert.

- $z = 82\,507$  : Ce premier cliché nous montre la surdensité initiale. Toutes les espèces sont à  $r = 0$ .
- $z = 13\,102$  : Les baryons et les photons sont couplés et forment un plasma dont la surdensité se propage sous la forme d'une onde acoustique du fait de la pression radiative des photons. Les neutrinos se propagent librement. La matière noire n'est pas couplée avec les autres espèces et s'accumule à l'origine de la surdensité.
- $z = 1\,172$  : Durant la recombinaison des noyaux d'hydrogène avec les électrons, le libre parcours moyen des photons devient plus important et les photons se découplent du plasma de baryons. L'onde baryonique n'est plus emmenée par la pression radiative des photons et s'arrête. La surdensité initiale de matière noire croît du fait de l'attraction gravitationnelle qu'elle soumet à la matière environnante.

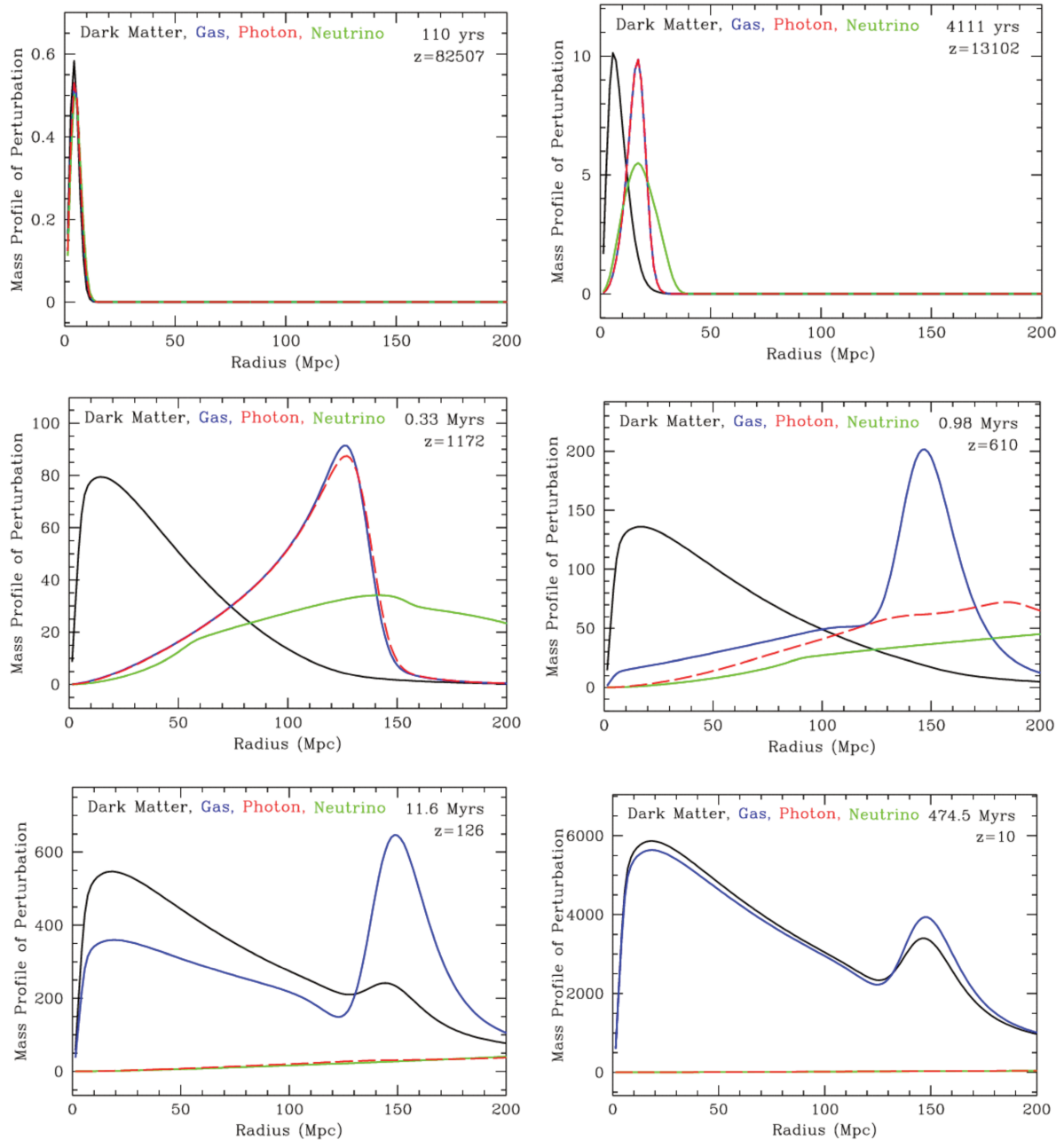


FIGURE 1.9 – Profil de masse des perturbations des différentes composantes énergétiques de l'univers en fonction de la distance comobile à une surdensité initiale. À partir de (Eisenstein et al., 2007)

- $z = 610$  : Les photons se propagent librement. La surdensité de baryons s'accroît autour de la surdensité initiale.
- $z = 126$  : La matière noire et la matière ordinaire interagissent gravitationnellement de par les surdensité qui forment des puits de potentiel.
- $z = 10$  : Le profil de la matière noire et de la matière baryonique s'équilibrent. On peut observer la surdensité initiale ainsi qu'une plus petite surdensité à  $\sim 150$  Mpc.

Nous avons vu dans la section précédente que les galaxies étaient un traceur (biaisé) de la matière ; la même distance (comobile) caractéristique sera donc observable dans la fonction de corrélation sous la forme d'un pic, ou sous la forme d'oscillations dans le spectre de puissance.

Les premières observations statistiquement importantes ont été publiées en 2005 indépendamment par deux équipes de recherches, l'une travaillant avec le relevé SDSS DR3 contenant  $\sim 47\,000$  galaxies rouges (Eisenstein et al., 2005), l'autre travaillant sur le relevé final 2dFGRS contenant  $\sim 22\,000$  galaxies (Cole et al., 2005).

Ce pic BAO sera élargi du fait des non linéarités du phénomène de formation des structures. Dans le cas où la densité du relevé est suffisante il est possible d'utiliser une technique de reconstruction pour affiner le pic tout en augmentant son amplitude (Eisenstein et al., 2007). Cette méthode consiste à partiellement défaire les non linéarités en appliquant le mouvement inverse dû à l'évolution gravitationnelle. Le plus souvent, cela est effectué en utilisant l'approximation de Zel'Dovich (voir section 3.1.5). Dans le cas des quasars, nous sommes dominés par le bruit de grenaille ce qui rend cette technique inutilisable.

Nous observons la distribution de galaxies en coordonnées cosmologiques, c'est-à-dire en ascension droite, déclinaison et redshift (appelé ensuite R.A., Dec.,  $z$ ) alors que pour calculer le spectre de puissance (ou de façon équivalente la fonction de corrélation en espace de configuration) il est nécessaire de passer en coordonnées cartésiennes ( $x, y, z$ ). Cette conversion des redshifts en distances radiales ce fait en supposant une cosmologie, dite fiducielle qui nous donne la relation entre le redshift et la distance radiale, mesurable par la distance de Hubble  $D_H$ , et la relation entre la séparation angulaire et la distance perpendiculaire à la ligne de visée, mesurable par la distance transverse comobile  $D_M$ . Dans le cas où nous utilisons une cosmologie qui ne serait pas la bonne, des anisotropies apparaissent dans la distribution ; c'est l'effet Alcock-Paczynski (Alcock and Paczynski, 1979). La mesure de cet effet permet de contraindre les paramètres cosmologiques au travers des relations :

$$\begin{aligned}\alpha_{\parallel} &= \frac{D_H(z)r_d^{\text{fid}}}{D_H^{\text{fid}}(z)r_d} \\ \alpha_{\perp} &= \frac{D_M(z)r_d^{\text{fid}}}{D_M^{\text{fid}}(z)r_d}\end{aligned}\tag{1.48}$$

où l'exposant 'fid' montre les quantités calculées dans la cosmologie fiducielle. Alternativement, il est possible de définir un décalage isotrope du pic BAO en utilisant la définition de la distance BAO moyennée sur la distance caractéristique du volume  $D_V = (D_H D_M^2)^{1/3}$ ,

$$\alpha_{iso} = \frac{D_V(z)r_d^{\text{fid}}}{D_V^{\text{fid}}(z)r_d}\tag{1.49}$$

En mesurant les distances cosmologiques, l'analyse du pic BAO permet de contraindre les paramètres cosmologiques, et particulièrement la quantité de matière. Cette méthode permet d'étudier l'univers jusqu'à un redshift de  $z = 2.2$  grâce aux grands relevés tel que eBOSS Collaboration et al. (2020), sur lequel cette thèse est basée, ou dans un futur proche DESI (Collaboration et al., 2016). La figure 1.10 montre le meilleur ajustement de l'échelle BAO pour l'échantillon de quasar du relevé BOSS (Ata et al., 2018) en espace de Fourier et en espace des configurations.

### 1.6.6.3 Distorsion dans l'espace des redshifts

La distorsion dans l'espace des redshifts (RSD pour Redshift Space Distortions) est un effet observationnel qui nous permet de remonter aux paramètres cosmologiques du relevé étudié, et

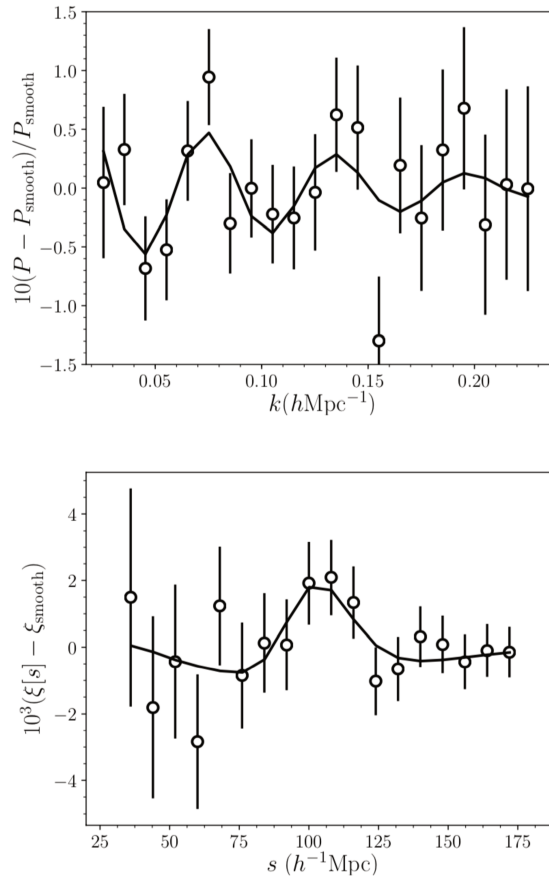


FIGURE 1.10 – Caractéristique du BAO dans le spectre de puissance (panneau du haut) et dans la fonction de corrélation (panneau du bas) pour l'échantillon de quasar de BOSS. Les points représentent les données, tandis que les lignes montrent le meilleur ajustement. Sur ces deux graphiques un modèle sans oscillations de BAO a été soustrait. De [Ata et al. \(2018\)](#)

plus précisément à son taux de croissance des structures qui est lié à la quantité de matière dans l'univers.

Ce phénomène apparaît car nous mesurons les distances des galaxies grâce à leur redshift. Ce redshift, comme expliqué dans la section 1.6.1.1, a 2 composantes : sa composante liée à l'expansion (c'est celle qui nous permet de convertir les redshifts en distance via une cosmologie fiducielle) et sa composante liée aux vitesses particulières des objets qui va fausser cette relation redshifts-distances.

La gravitation implique que la matière est attirée par les surdensités. En observant une surdensité, à grande échelle, le long de la ligne de visée, les objets se trouvant devant cette surdensité auront une vitesse moyenne radiale positive (on utilise ici comme convention qu'une vitesse radiale positive indique que l'objet s'éloigne de nous) puisqu'ils seront attirés par la matière. A contrario, les objets placés derrière la surdensité auront une vitesse radiale négative. De ce fait, au lieu de voir la structuration comme isotrope, ce qu'elle est dans l'espace réel, elle nous apparaîtra écrasée le long de la ligne de visée, c'est ce qu'on appelle l'effet de Kaiser ([Kaiser, 1987](#)). De plus, à petite échelle ( $r < 1 \text{ Mpc.h}^{-1}$ ), le système est virialisé, et de ce fait, la dispersion de vitesse crée un allongement de la structuration le long de la ligne de visée qui est ressenti jusqu'à  $r \sim 20 \text{ Mpc.h}^{-1}$ , ce phénomène est appelé l'effet de Finger-of-God (FoG). La figure 1.11 illustre la distorsion dans l'espace des redshifts pour une surdensité sphérique.

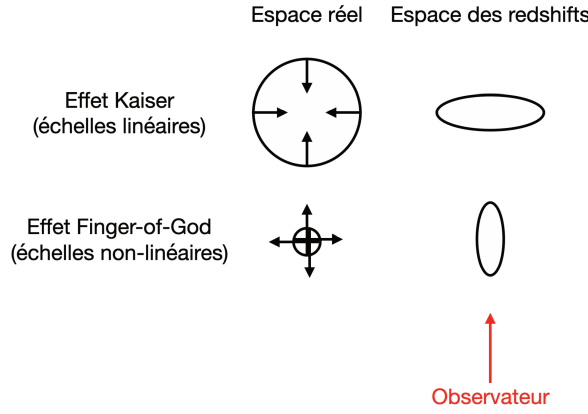


FIGURE 1.11 – Illustration schématique des RSD pour une surdensité sphérique. La flèche rouge représente la ligne de visée, les lignes noires montrent la vitesse des objets en espace réel qui distord la structuration dans l'espace des redshifts.

Nous utilisons dans ce manuscrit le terme "espace des redshifts" pour décrire l'espace dans lequel la distance radiale est directement calculée suivant le redshift observé  $z_{\text{obs}}$ . En opposition à celui-ci, nous définissons l'espace réel comme l'espace pour lequel la distance radiale est calculée à partir du redshift cosmologique  $z_{\text{cosmo}}$ . La relation entre la position en espace des redshifts  $\mathbf{s}$  et celle en espace réel  $\mathbf{r}$  peut s'écrire

$$\mathbf{s} = \mathbf{r} + \frac{\mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{r}}}{aH} \hat{\mathbf{r}} \quad (1.50)$$

où  $\hat{\mathbf{r}}$  est le vecteur unitaire le long de la ligne de visée et  $\mathbf{u}$  la vitesse particulière de l'objet.

Grâce à cette distorsion, nous avons une mesure de la divergence du champ de vitesse des galaxies observées. En théorie linéaire, cette divergence du champ des vitesses est reliée au taux de croissance des structures linéaire  $f$  par :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = f \delta_m. \quad (1.51)$$

Il est possible de prendre en compte cet écrasement de la structuration le long de la ligne de visée par la formule de Kaiser (Kaiser, 1987) (en théorie linéaire)

$$P_s(k, \mu) = (b^2 + 2bf\mu^2 + f^2\mu^4)P_m(k), \quad (1.52)$$

où  $P_s$  est le spectre de puissance d'un traceur biaisé en espace des redshifts,  $P_m$  est le spectre de la matière en espace réel et  $\mu = \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_{\parallel}$  est le cosinus de l'angle entre le mode  $\mathbf{k}$  et la ligne de visée.

Le calcul des multipôles pairs supérieurs à 0 (2 et 4) du spectre de puissance sur la base des polynômes de Legendre, nous permet de mesurer les anisotropies du champ de densité en espace des redshifts.

Dans une analyse utilisant la statistique à 2 points (spectre de puissance ou fonction de corrélation), le biais  $b$  (et le taux de croissance linéaire des structures  $f$ ) est dégénéré avec la normalisation du spectre de puissance (Percival and White, 2009), c'est-à-dire qu'une variation du biais et une variation de la normalisation du spectre implique le même changement dans le spectre de puissance. C'est pourquoi, les valeurs reportées dans les résultats cosmologiques sont  $b\sigma_8$  et  $f\sigma_8$ , avec  $\sigma_8$  la normalisation du spectre de puissance linéaire dans une sphère de

$8 h^{-1} \text{Mpc}$ ,

$$\sigma_8^2 = \int \frac{dk}{2\pi} W_8(k) k^2 P_{\text{lin}}(k, \mu), \quad (1.53)$$

où  $P_{\text{lin}}$  est le spectre de puissance linéaire calculé au redshift d'intérêt et  $W_8(k)$  est la transformée de Fourier de  $W_8(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r < 8h^{-1} \text{Mpc} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$ .

À noter que le choix du rayon de  $8 h^{-1} \text{Mpc}$  a été choisi initialement car à  $z = 0$ ,  $\sigma_8 \approx 1$ .

Pour effectuer l'analyse des RSD, nous analysons l'ensemble du spectre de puissance (sur une plage en  $k$  donnée). Là où, pour l'analyse des BAO, seules les oscillations nous permettent d'extraire de l'information. Cette analyse de forme complète inclut une mesure de  $f\sigma_8$  en plus des paramètres d'Alcock-Paczynski. La combinaison  $f\sigma_8$  est donc, théoriquement, mesurée indépendamment de la cosmologie choisie au départ. La difficulté de cette analyse est la prise en compte des non linéarités, celles inhérentes à l'évolution des champs de densité et de matière, celles qui peuvent être dues aux non-linéarités du biais, ainsi que celles provenant du lien entre espace des redshifts et espace réel, et enfin les non-linéarités dues au Finger-of-God. La théorie de la structuration de l'univers est expliquée de façon plus détaillée dans le chapitre 3.

Pour mettre en perspective ce travail de thèse au regard des précédentes études de la position du pic BAO ou de la modélisation de la forme complète du spectre de puissance incluant les RSD, nous présentons dans la table 1.1, la précision de la mesure des distances cosmologiques et du taux de croissance des structures pour les principales analyses de ce type qui mène pour les meilleures contraintes à 1% pour les distances cosmologiques et 8% pour  $f\sigma_8$  pour un redshift inférieur à 1. Pour la lecture de ce tableau, il est important de noter que les lignes avec une valeur pour  $f\sigma_8$  sans précision sur les distances cosmologiques, indique que l'ajustement des données a été effectué sans marginalisation sur les paramètres d'Alcock-Paczynski.

TABLE 1.1 – Précision sur la mesure des distances cosmologiques et  $f\sigma_8$  pour différents relevés cosmologiques. Toutes les valeurs sont exprimées en pourcentage. En gras, sont représentés les programmes qui sont inclus dans l’analyse cosmologique finale de SDSS (voir chapitre 5).

relevé	référence	$z$	$D_V$	$D_M$	$D_H$	$f\sigma_8$
2dFGRS	Percival et al. (2004)	0.17	-	-	-	13
6dFGS	Beutler et al. (2011)	0.106	4.5	-	-	-
	Beutler et al. (2012)	0.067	-	-	-	13
WiggleZ	Kazin et al. (2014)	0.44	4.8	-	-	-
		0.73	3.4	-	-	-
	Blake et al. (2012)	0.44	-	9.4	9.4	19.4
		0.73	-	7	7.2	16.5
VDSS	Guzzo et al. (2008)	0.8	-	-	-	36.7
VIPERS	Pezzotta et al. (2017)	0.60	-	-	-	21.8
		0.86	-	-	-	27.5
Subaru FastFound	Okumura et al. (2016)	1.4	-	-	-	25
<b>SDSS MGS</b>	Ross et al. (2015)	0.15	3.8	-	-	-
<b>SDSS BOSS Galaxies</b>	Howlett et al. (2015)	0.15	-	-	-	29.6
	Alam et al. (2017)	0.38	1.09	1.5	2.4	9.2
		0.51	1.01	1.4	2.2	8.3
		0.61	1.03	2.8	2.2	8.0
		0.72	2.6	-	-	-
SDSS eBOSS LRG DR14	Bautista et al. (2018)	0.72	2.6	-	-	-
SDSS eBOSS quasars DR14	Ata et al. (2018)	1.52	3.8	-	-	-
	Zarrouk et al. (2018)	1.52	4.1	5.5	7.9	18.1







---

## Bibliographie

---

- Alam, S., M. Ata, S. Bailey, F. Beutler, D. Bizyaev, et al. (2017). The clustering of galaxies in the completed sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey : cosmological analysis of the dr12 galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 470(3), 2617–2652.
- Alcock, C. and B. Paczynski (1979). An evolution free test for non-zero cosmological constant. *Nature* 281, 358.
- Amendola, L., S. Appleby, A. Avgoustidis, D. Bacon, T. Baker, et al. (2018). Cosmology and fundamental physics with the euclid satellite. *Living Reviews in Relativity* 21(1).
- Ata, M., F. Baumgarten, J. Bautista, F. Beutler, D. Bizyaev, et al. (2018). The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : first measurement of baryon acoustic oscillations between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* 473(4), 4773–4794. [arXiv:astro-ph.CO/1705.06373](https://arxiv.org/abs/1705.06373).
- Bautista, J. E., M. Vargas-Magaña, K. S. Dawson, W. J. Percival, J. Brinkmann, et al. (2018). The sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Baryon acoustic oscillations at redshift of 0.72 with the dr14 luminous red galaxy sample. *The Astrophysical Journal* 863(1), 110.
- Betoule, M., R. Kessler, J. Guy, J. Mosher, D. Hardin, et al. (2014). Improved cosmological constraints from a joint analysis of the sdss-ii and snls supernova samples. *Astronomy Astrophysics* 568, A22.
- Beutler, F., C. Blake, M. Colless, D. H. Jones, L. Staveley-Smith, et al. (2011). The 6df galaxy survey : baryon acoustic oscillations and the local hubble constant. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 416(4), 3017–3032.
- Beutler, F., C. Blake, M. Colless, D. H. Jones, L. Staveley-Smith, et al. (2012). The 6df galaxy survey : z 0 measurements of the growth rate and 8. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 423(4), 3430–3444.

- Blake, C., S. Brough, M. Colless, C. Contreras, W. Couch, et al. (2012). The wigglez dark energy survey : joint measurements of the expansion and growth history at  $z < 1$ . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 425(1), 405–414.
- Chabanier, S., M. Millea, and N. Palanque-Delabrouille (2019). Matter power spectrum : from Ly  $\alpha$  forest to CMB scales. *MNRAS* 489(2), 2247–2253. [arXiv:astro-ph.CO/1905.08103](https://arxiv.org/abs/1905.08103).
- Chandrasekhar, S. (1931). The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs. *ApJ* 74, 81.
- Cole, S., W. J. Percival, J. A. Peacock, P. Norberg, C. M. Baugh, et al. (2005). The 2dF Galaxy Redshift Survey : power-spectrum analysis of the final data set and cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 362(2), 505–534. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/362/2/505/6155670/362-2-505.pdf>.
- Collaboration, D., A. Aghamousa, J. Aguilar, S. Ahlen, S. Alam, et al. (2016). The desi experiment part i : Science, targeting, and survey design.
- Collaboration, L. S., P. A. Abell, J. Allison, S. F. Anderson, J. R. Andrew, et al. (2009). Lsst science book, version 2.0.
- Corbelli, E. and P. Salucci (2000). The extended rotation curve and the dark matter halo of m33. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 311(2), 441–447.
- eBOSS Collaboration, S. Alam, M. Aubert, S. Avila, C. Balland, et al. (2020). The completed sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the apache point observatory.
- Eisenstein, D. J., H. Seo, E. Sirko, and D. N. Spergel (2007). Improving cosmological distance measurements by reconstruction of the baryon acoustic peak. *The Astrophysical Journal* 664(2), 675–679.
- Eisenstein, D. J., I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, M. R. Blanton, et al. (2005). Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies.
- Fixsen, D. J. (2009). The temperature of the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal* 707(2), 916–920.
- Group, P. D., P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer, O. Dahl, et al. (2020). Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020(8). <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>, 083C01.
- Guzzo, L., M. Pierleoni, B. Meneux, E. Branchini, O. Le Fèvre, et al. (2008). A test of the nature of cosmic acceleration using galaxy redshift distortions. *Nature* 451(7178), 541–544.
- Hildebrandt, H., F. Köhlinger, J. L. van den Busch, B. Joachimi, C. Heymans, et al. (2020). Kids+viking-450 : Cosmic shear tomography with optical and infrared data. *Astronomy Astrophysics* 633, A69.

- Howlett, C., A. J. Ross, L. Samushia, W. J. Percival, and M. Manera (2015). The clustering of the sdss main galaxy sample – ii. mock galaxy catalogues and a measurement of the growth of structure from redshift space distortions at  $z = 0.15$ . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 449(1), 848–866.
- Hubble, E. (1929). A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science* 15(3), 168–173.
- Kaiser, N. (1987). Clustering in real space and in redshift space. *MNRAS* 227, 1–21.
- Kazin, E. A., J. Koda, C. Blake, N. Padmanabhan, S. Brough, et al. (2014). The wigglez dark energy survey : improved distance measurements to  $z = 1$  with reconstruction of the baryonic acoustic feature. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 441(4), 3524–3542.
- Laurent, P., J.-M. Le Goff, E. Burtin, J.-C. Hamilton, D. W. Hogg, et al. (2016). A  $14 \text{ h}^{-3} \text{ Gpc}^3$  study of cosmic homogeneity using BOSS DR12 quasar sample. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 2016(11), 060. [arXiv:astro-ph.CO/1602.09010](https://arxiv.org/abs/1602.09010).
- Okumura, T., C. Hikage, T. Totani, M. Tonegawa, H. Okada, et al. (2016). The subaru fmos galaxy redshift survey (fastsound). iv. new constraint on gravity theory from redshift space distortions at  $z = 1.4$ . *Publications of the Astronomical Society of Japan* 68(3), 38.
- Penzias, A. A. and R. W. Wilson (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ* 142, 419–421.
- Percival, W. J., D. Burkey, A. Heavens, A. Taylor, S. Cole, et al. (2004). The 2df galaxy redshift survey : spherical harmonics analysis of fluctuations in the final catalogue. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 353(4), 1201–1218.
- Percival, W. J. and M. White (2009). Testing cosmological structure formation using redshift-space distortions. *MNRAS* 393(1), 297–308. [arXiv:astro-ph/0808.0003](https://arxiv.org/abs/0808.0003).
- Perlmutter, S., G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, et al. (1999). Measurements of  $\Omega_m$  and  $\Lambda$  from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal* 517(2), 565–586.
- Pezzotta, A., S. de la Torre, J. Bel, B. R. Granett, L. Guzzo, et al. (2017). The vimos public extragalactic redshift survey (vipers). *Astronomy Astrophysics* 604, A33.
- Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al. (2018). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *arXiv e-prints*, arXiv :1807.06209. [arXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209).
- Poulin, V., T. L. Smith, T. Karwal, and M. Kamionkowski (2019). Early dark energy can resolve the hubble tension. *Phys. Rev. Lett.* 122, 221301.
- Refregier, A. (2003). Weak gravitational lensing by large-scale structure. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41(1), 645–668.
- Riess, A. G., S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri, and D. Scolnic (2019). Large magellanic cloud cepheid standards provide a 1% determination of the hubble constant and stronger evidence for physics beyond  $\Lambda$ CDM. *The Astrophysical Journal* 876(1), 85.

- Riess, A. G., A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, et al. (1998). Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal* 116(3), 1009–1038.
- Ross, A. J., W. J. Percival, and M. Manera (2015). The information content of anisotropic baryon acoustic oscillation scale measurements.
- Rubin, V. C. and J. Ford, W. Kent (1970). Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ* 159, 379.
- Touboul, P., G. Métris, M. Rodrigues, Y. André, Q. Baghi, et al. (2017). Microscope mission : First results of a space test of the equivalence principle. *Physical Review Letters* 119(23).
- Zarrouk, P., E. Burtin, H. Gil-Marín, A. J. Ross, R. Tojeiro, et al. (2018). The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : measurement of the growth rate of structure from the anisotropic correlation function between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* 477(2), 1639–1663. [arXiv:astro-ph.1801.03062](https://arxiv.org/abs/1801.03062).











---

## Le relevé eBOSS

---

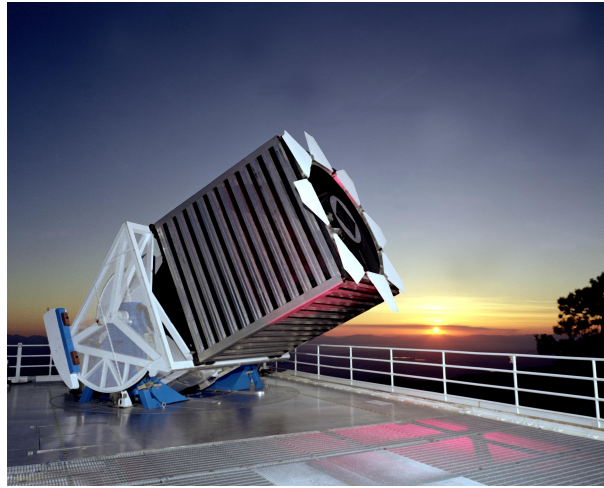


FIGURE 2.1 – Photo du télescope à Apache Point utilisé par la collaboration SDSS.

Dans ce chapitre, nous présentons brièvement le programme Sloan Digital Sky Survey (York et al., 2000), cette thèse utilise des données produites à l'aide de l'instrument eBOSS que nous présentons plus particulièrement. Nous présentons les instruments utilisés pour la prise de données utile à cette thèse dans la section 2.2. Ensuite, dans la section 2.4, nous expliquons la stratégie d'observation et la création des catalogues que nous utilisons pour le calcul du spectre de puissance du relevé de quasar. Enfin, nous présentons les deux ensembles de simulations que nous avons exploités pour notre analyse dans la section 2.5.

## 2.1 Sloan Digital Sky Survey

Le Sloan Digital Sky Survey (SDSS) est un programme de relevé d'objets astronomiques débuté en 2000 et utilisant un télescope optique de 2.5m situé à Apache Point au Nouveau Mexique (USA), en photo figure 2.1. Ce programme a obtenu des informations concernant plus de 100 millions d'objets célestes allant des étoiles aux grandes structures cosmologiques. Après une décennie d'élaboration, la première lumière de SDSS a été émise en 1998 et la 1ère phase a pu être lancée en 2000.

### 2.1.1 Phases Antérieures

Depuis le début du programme SDSS, trois phases d'observations ont précédé la phase IV dont fait partie le relevé de quasars d'eBOSS qui nous intéresse particulièrement dans cette thèse. Nous reviendrons succinctement sur les différents relevés effectués.

#### 2.1.1.1 Phase I/II

Le SDSS I et II, effectué de 2000 à 2008, a permis l'enregistrement d'un relevé photométrique de  $11\,600\text{deg}^2$  ainsi que d'un relevé spectroscopique de 1 600 000 objets. Le programme était divisé en 3 relevés distincts.

- LEGACY

Le relevé LEGACY, une carte 3D uniforme de  $7\,500\text{ deg}^2$  constitué d'un million de galaxies et 100 000 quasars permettant, entre autre, l'étude des structures à grandes échelles de l'Univers.

- **Supernova**

Un relevé de plus de 500 Supernovae pour l'étude de l'accélération de l'expansion de l'Univers.

- **SEGUE-1**

Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration (SEGUE) a enregistré 230 000 spectres d'étoile de la voie lactée permettant d'accéder à leur position, leur vitesse et leur composition, et, ainsi mieux appréhender les sous-structures de notre Galaxie.

### 2.1.1.2 Phase III

La 3ème phase de SDSS a débuté après l'amélioration des spectrographes et l'ajout de 2 instruments pour prendre 4 relevés de 2008 à 2014.

- **APOGEE**

Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE) s'est focalisé sur la structure et l'évolution de notre voie lactée grâce à un spectrographe infrarouge ( $\lambda = 1.51 - 1.7\text{mm}$ ) de haute résolution ( $R \sim 22\,500$ ) et haut signal sur bruit ( $S/N = 100$ ). Ce relevé a enregistré 15 000 géantes rouges et étoiles naines permettant d'obtenir leur abondance chimique ainsi que leur vitesse radiale avec une précision de  $100\text{ m.s}^{-1}$  ce qui a permis d'améliorer notre connaissance de l'histoire chimique et dynamique de notre Galaxie avec une précision inégalée alors.

- **SEGUE-2**

Extension du programme SEGUE-1 pour cartographier notre galaxie en ajoutant 119 000 étoiles sur un relevé de  $1\,300\text{ deg}^2$  en se concentrant sur des étoiles plus éloignées du centre galactique (10 – 60 kpc). Combiner SEGUE-1 et 2 a permis de mieux comprendre les sous-structures chimiques de la galaxie ainsi que la complexité de la dynamique interne de la voie lactée.

- **MARVELS**

Multi-object APO Radial Velocity Exoplanet Large area Survey (MARVELS) a utilisé 2 spectrographes interférométriques de 60 fibres pour étudier la vitesse radiale de 11 000 étoiles (10 000 sur la séquence principale et 1 000 géantes). MARVELS devait aider à la compréhension de la formation et l'évolution dynamiques des planètes gazeuses mais la résolution attendue n'a pas pu être atteinte et ce programme fut arrêté en 2012.

- **BOSS**

Le Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (Dawson et al., 2012) a obtenu la distribution spatiale de 1.5 millions de galaxies lumineuses (LRG pour Luminous Red Galaxy) jusqu'à  $z = 0.7$  ainsi que le spectre de 160 000 quasars entre redshift 2.2 et 3. Ce relevé a couvert  $10\,000\text{ deg}^2$  avec un spectrographe de 1 000 fibres et couvrant des longueurs d'onde comprises entre 360 et 1 000 nm. En utilisant la mesure de l'échelle BAO dans la distribution des galaxies, ce programme a déterminé la distance transverse comobile  $D_M$  avec une précision de 1% aux redshifts 0.3 et 0.55 (Ata et al., 2018). De plus, BOSS a utilisé la distribution des lignes d'absorption Lyman-alpha des spectres de quasar pour mesurer  $D_M$

à 1.5% ainsi que le taux d'expansion cosmique  $H(z)$  à 1 – 2% au redshift  $z = 2.5$  (Bautista et al., 2017). Ce programme a permis de contraindre les modèles cosmologiques. De plus, ce grand nombre de spectres de galaxie a été utile à la compréhension de la formation et l'évolution de celles-ci.

## 2.1.2 Phase IV

La 4ème phase de SDSS (2014-2020) comporte 3 programmes principaux que sont APOGEE-2, MaNGA et eBOSS ainsi que 1 sous-programme de Manga appelé MaStar et 2 sous-programmes d'eBOSS, TDSS et SPIDERS.

### 2.1.2.1 APOGEE-2

APOGEE-2 est une extension du relevé infrarouge spectroscopique de notre galaxie. Les données ont été prises à partir de 2 sites ; dans l'hémisphère nord le télescope de 1m NMSU et le télescope de 2.5m de la Sloan Foundation Telescope à Apache Point dans le Nouveau Mexique, et dans l'hémisphère sud le télescope de 2.5m à l'observatoire de Las Campanas au Chili. La gamme en longueur d'onde, la résolution spectrale et le taux de signal sur bruit est identique à ceux de APOGEE-1, la précision de vitesse radiale est de  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Ce programme a permis d'observer des centaines de milliers d'étoiles de la voie lactée pour comprendre l'évolution de la galaxie ou la dynamique des différentes sous-structures la composant. Pour cela, APOGEE-2 a continué d'observer les géantes rouges du disque galactique en étendant le relevé à des parties auparavant inaccessibles. De plus cette extension a pu observer des étoiles plus jeunes, des régions où se forment des étoiles ainsi que des galaxies satellites de la nôtre.

### 2.1.2.2 MaNGA

Contrairement aux autres relevés galactiques de SDSS qui obtiennent des spectres du centre de la galaxie, le programme "Mapping Nearby Galaxy at APO" (MaNGA) a exploré la sous-structure de près de 10 000 galaxies proches sur  $2700 \text{ deg}^2$  grâce aux 17 "Unités de champs intégrales" (IFU), chacune composée d'un paquet de 127 fibres optiques. Le but de ce programme est de comprendre l'histoire d'un ensemble représentatif des galaxies de l'Univers local ( $z \sim 0.03$ ) en créant des cartes 2D de chaque galaxie pour obtenir de nombreuses propriétés les caractérisant.

- **MaStar**

En journée, l'instrument de MaNGA est utilisé pour construire une librairie optique des étoiles.

### 2.1.2.3 eBOSS

Ceci est un bref résumé de l'activité de eBOSS (pour extended-BOSS) qui sera approfondi tout au long de ce manuscrit, tant sur le plan instrumental (section 2.2), de l'analyse de données (chapitre 4), jusqu'à son implication dans la cosmologie actuelle (chapitre 5).

eBOSS est une continuation du relevé cosmologique BOSS de quasars et galaxies. En combinant ces 2 relevés 80% de l'histoire de l'Univers peut être étudié en retournant jusqu'à 3 milliards d'années après le big bang. Ces mesures ont particulièrement contraint la nature de l'énergie noire. Le spectrographe eBOSS est composé de fibres de longueurs d'onde comprise entre 360 et 1000 nm et avec une résolution  $\sim 2000$ . 1000 fibres sont placés par plateau de  $7 \text{ deg}^2$ . Ce

programme a produit une carte 3D de  $6\,000\text{ deg}^2$  et comprenant 300 000 galaxies rouges (LRG) entre  $z = 0.6$  et  $z = 1$  et 500 000 quasars entre  $z = 0.8$  et  $z = 3.5$ . Un relevé de  $1\,000\text{ deg}^2$  de 175 000 galaxies jeunes (ELG pour Emission Line Galaxies) dans un intervalle en redshift  $0.6 - 1.1$  a également été produit. En observant des galaxies et quasars dans des régions en redshift jusqu'alors inexplorées eBOSS a créé le plus grand relevé de l'Univers à ce jour. Ces relevés nous ont amené à une précision de  $1 - 2\%$  sur les mesures de distances ( $D_M$  et  $D_H$ ) à partir du BAO sur une plage en redshift de  $0.6 - 2.5$  (eBOSS Collaboration et al., 2020). Des contraintes sur le taux de croissance des structures et donc, sur la relativité générale ont également été apportées par ce programme. 2 sous programmes de eBOSS ont également été mis en place.

- **TDSS**

Time-Domain Spectroscopic Survey (TDSS) a observé spectroscopiquement 100 000 objets dont l'observation photométrique varie au cours du temps. Ceci pour révéler des phénomènes inconnus. Les cibles peuvent être différents types d'étoiles ou des quasars.

- **SPIDERS**

Le but de SPectroscopic IDentification of ERosita Sources (SPIDERS) est d'obtenir un suivi spectroscopique optique des sources de rayon X observées par eROSITA.

### 2.1.3 Phase Postérieure

SDSS V est un relevé spectroscopique multi-époque qui collectera 6 millions de spectres optique et infrarouge pendant ces 5 années de prise de données jusqu'en 2025. Il pourra observer dans les 2 hémisphères grâce aux 2 observatoires Apache Point et Las Campanas. SDSS V comprends 3 programmes principaux.

- **MWM**

Le Milky Way Mapper (MWM) observera 4 à 5 millions d'étoiles de la voie lactée en optique et en infrarouge pour chercher à comprendre l'évolution de notre galaxie, la physique de ses étoiles et du milieu interstellaire ainsi que l'architecture des systèmes planétaires.

- **BHM**

Le Black Hole Mapper (BHM) ciblera plus de 400 000 trous noirs grâce au spectrographe optique de BOSS. Beaucoup de ceux-ci vont être observés de nombreuses fois dans le but de mesurer la masse des trous noirs et leur croissance.

- **LVM**

Le Local Volume Mapper (LVM) observe le milieu interstellaire et les populations d'étoiles de la voie lactée et de ces galaxies voisines avec une résolution sans précédent grâce au nouveau spectrographe à champ intégral ( $\lambda = [3\,600 - 10\,000]$  et  $R \sim 4\,000$ ). Il collectera plus de 25 millions de spectres contigus sur plus de  $2\,500\text{ deg}^2$ . Le but est de comprendre la physique de la formation des étoiles et les interactions entre les étoiles et le milieu interstellaire.

## 2.2 Instrument

Cette partie a pour but de présenter les instruments qui ont été utilisés pour la prise de données de eBOSS; le télescope (section 2.2.1), la caméra nécessaire à la sélection des cibles (section 2.2.2) ainsi que les spectrographes (section 2.2.3).

### 2.2.1 Télescope

Pour obtenir un relevé spectroscopique de galaxies et de quasars tel que voulu pour BOSS/eBOSS, il est nécessaire d'avoir un télescope avec un large champ, une très petite distorsion angulaire dans le plan focal, une grande précision en position et la possibilité de rapidement changer entre les modes imagerie et spectroscopie pour pouvoir s'adapter aux conditions météo et de visibilité.

Le Sloan Digital Sky Survey Telescope a été construit en suivant ces contraintes à l'observatoire d'Apache point au Nouveau Mexique (Gunn et al., 2006). C'est un télescope de type Ritchey-Chrétien, avec deux miroirs hyperboliques, un correcteur Gascoigne pour réduire l'astigmatisme et une paire de correcteur interchangeable en fonction du mode d'observation utilisé (photométrique ou spectroscopique). Le miroir primaire mesure 2.5 m avec un rapport de focale sur diamètre de  $f/2.25$  et une ouverture centrale de 1.17 m. Le miroir secondaire est de 1.08 m (1.30 avec support) obscurant 27% des rayons arrivant sur le miroir primaire. Ces deux miroirs forment le système optique du télescope avec un champ de vue de 3 degrés de diamètre et un rapport de focal sur diamètre de  $f/5.0$ . Ces miroirs sont séparés de 3.6 m, la focale du système se trouve donc 0.76 m derrière le miroir primaire. Le correcteur d'astigmatisme de Gascoigne servant à grandement réduire l'astigmatisme qui est un des principaux désavantage d'un télescope de type Richey-Chrétien. Les 3 éléments précédents composent la partie commune au télescope qu'il soit en mode imagerie ou spectroscopique. Le dernier élément changera en fonction de ce mode.

Dans la phase photométrique, ce dernier correcteur optique est une lentille complexe de 45 mm d'épaisseur. Il est directement monté sur la caméra et joue un rôle important dans la préservation des propriétés mécaniques de celle-ci en plus de corriger les distorsions au plan focal induites par le système optique du télescope.

Dans la phase spectroscopique, cette dernière correction est beaucoup plus fine (10 mm) et plus courbée que dans le cas photométrique.

### 2.2.2 Photométrie

La caméra doit être capable de couvrir un champ de vue suffisamment large pour pouvoir recueillir les données d'imagerie et fournir une bonne calibration astrométrique (Gunn et al., 1998). Comme expliqué dans la section 2.2.1 la première partie de la caméra est un correcteur optique.

La caméra est constituée d'un pavage de 6 colonnes de 5 CCD chacune, un pour chaque bande photométrique choisie  $u'$  ( $\lambda_{eff} = 3550 \text{ \AA}$ ),  $g'$  ( $\lambda_{eff} = 4770 \text{ \AA}$ ),  $r'$  ( $\lambda_{eff} = 6230 \text{ \AA}$ ),  $i'$  ( $\lambda_{eff} = 7620 \text{ \AA}$ ),  $z'$  ( $\lambda_{eff} = 9130 \text{ \AA}$ ). Ces bandes de couleur couvrent la plage en longueur d'onde entre la limite atmosphérique dans l'ultraviolet jusqu'à la limite dans l'infrarouge qui est due au détecteur en silicium utilisé. La partie droite de la figure 2.2 représente l'efficacité des capteurs en fonction de la longueur d'onde. Chaque CCD a une taille de 2048x2048 pixels. La limite de détection en magnitude est définie comme la valeur minimale pour un rapport de signal sur bruit de 5, ce qui correspond, en fonction des couleurs à  $u_{lim} = 22.1 \text{ mag}$ ,  $g_{lim} = 23.2 \text{ mag}$ ,  $r_{lim} = 23.1 \text{ mag}$ ,  $i_{lim} = 22.5 \text{ mag}$  et  $z_{lim} = 20.8 \text{ mag}$ .

L'espace restant de part et d'autre des CCD de photométrie dans le plan focal est utilisé par 24 CCD plus petits (2048x400) et observant en bande  $r$ , 22 sont utilisés pour l'astrométrie et 2



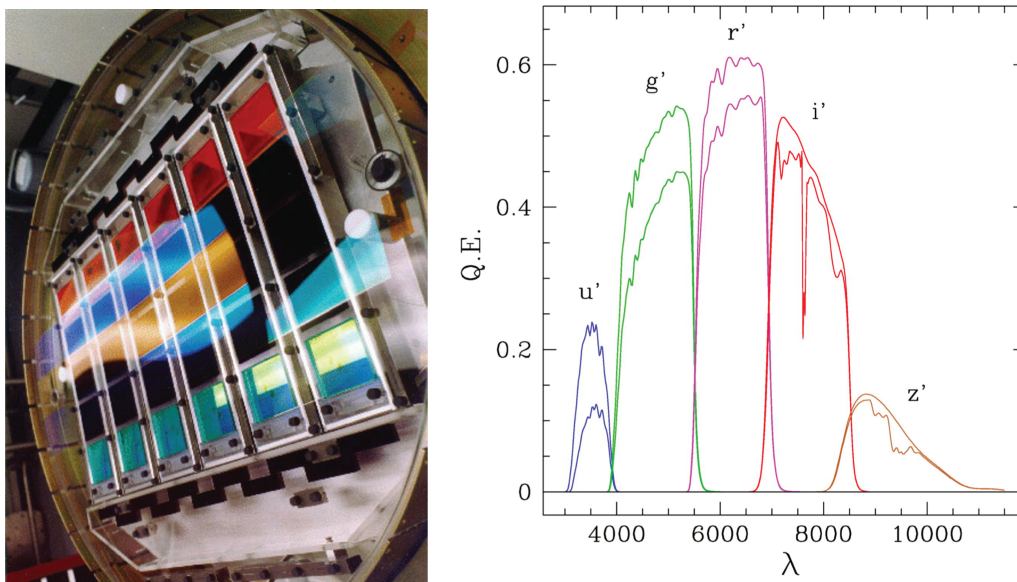


FIGURE 2.2 – Gauche : Photo de la caméra utilisée pour la photométrie de SDSS. On voit les 6 rangées de 5 CCD de couleurs différentes, et de part et d'autre, les CCD utilisés pour le positionnement de la caméra et la mise au point. Droite : Efficacité des 5 CCD en fonction de la longueur d'onde, les courbes basses prennent en compte l'extinction atmosphérique. De Gunn et al. (1998)

pour la mise au point. La partie gauche de la figure 2.2 montre la caméra avec les six rangées de 5 CCD ainsi que les CCD secondaires de part et d'autre.

Un système de refroidissement maintient les CCDs à une température de  $-80^{\circ}\text{C}$ . Pour que la lumière d'un objet observé passe dans un CCD d'astrométrie, puis successivement dans chaque CCD de couleur et finalement dans un second CCD d'astrométrie, la technique utilisée consiste à pointer le télescope dans une direction fixe et à laisser la rotation de la Terre déplacer l'objet observé dans le plan focal de la caméra. Cette technique est appelé Time Delay Integration (TDI).

### 2.2.3 Spectroscopie

Pour le relevé BOSS, les 2 spectrographes de SDSS ont été modifiés (Smee et al., 2013). Ce sont ces spectrographes qui ont été également utilisés pour eBOSS, ils sont constitués de 500 fibres optiques chacun. Ces 1 000 fibres sont placées dans des trous sur une plaque d'aluminium de 3.2 mm d'épaisseur et de 813 mm de diamètre. La position des trous est choisie à partir des catalogues de cibles construits grâce au relevé photométrique (section 2.2.2) de SDSS. Sachant que chaque plaque est observée 1h et qu'il y a, au maximum, 9h d'observation possible par nuit, 9 plaques sont préparées dans la journée pour optimiser la prise de données.

Une fibre mesure 120 microns de diamètre, ce qui correspond à  $2''$  du ciel. Sur les 1000 fibres, 895 vont observer de nouvelles cibles, 80 vont servir à la mesure du flux moyen du ciel qui devra être soustrait en tant qu'arrière-plan, 20 pointent vers des positions spécifiques et sont utilisées pour la calibration, enfin, 5 fibres capteront la lumière d'objets déjà observés par une autre plaque pour contrôler la reproductibilité des observations. Enfin, des trous sont percés aux positions des étoiles les plus brillantes pour éviter leur réflexion sur la plaque qui pourrait parasiter les mesures.



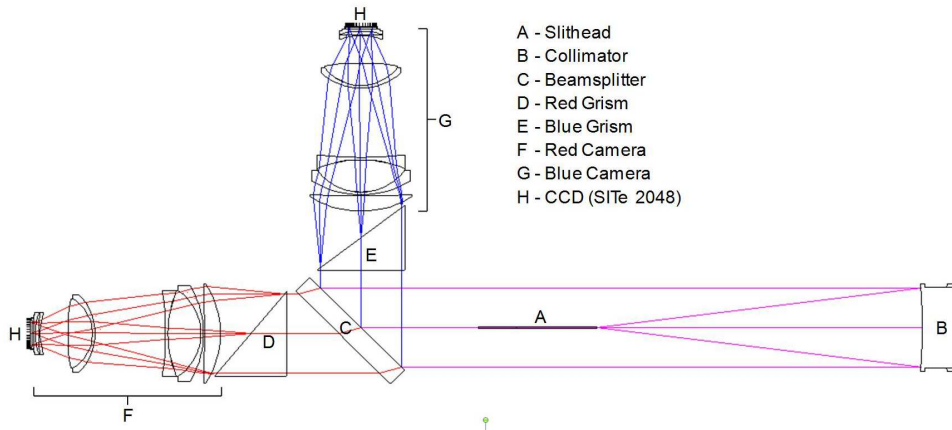


FIGURE 2.3 – Le rayon lumineux, guidé par une fibre optique, est réfléchi par le collimateur (B), séparé entre les canaux rouge et bleu par un miroir dichroïque (C), puis chaque rayon est dispersé par les grismes (D-E) pour arriver dans les caméras (F-G). De [Smee et al. \(2013\)](#)

Le schéma des spectrographes de SDSS est présenté dans la figure 2.3. La lumière arrivant sur les fibres est dirigée vers un grisme (ou réseau-prisme), qui la décomposera. Chaque composante passe ensuite par une caméra composée de 8 lentilles et un CCD de taille 2000x2000 pixels. Chaque spectre est mesuré sur une plage en longueur d'onde 3900 Å – 10000 Å avec 1 caméra "bleue" pour les longueurs d'onde jusque 6350 Å et 1 caméra rouge à partir de 5650 Å. Cette plage en longueur d'onde permet une étude précise des galaxies (aux petites longueurs d'onde) tout comme la possibilité d'observer la forêt Lyman-alpha pour des redshift relativement bas  $z \sim 2.5$ . Le pouvoir de résolution  $R$  est supérieur à 1000.  $R = \lambda/\delta\lambda$  où  $\delta\lambda$  est la largeur à mi-hauteur d'une raie d'étalonnage (considérée égale à une distribution de Dirac).

## 2.3 Quasars

Dans cette thèse, nous allons nous concentrer sur le relevé eBOSS de quasars comme traceurs directs de la matière. Nous allons considérer les quasars en tant que sources ponctuelles pour comprendre leur distribution et étudier leur structuration. Du fait des échelles utilisées dans l'analyse (supérieures à  $\sim 10$  Mpc), une compréhension fine de la structure interne du quasar n'est pas nécessaire au premier abord mais il est néanmoins important de comprendre l'objet utilisé.

Au début des années 1960, plusieurs sources ponctuelles, vues comme des étoiles en photométrie optique, ont pu être observées avec des télescopes radio, ce qui est étonnant étant donné que les étoiles émettent peu dans la gamme radio. L'étude spectrale de ces objets a permis de vérifier qu'ils n'étaient pas des étoiles de par leurs larges raies d'émission et ils ont été nommés quasars (pour quasi-stellar radio sources en anglais).

Le quasar est une sous-classe d'un objet astrophysique plus global appelé Noyau Actif de Galaxie (AGN). C'est une région dense au centre de certaines galaxies qui dégage une intense luminosité sur une grande partie du spectre électromagnétique. Les AGN sont les objets les plus lumineux de l'univers, de l'ordre de  $10^{14} L_{\odot}$ , où  $L_{\odot}$  est la luminosité du Soleil. Nous pouvons les observer sur une large gamme en redshift,  $0.1 < z < 7$ . Cette luminosité peut varier de 10 à 40 % sur une échelle de temps de quelques semaines. Nous pouvons déduire de cette variation que la taille de l'objet ne peut pas dépasser les quelques semaines-lumières. D'après la taille

relativement petite des AGN et leur très haute énergie, ces objets doivent être soumis à des forces gravitationnelles très intenses.

L'AGN tire son énergie d'un trou noir accrétant la poussière et le gaz du disque l'entourant. Cette accréation de matière crée l'échauffement du disque qui peut atteindre une énergie proche de l'énergie de masse. La figure 2.4 résume les caractéristiques des noyaux actifs de galaxie. Elle montre également leur classification suivant leur émission radio (partie haute ou basse) et suivant l'angle de vue de l'observateur. Le centre galactique d'un AGN est constitué :

- d'un trou noir super massif central (jusqu'à  $10^{10}$  masses solaires),
- d'un disque d'accréation, composé de poussière et de gaz, ionisé ou non, autour du trou noir,
- de deux jets composés de matière relativiste contraint par un fort champ magnétique,
- de régions fortement ionisées proche du trou noir avec des grandes vitesses allant de 1000 à 10 000 km/s,
- de régions fortement ionisées plus éloignées du trou noir avec une vitesse de l'ordre de 100 km/s
- d'un tore plus large pouvant obscurcir une partie de l'AGN.

On peut classer les AGN suivant leur émission d'onde radio d'une part et leur orientation par rapport à l'observateur d'autre part. Les principaux AGN connus sont :

- Les galaxies Seyfert qui sont les AGN radio-silencieux dont la galaxie hôte est visible. Nous pouvons distinguer les Seyfert I quand les zones d'où proviennent les larges raies d'émission sont visibles, des Seyfert II quand le disque d'accréation est caché par le tore de poussière.
- Les blazars sont les AGN visibles dans la gamme radio dont l'orientation du jet relativiste est proche de la ligne de visée de l'observation. Ils sont extrêmement énergétiques à toutes les longueurs d'onde (des ondes radios jusqu'au rayons  $\gamma$ ) et leurs émissions sont rapidement variables.
- Les quasars, que nous allons utiliser pour la contrainte de la cosmologie dans cette thèse. Ils peuvent être radio-silencieux ou radio-bruyants. Les quasars radio-silencieux (aussi connus sous l'abréviation QSO pour Quasi Stellar Object) sont identiques aux galaxies Seyfert de type I, avec comme seule différence une magnitude plus élevée, la limite étant empirique. Les quasars radios-bruyants sont identiques aux QSO avec une composante spectrale en onde radio.

Les quasars émettent des ondes électromagnétiques à partir des rayons  $\gamma$  jusqu'aux ondes radios. Cette forte émission continue sur une large gamme et la variabilité rapide et importante des plus hautes énergies du spectre démontre les conditions extrêmes présentes dans ces objets. Ce continu provient de différents processus, les rayons-X et rayons-Gamma proviennent de la diffusion de photons faiblement énergétiques sur des électrons relativistes situés dans une couronne chaude au-dessus du disque d'accréation. Le continu d'émission des domaines visible et ultra-violet est dû à des processus thermiques du disque d'accréation. La partie infrarouge vient de processus thermiques du tore de poussière. Finalement, la partie radio de ce continu, non présente pour les quasars radio-silencieux, vient de l'émission synchrotron d'électrons le long du champ magnétique. En plus de ce continu nous pouvons observer des lignes d'émission spécifique dans le spectre du quasar. De nombreux éléments sont ainsi visibles tels que l'azote, le fer ou l'oxygène mais les principales lignes d'émission proviennent du carbone, de l'hydrogène et du

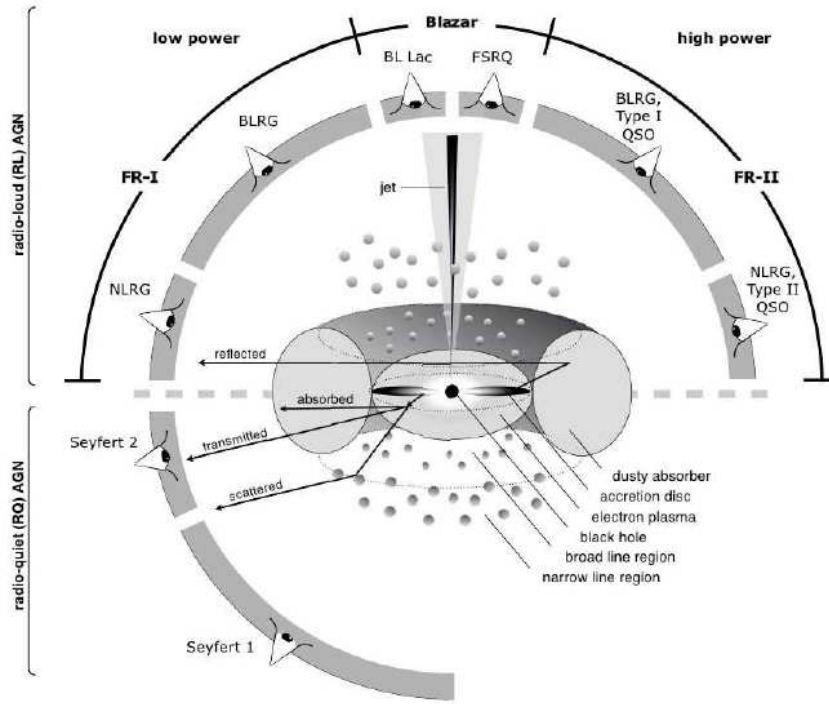


FIGURE 2.4 – Représentation schématique d'un AGN. Sa classification complète en fonction de l'observateur est précisée. À noter que le jet existant pour un AGN radio-bruyant sera observé des deux côtés.

magnésium. Les signatures caractéristiques du spectre seront utilisées pour mesurer le redshift des quasars et donc pour créer les cartes 3D que nous analyserons dans cette thèse. La figure 2.5 montre le spectre d'un quasar observé dans le cadre du relevé eBOSS à un redshift de 0.944 avec les lignes d'émissions principales précisées.

## 2.4 Le relevé eBOSS

eBOSS a pour objectif de mesurer les distances BAO pour 4 relevés distincts. Le relevé de galaxies dites LRG (pour Luminous Red Galaxies), ce sont des galaxies sphériques, massives avec une population d'étoiles vieillissante émettant principalement dans le rouge. Ce relevé de  $7\,500\text{ deg}^2$  avec une plage en redshift  $0.6 < z < 1.0$  a permis de mesurer les distances BAO,  $D_M$  et  $D_H$ , avec une précision de 2% et le taux de croissance des structures  $f\sigma_8$  avec une précision de 9% grâce à 377 458 galaxies observés spectroscopiquement (Gil-Marín et al., 2020).

Le relevé de galaxies dites ELG (Emission Line Galaxies; des galaxies jeunes et actives) contient 173 736 galaxies couvrant  $1\,170\text{ deg}^2$  et une plage en redshift  $0.6 < z < 1.1$ . Il a mené à la mesure de  $D_M$ ,  $D_H$  et  $f\sigma_8$  avec une incertitude de 5%, 11% et 30% (de Mattia et al., 2020).

Le relevé de quasars lui peut être séparé en 2, avec les quasars à haut redshifts,  $2 < z < 4$ , utilisés pour la mesure de la forêt Lyman-alpha (du Mas des Bourboux et al., 2020). Le relevé de quasars à bas redshift  $0.8 < z < 2.2$ , couvrant  $4\,699\text{ deg}^2$ , a permis l'observation de 655 521 quasars, dont 343 708 sont utilisés dans l'analyse de la structuration que nous présentons plus

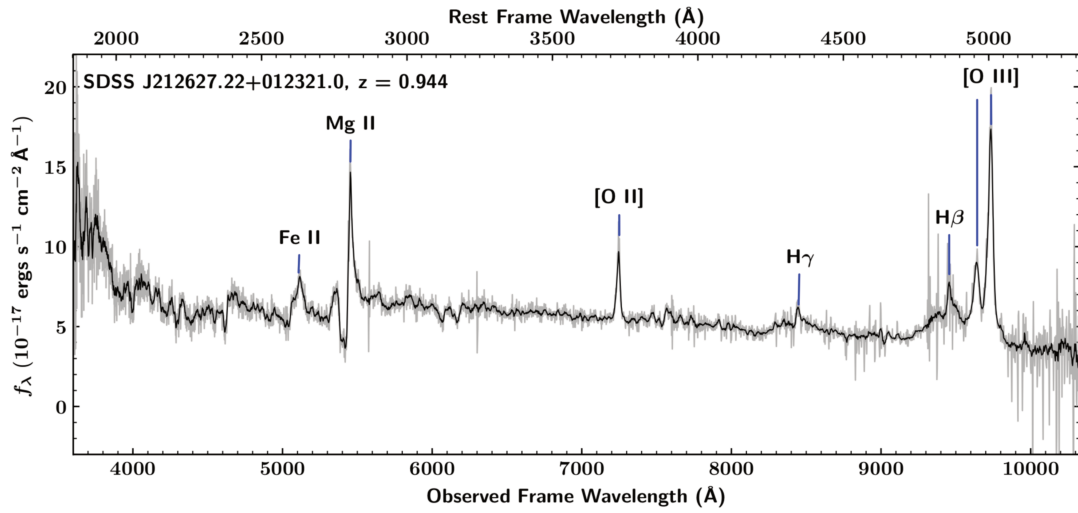


FIGURE 2.5 – Spectre du quasar SDSS J212627.22+012321.0 inclus dans le relevé final de eBOSS. Ce spectre montre les principales lignes d'émissions que sont le magnésium Mg II, l'oxygène [O II] et [O III] et l'hydrogène  $H\gamma$  et  $H\beta$ , ainsi qu'une bande d'absorption du magnésium et une émission de fer Fe II. De Lyke et al. (2019)

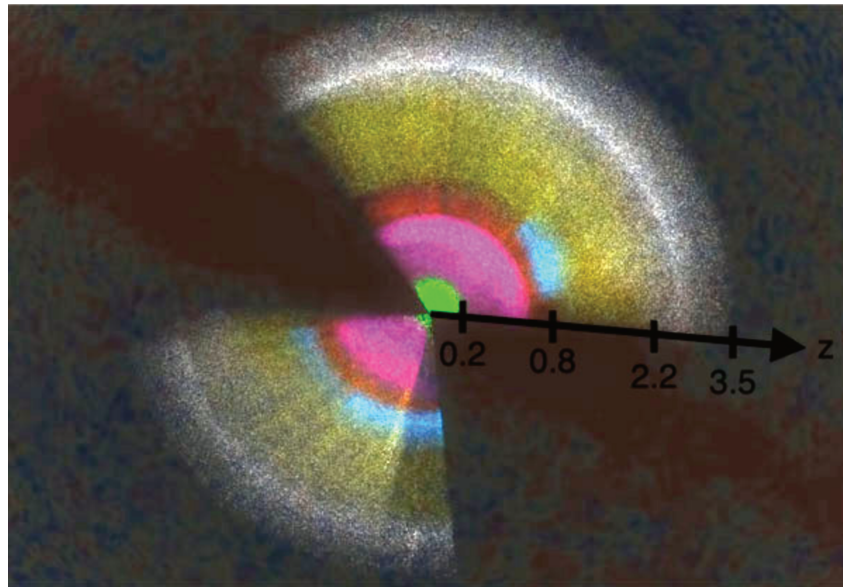


FIGURE 2.6 – Relevé complet de eBOSS avec les traceurs représentés de couleurs différentes ; les galaxies proches en vert, les galaxies rouges (LRG) en magenta et rouge, les jeunes galaxies bleues (ELG) en cyan, les quasars à bas redshift en jaune et les quasars à haut redshift en blanc. En arrière plan est également visible le fond diffus cosmologique.

en avant dans ce travail. Le relevé eBOSS (et BOSS) complet est représenté sur la figure 2.6, avec chaque point représentant un traceur.

### 2.4.1 Sélection de quasar

La sélection des quasars s'est faite à partir du relevé photométrique SDSS qui comprend plusieurs millions de sources observées à travers les 5 filtres expliqués dans la section 2.2.2. Le temps d'exposition de chaque objet est de 55 s par bande. Pour sélectionner les objets qui seront

par la suite observés spectroscopiquement, ceux-ci ont été classés selon les trois catégories que sont les quasars, les galaxies et les étoiles. Pour ce faire nous avons utilisé les caractéristiques de ces objets astrophysiques.

Le quasar est une source ponctuelle, ce qui constitue la 1ère sélection ; aucun objet non ponctuel ne pourra être classé dans la catégorie quasar. De par cette caractéristique, aucune autre considération géométrique ne peut être prise en compte pour la sélection de cible. La principale discrimination à faire entre les quasars et les autres objets (principalement les étoiles) sera fonction de la couleur.

#### 2.4.1.1 Magnitude apparente et couleur

La magnitude apparente d'un objet est une mesure de l'éclairement énergétique de cet objet. Elle utilise l'échelle logarithmique pour concorder avec la sensibilité naturelle de l'œil humain qui est lui-même sensible aux variations logarithmiques de flux lumineux. La magnitude apparente se définit comme :

$$m = -2,5 \log_{10} \left( \frac{f}{f_0} \right) = -2,5 \log_{10}(f) + \text{Cste} \quad (2.1)$$

où  $f$  est le flux de la source et  $f_0$  est le flux d'une source de référence. Dans le système utilisé dans SDSS  $f_0 = 3631 \text{ Jy}$  (où Jy est l'unité Jansky ;  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W.Hz}^{-1}.\text{m}^{-2}$ ).

Plus un objet est brillant, plus sa magnitude apparente sera petite voire négative. Pour discriminer les différents objets photométriques, la différence de magnitude apparente entre deux bandes est utilisée, c'est ce qu'on appelle une couleur. Par exemple, la couleur u-g d'un objet est la différence entre sa magnitude dans la bande u et sa magnitude dans la bande g.

Pour les quasars dont le redshift est inférieur à 2.2 on observera un excès dans l'ultra violet qui permettra une discrimination rapide par rapport aux étoiles. Du fait du décalage des longueurs d'onde par rapport à la distance qui nous sépare des objets, pour la couleur des quasars avec un redshift supérieur à 2.2 cet excès est décalé et coïncide avec un excès observable également pour les étoile de type 1.

En pratique, cette discrimination est faite à l'aide d'un algorithme de déconvolution appelé XDQSO (Bovy et al., 2011). Il est construit à partir de catalogues d'objets connus. Il permet d'obtenir la densité de probabilité en fonction des 5 bandes photométriques pour les quatre classes d'objet que sont : les étoiles, les galaxies, les quasars à bas redshift ( $< 2.2$ ) et les quasars à haut redshift ( $> 2.2$ ). Cet algorithme a l'avantage de pouvoir obtenir la densité de cibles souhaitée uniquement en faisant varier le seuil d'acceptation sur la densité de probabilité. La sélection de quasars de eBOSS a également été produite à partir d'une coupe en couleur dans l'optique et le moyen infrarouge en utilisant l'imagerie du satellite WISE. Pour les quasars à bas redshifts de eBOSS ce seuil a été placé pour obtenir une densité effective de  $115 \text{ deg}^{-2}$ . Sachant que les sources déjà observées par BOSS ne furent pas réobservées, la densité de fibres assignées a été de  $90 \text{ deg}^{-2}$ . La figure 2.7 montrent les contours à 1, 2 et  $3\sigma$  de la densité de probabilité des quasars pour différentes distributions couleur-couleur. On constate ici que l'algorithme retrouve les quasars selon les bons emplacements dans ces diagrammes couleur-couleur.

#### 2.4.2 Observation de quasars

Les cibles sélectionnées sont observées spectroscopiquement à l'aide de fibres optiques. Pour cela, chaque cible est assignée à une plaque. Cette étape est appelée le tiling (Blanton et al., 2003).



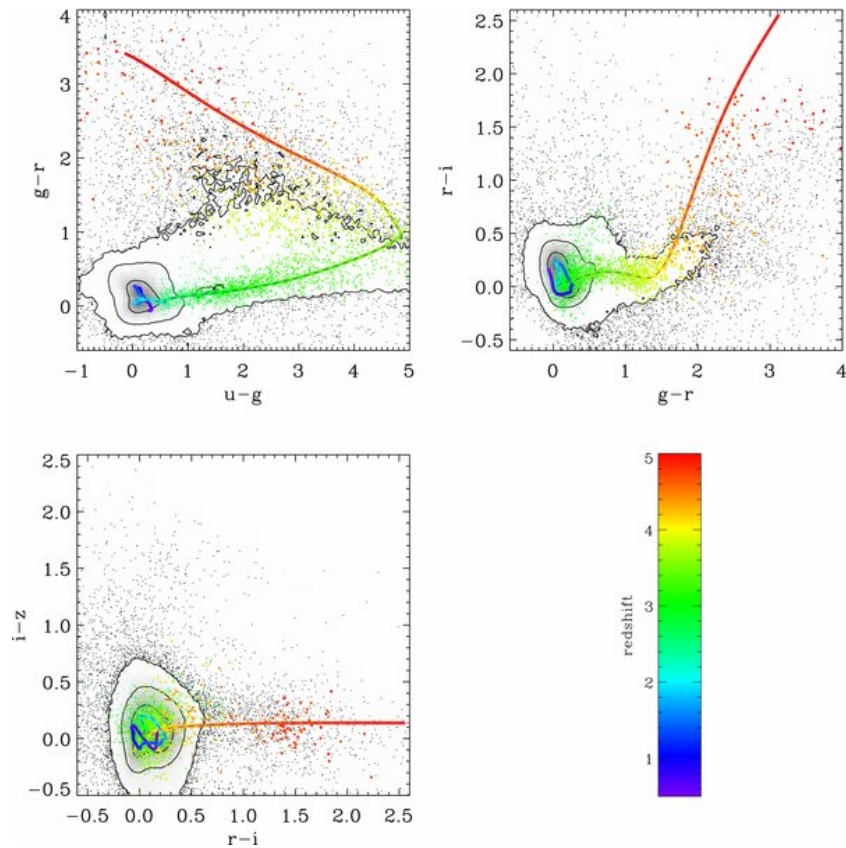


FIGURE 2.7 – Distributions couleur-couleur du catalogue de quasars SDSS construit à partir de l’algorithme XDQSO pour différentes combinaisons de couleurs. Les contours représentent 68%, 95% et 99% de la distribution. Les points colorés représentent des quasars connus préalablement, avec la couleur codant le redshift. De [Bovy et al. \(2011\)](#).

Ce tiling doit être effectué avec 2 objectifs : la minimisation du nombre de plaques utilisées et la minimisation des cibles perdues due aux collisions de fibres. On appelle “collision de fibres” le fait que 2 cibles soient trop proches l’une de l’autre dans le ciel pour pouvoir placer une fibre optique à chacune. Dans le cadre de BOSS/eBOSS un angle de  $62''$  est la limite. Dans le cas où 2 cibles sont en collision et que 2 plaques se superposent à cet endroit, alors les 2 cibles pourront être observées, une sur chaque plaque. Sinon, la cible avec la plus haute priorité sera observée et l’autre perdue. Pour le relevé eBOSS, les quasars ont le niveau de priorité le plus important, ce qui implique qu’un quasar cible ne sera perdu que pour une collision avec un autre quasar. La figure 2.8 montre un exemple d’ensemble de cibles avec en noir les cibles qui seront observées spectroscopiquement et en rouge les cibles perdues (dans le cas sans superposition de plaque). Dans ce cas, les cibles noires constituent un ensemble décollisionné.

Ce tiling s’effectue en plusieurs étapes, représentées sur la figure 2.9. La première est de trouver un ensemble de cibles sans collision ; en veillant à minimiser le nombre de cibles perdues, et, le cas échéant de choisir la cible avec la plus haute priorité. Puis, les plaques sont placées régulièrement sur le relevé et les cibles sont attribuées à une plaque en minimisant toujours les cibles non attribuées tout en ne dépassant pas les 1000 cibles par plaque. Enfin, l’algorithme attribue les cibles initialement retirées pour cause de collision si elles se trouvent à l’intersection de 2 plaques. Ces étapes sont ensuite effectuées de nouveau en acceptant une inhomogénéité de la distribution spatiale des plaques pour avoir plus de recouvrement dans les zones où la densité

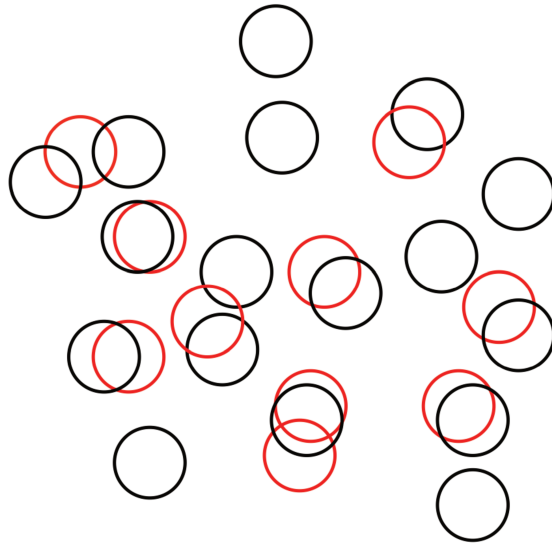


FIGURE 2.8 – Exemple d’un ensemble de cibles photométriques qui seront observées spectroscopiquement (en noir) ou perdues (en rouge) du fait des collisions de fibres. Le diamètre des cercles représentant  $62''$ .

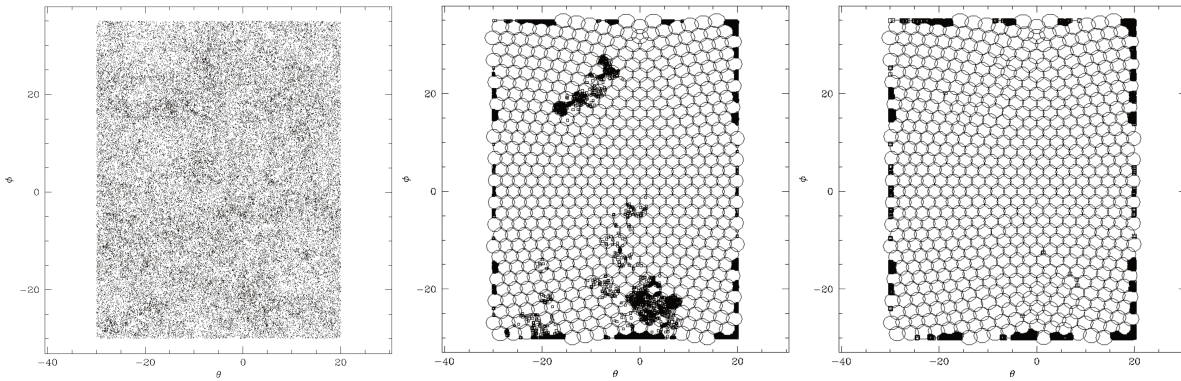


FIGURE 2.9 – Gauche : Simulation d’un ensemble de cibles. Centre : Observation des cibles avec les plaques placés régulièrement. Droite : Observation des cibles avec les plaques légèrement resserrées où la densité de cibles est plus importante. Sur les figures du centre et de droite, les points noirs représentent les cibles non observées.

de cible est plus importante, et donc, de baisser encore le nombre de cibles non attribuées. La procédure est illustrée sur la figure 2.9.

### 2.4.3 Détermination du redshift des quasars

L’image 2D provenant des CCD du spectrographe est transformée en 1000 spectres 1D. Les spectres avec un ratio signal sur bruit (S/N) suffisamment grand sont analysés avec un pipeline automatique ; dans le cas contraire, ils sont placés dans la catégorie  $ZWARNING > 0$ . Si plusieurs observations ont été effectuées pour un même spectre, celle avec le meilleur rapport signal sur bruit sera analysée.

Le pipeline automatique compare le spectre observé avec un modèle type d’étoile, de galaxie et de quasar ramené au référentiel propre de l’objet à  $z = 0$ . Dans le cas des quasars, ce modèle a été construit à partir du catalogue de quasars de SDSS DR5. La technique d’analyse

en composantes principales (PCA pour Principal Component Analysis) permet de décomposer chaque spectre de l'échantillon d'entraînement sur une base commune en 4 spectres (Lyke et al., 2019). Le modèle est donc une combinaison linéaire de ces 4 spectres en plus d'un polynôme qui prend en compte des éventuelles erreurs de calibration ou des effets d'extinction (galactique ou intrinsèque). Ces spectres modèles sont ensuite décalés sur différentes plages de longueur d'onde en fonction de la nature de l'objet :  $0.0033 < z < 7$  pour les quasars,  $-0.01 < z < 1$  pour les galaxies et  $-0.004 < z < 0.004$  pour les étoiles. En ajustant les spectres observés avec cette combinaison linéaire de spectres propres, nous obtenons une distribution en  $\chi^2$  pour chaque nature d'objet en fonction du redshift. Cet ajustement est effectué avec 4500 degrés de liberté. Si la différence du minimum de  $\chi^2$  entre 2 natures d'objets est inférieure à 45 (seuil empirique) alors l'objet sera placé dans la catégorie ZWARNING  $> 0$ , dans le cas contraire, le minimum de  $\chi^2$  fournit le redshift de l'objet avec une erreur obtenue à  $\chi_{min}^2 + 1$ .

Nous avons présenté le pipeline principal pour la détermination du redshift. Cependant, le modèle utilisé a été optimisé pour BOSS qui cherchait des quasars à haut redshift pour l'étude des absorptions Lyman- $\alpha$ . Pour un sous-ensemble aléatoire des quasars (329 130), les spectres ont été observés visuellement pour tester l'efficacité du modèle en comparant le redshift visuel  $z_{vi}$  et le redshift provenant du pipeline  $z_{pipe}$ . Nous considérons un redshift comme inexact dans le cas où la différence est supérieur à  $\Delta v = 3\,000 \text{ km.s}^{-1}$  avec

$$\Delta v = c \frac{|z_c - z_t|}{1 + z_t}, \quad (2.2)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière,  $z_c$  est le redshift à comparer et  $z_t$  est le redshift test. Pour un objet dont le redshift test est  $z_t = 1.5$ , le redshift est inexact pour une différence de redshift de  $\Delta z = 0.025$ . Parmi l'échantillon test, 2.1% des quasars avaient un redshift inexact dans le pipeline. Une grande majorité de ceux-là (84.4%) avait même un redshift hautement inexact  $\Delta v > 10\,000 \text{ km.s}^{-1} \xrightarrow{z_t=1.5} \Delta z = 0.083$ .

En plus du redshift du pipeline et de l'inspection visuelle, le relevé de quasar inclut un redshift généré à partir d'un autre algorithme utilisant l'analyse des composant principaux (PCA), appelé *redvsblue* (du Mas des Bourboux et al., 2020). Il utilise les mêmes spectres propres que l'algorithme du pipeline, mais ici toutes les longueurs d'onde du spectre sont utilisés sans masque. Finalement, le redshift calculé indépendamment à partir de 6 lignes d'émissions (H $\alpha$ , H $\beta$ , Mg II, C III, C IV et Ly $\alpha$ ) est enregistré dans le catalogue de quasars.

Pour notre analyse de la structuration de quasars, le redshift de l'inspection visuelle est utilisé si disponible, sinon le redshift du pipeline est utilisé. Néanmoins, du fait de la complexité de la physique à l'oeuvre dans les quasars (voir section 2.3), la détermination de leur redshift peut être compliquée. En effet, les larges raies d'émission visibles dans le spectre des quasars peut amener un décalage dans le calcul du redshift. Pour étudier cela, nous mesurons la différence de redshift obtenue entre deux observations des mêmes quasars. La figure 2.10 montre la distribution de cette différence (en  $\text{km.s}^{-1}$ ). On constate de cette figure que la différence en redshift issu du pipeline ou du PCA est distribuée de la même façon, cette distribution est bien ajustée par une double gaussienne,

$$\frac{dN}{d(\delta v)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(1+f)} \left( \frac{f}{\sigma_1} e^{-\frac{\Delta v^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{1}{\sigma_2} e^{-\frac{\Delta v^2}{2\sigma_2^2}} \right), \quad (2.3)$$

où les deux gaussiennes sont centrées en zéro. L'ajustement donne  $\sigma_1 = 150 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $\sigma_2 = 1000 \text{ km.s}^{-1}$  et  $f = 4.478$ .



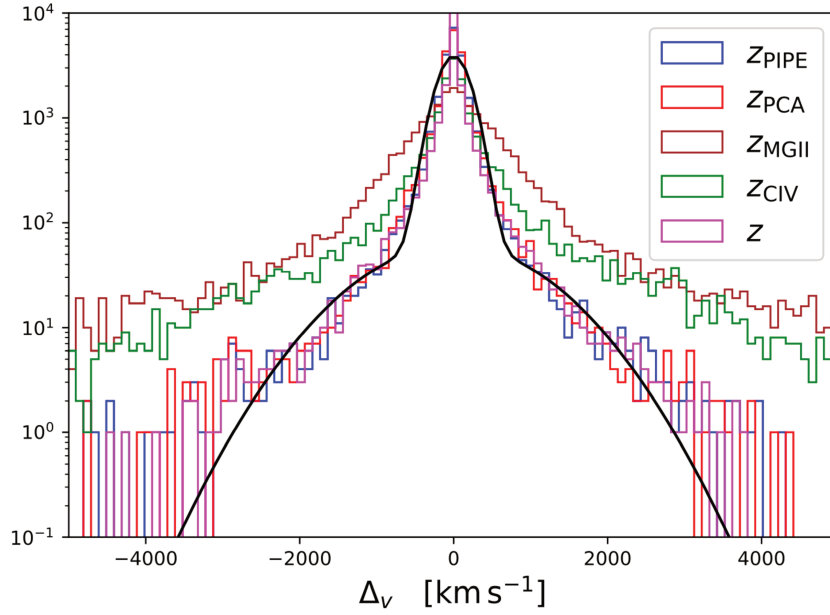


FIGURE 2.10 – Distributions de la différence de vitesse pour des quasars observés plusieurs fois. La ligne noire représente une double gaussienne. De Lyke et al. (2019).

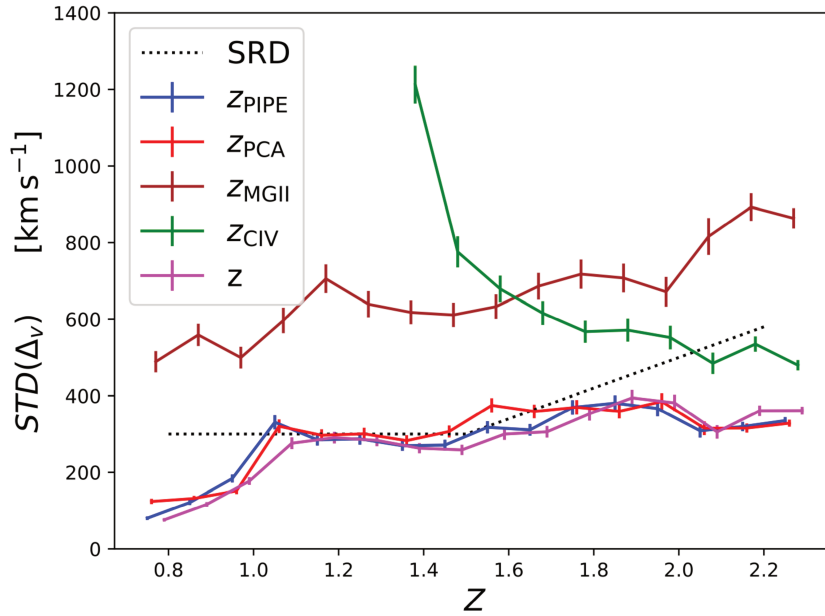


FIGURE 2.11 – Distribution de l'incertitude statistique pour des redshift observés plusieurs fois en fonction du redshift. La ligne pointillée noire représente les exigences de eBOSS. De Lyke et al. (2019).

La figure 2.11 montre la distribution des incertitudes statistiques de la mesure du redshift pour les différentes méthodes en fonction du redshift. Le redshift final a bien une incertitude inférieure aux exigences listées dans Dawson et al. (2012) (ligne pointillée noir sur la figure). On remarque de nouveau que les incertitudes pour la méthode du pipeline ou pour le PCA sont assez similaires. Enfin, on voit que les redshift issu d'une seule ligne d'émission, que ce soit la ligne Mg II ou C IV possède une incertitude trop grande comparées aux exigences.

Dans la section 3.6, nous nous assurons que cette incertitude en redshift ne biaise pas notre ajustement cosmologique au travers de tests sur des simulations. Pour cela, nous créons plusieurs ensembles de simulations incluant une erreur sur le redshift. Un ensemble de simulations possède une incertitude gaussienne reprenant la déviation standard changeant en fonction du redshift de la même façon que les exigences de eBOSS (ligne pointillée de la figure 2.11). Un second ensemble a une incertitude dite réaliste qui reprend la double gaussienne avec les valeurs de l'équation 2.3. Finalement, le biais sur les paramètres cosmologiques dû aux 2.1% de redshifts inexacts est testé avec l'ajout de ce taux de redshifts catastrophiques dans l'ensemble de simulations incluant l'incertitude réaliste.

#### 2.4.4 Catalogue pour analyse de la structuration

Nous présentons ici les catalogues utilisés dans l'analyse de l'échantillon de quasars de eBOSS, sachant que la même procédure est utilisée pour les catalogues LRG. La création de ces catalogues est présentée dans Ross et al. (2020). Les catalogues de eBOSS sont séparés suivant chaque hémisphère galactique. Chaque étape expliquée ci-après sera donc faite séparément pour les 2 parties. La couverture angulaire des relevés de l'hémisphère galactique nord (NGC) et de l'hémisphère galactique sud (SGC) est représentée sur la figure 2.12. La création des catalogues se fait en 8 étapes que je détaille dans cette section ;

- Création d'un catalogue d'objets.
- Correspondance des cibles venant de la photométrie et des observations spectroscopiques.
- Application de masques en fonction d'objets connus tel que les étoiles.
- Résolution des collisions de fibres et détermination de la complétude du relevé.
- Application de poids pour l'efficacité de la détermination de redshifts ainsi que pour les collisions de fibres.
- Coupure du relevé en fonction du redshift et en fonction de la complétude.
- Assignation des poids dûs aux effets d'avant-plan et d'imagerie.
- Assignation d'un redshift à chaque objet du catalogue aléatoire.

##### 2.4.4.1 Catalogue aléatoire

La première étape est de créer un catalogue avec des positions angulaires aléatoires et une densité de  $5\,000\text{ deg}^{-1}$ . Cette densité est plus de 40 fois supérieure à la densité de quasar observée spectroscopiquement. Les objets sont répartis sur toute la surface du relevé, ce qui constitue  $6\,309\text{ deg}^2$ . Ce catalogue aléatoire servira pour le calcul du spectre de puissance en définissant la densité moyenne.

##### 2.4.4.2 Correspondance entre cibles et observations

Certaines cibles ont déjà été observées et sont, donc, déjà dans la base de données de SDSS. Ces précédentes observations sont liées aux cibles correspondantes ce qui permet d'obtenir toutes les informations nécessaires sur ces objets tels que le redshift ou le type d'objet. Ces objets font partie du sous-catalogue appelé Legacy et sont inclus dans l'algorithme de tiling comme étant préalablement observés (section 2.4.2). Les nouvelles observations sont liées aux cibles en fonction de leur numéro d'identification.

Ces cibles sont réparties en 9 classes : cible non observée, bonne observation avec bon redshift,

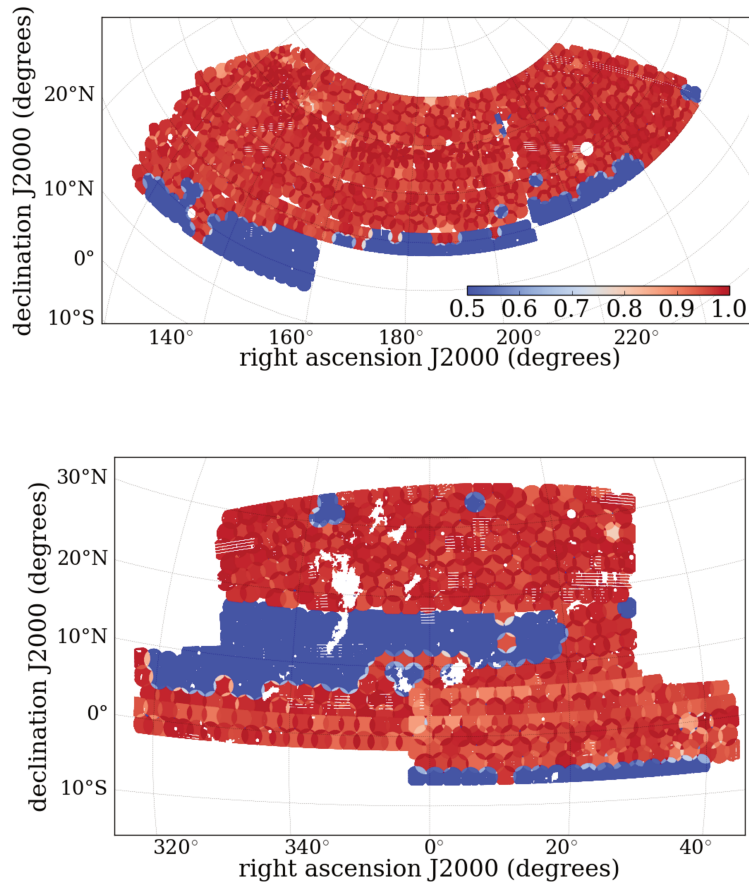


FIGURE 2.12 – Relevé de quasar final de eBOSS. La figure du haut montre le NGC, celle du bas montre le SGC. La couleur représente la complétude du relevé. Les zones bleues foncées ont une complétude inférieure à 0.5 qui ne seront pas gardées pour l'analyse de structuration.

quasar de legacy, étoile, problème de redshift, objet identifié comme appartenant au mauvais type (ex. LRG pour QSO), étoile venant du catalogue legacy, mauvaise fibre, non fibré.

#### 2.4.4.3 Masques du relevé

Le relevé total eBOSS DR16 s'étend sur  $6\,309 \text{ deg}^2$ , mais différents masques sont appliqués pour ne pas prendre en compte des zones du ciel qui n'ont pas pu être observées complètement et pour ne pas biaiser le calcul du spectre de puissance. En ce qui concerne les quasars,  $\sim 500 \text{ deg}^2$  sont masqués par 3 masques différents. Autour de chaque observation, une zone de  $62''$  est inobservable sans chevauchement de plaque. Ce masque dû à des cibles qui ont une priorité supérieure aux quasars est de seulement  $66 \text{ deg}^2$  car seuls TDSS et SPIDERS ont une plus grande priorité que les quasars. Le masque dû aux étoiles ou tout autre objet brillant est le même que celui appliqué pour l'analyse BOSS DR12 et s'étend sur une surface totale de  $397 \text{ deg}^2$ , sur la figure 2.12, les "griffures" et les trous dans le relevé sont dus à ces masques. Enfin, tout à fait au centre de chaque plaque une zone est inobservable du fait du support de celle-ci et constitue, au total,  $0.6 \text{ deg}^2$ . Chacun de ces masques est appliqué aux catalogues de quasars et d'objets aléatoires. Ce qui sous-entend l'hypothèse que ces masques sont décorrélés des fluctuations de densité d'origine cosmologique.

#### 2.4.4.4 Collision de fibres

Comme expliqué dans la section 2.4.2, s'il y a plus de quasars cibles dans un groupe de collisions que de plaques se superposant à cet endroit du ciel, alors les quasars excédentaires seront perdus et la cible sera donc qualifiée de CP (pour "Close Pairs"). Ces collisions de fibres pouvant être corrélées avec le champ de densité des quasars ils doivent être pris en compte dans l'analyse de structuration. Chaque bonne observation se voit attribuée un poids pour prendre en compte ces collisions de fibres. Ce poids  $w_{cp}$  est différent pour chaque groupe de collision,

$$w_{cp} = \frac{N_{cp} + N_{z,ebooss} + N_{badclass} + N_{star}}{N_{z,ebooss} + N_{badclass} + N_{star}}, \quad (2.4)$$

où  $N_{cp}$  est le nombre de cibles non observées pour cause de collisions,  $N_{z,ebooss}$  est le nombre de cibles observées avec un bon redshift,  $N_{badclass}$  est le nombre de cibles avec une mauvaise identification du type,  $N_{star}$  est le nombre d'étoiles prises pour cible. Cette pondération permet une bonne évaluation de la structuration à grande échelle en ce qui concerne la composante transverse. Néanmoins, la structuration reste biaisée à cause de la composante radiale du spectre de puissance. Dans la présente analyse, nous avons décidé d'utiliser une correction du modèle du spectre de puissance à l'aide de fonctions fenêtres tel que présenté dans [Hahn et al. \(2017\)](#) pour réduire ce biais au maximum, voir le chapitre 4 pour plus de détails sur la raison de cette correction supplémentaire, sur son application et les résultats en découlant.

#### 2.4.4.5 Erreur sur le redshift

Pour la prise en compte de l'efficacité de la détermination du redshift, nous commençons par définir une efficacité en redshift,

$$f_{good} = \frac{N_{goodz}}{N_{allebooss}} \quad (2.5)$$

avec

$$\begin{aligned} N_{goodz} &= N_{z,ebooss} + N_{badclass} + N_{star} \\ N_{allebooss} &= N_{goodz} + N_{zfail} \end{aligned} \quad (2.6)$$

où  $N_{zfail}$  correspond aux observations dont le redshift est inexact. Cette efficacité est déterminée en fonction de différents aspects instrumentaux, le spectrographe, la plaque ou le numéro d'identification de la fibre.

Pour chaque spectrographe et chaque plaque, nous pouvons calculer le carré du rapport signal-sur-bruit de la bande  $i$  à la magnitude photométrique  $i = 20.2$  appelé  $S_i$ . Une relation linéaire a été trouvée entre  $f_i = N_{goodz}/N_{zfail}$  et  $S_i$  ([Ross et al., 2020](#)). Comme  $f_{good} = 1 - 1/(1 + fi)$ , alors,

$$f_{good} = 1 - \frac{1}{1 + a_S + b_S S_i} \quad (2.7)$$

avec  $a_S$  et  $b_S$  issus de l'ajustement de l'équation linéaire  $f_i = a_S + b_S S_i$  pour chaque spectrographe et chaque plaque.

$w_{noz,S} = 1/f_{good}$  constitue la première partie du poids due à l'erreur en redshift et permet de prendre en compte les variations de champs de densité en fonction de la plaque et du spectrographe considérés.

Le numéro d'identification de chaque fibre est directement corrélé avec l'emplacement où le spectre sera lu sur le CCD. Il existe une dépendance entre la position sur le CCD et l'efficacité de l'obtention du redshift (Ross et al., 2020), c'est pourquoi une 2ème efficacité est calculée en fonction de ce numéro d'identification dont on peut déduire un poids  $w_{\text{noz},r}$  en prenant son inverse. Au final le poids total dû aux erreurs en redshift est

$$w_{\text{noz}} = w_{\text{noz},S} w_{\text{noz},r} \quad (2.8)$$

Ce poids est appliqué à toutes les observations eBOSS.

#### 2.4.4.6 Coupure du relevé

La complétude  $C_{\text{eBOSS}}$  est le ratio de fibres assignées sur le total de cibles. Elle est déterminée par secteur. Un secteur correspond à une zone du relevé avec la même combinaison de plaque.

$$C_{\text{eBOSS}} = \frac{N_{\text{cp}} + N_{z,\text{eboss}} + N_{\text{badclass}} + N_{\text{star}} + N_{z\text{fail}}}{N_{\text{cp}} + N_{z,\text{eboss}} + N_{\text{badclass}} + N_{\text{star}} + N_{z\text{fail}} + N_{\text{missed}}} \quad (2.9)$$

Elle montre la complétude du relevé. Elle ne prend pas en compte les problèmes spectroscopiques qui sont déjà pris en compte par  $w_{\text{noz}}$  pour les problèmes instrumentaux, et par  $w_{\text{cp}}$  pour les petites échelles. On peut voir sur la figure 2.12 que, si une plaque a été observée, alors la complétude est presque égale à 1, ce qui correspond à un relevé complet. Néanmoins, on voit également que de grandes zones ont été prévues pour observation mais sont restées vierges de spectre. Les secteurs où  $C_{\text{eBOSS}} < 0.5$  ne sont pas inclus dans le catalogue de structuration. Après cette coupure qui enlève  $1\,047 \text{ deg}^2$ , la complétude moyenne sur le relevé total est de 0.977. Une seconde coupure est effectuée en fonction du taux de succès de l'obtention d'un redshift. Ce taux est donné pour chaque secteur par

$$C_z = \frac{N_{z,\text{eboss}} + N_{\text{badclass}} + N_{\text{star}}}{N_{\text{cp}} + N_{z,\text{eboss}} + N_{\text{badclass}} + N_{\text{star}} + N_{z\text{fail}}} \quad (2.10)$$

Les secteurs où  $C_z$  est inférieur à 0.5 sont également supprimés du relevé. Cette coupure enlève  $3.4 \text{ deg}^2$  supplémentaires.

Au final, après avoir retiré les parties du ciel correspondant aux différents masques ainsi qu'à ces coupures en fonction de la complétude par secteur, le relevé eBOSS DR16 de quasar s'étend sur  $4\,808 \text{ deg}^2$ . Nous pondérons cette aire par la complétude  $C_{\text{eBOSS}}$  pour obtenir une surface finale de  $4\,699 \text{ deg}^2$ . Sur la figure 2.12 les parties bleues foncées sont des zones où la complétude est inférieur à 0.5, ce sont des zones qui ne seront pas prises en compte dans le catalogue utilisé pour étudier la structuration. Nous pouvons noter qu'une majorité de ces zones n'a pas du tout été observé spectroscopiquement.

Nous appliquons également un poids servant à optimiser notre mesure de la structuration par rapport aux variances statistique et cosmique en assignant un poids en fonction de la densité moyenne de quasars par plage en redshift (Feldman et al., 1994). Ce poids est calculé tel que :

$$w_{\text{FKP}} = \frac{1}{1 + n(z)P_0}, \quad (2.11)$$

où la valeur du spectre de puissance de référence  $P_0$  est choisie pour une échelle où la signature du BAO est la plus importante. Dans l'analyse des quasars de eBOSS, nous choisissons cette échelle à  $k = 0.15 \text{ h.Mpc}^{-1}$ , qui correspond à la seconde oscillation BAO. À cette échelle, le spectre de puissance de référence vaut  $P_0 = 6\,000 \text{ Mpc}^3 \cdot \text{h}^{-3}$ . Ce poids permet d'avoir une contribution

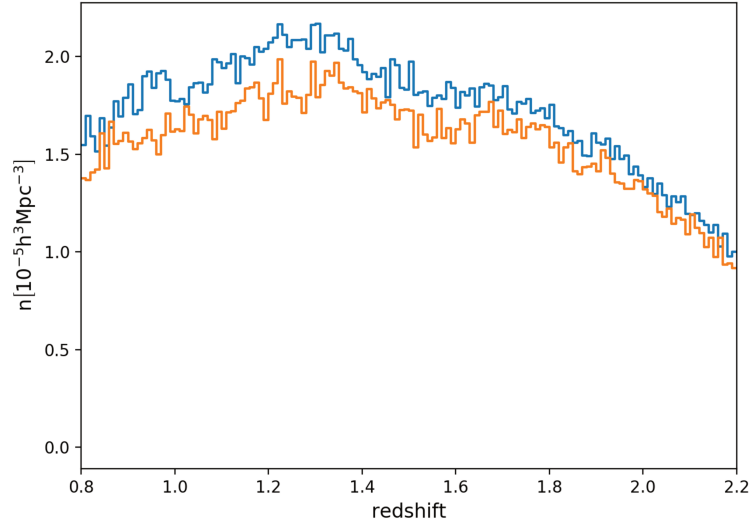


FIGURE 2.13 – Densité de quasars dans le relevé eBOSS. La courbe bleue représente le NGC ; la courbe orange, le SGC. La variation est faible en fonction du redshift.

égale dans le spectre de puissance de quasar pour chaque plage en redshift. Néanmoins, le densité du relevé de quasar étant assez uniforme en fonction du redshift (voir figure 2.13), ce poids varie très peu (moins de 10%).

#### 2.4.4.7 Systématiques d'imagerie

Pour déterminer un poids corrigeant les propriétés d'imagerie ainsi que d'avant-plan galactiques, le choix a été fait de se baser sur une régression linéaire multivariée (Bautista et al., 2018). Dans le cas des quasars, 4 cartes sont utilisées, la profondeur dans la bande  $g$ , la taille de la fonction d'étalement du point dans la bande  $i$  (qui permet d'obtenir la qualité de l'image), le fond de ciel ainsi que l'extinction galactique.

La profondeur optique caractérise le degré de transparence de l'atmosphère. Elle est définie comme le logarithme de la fraction du rayonnement absorbée. L'extinction galactique est le degré de transparence de notre galaxie. Après les coupures en redshift et en fonction de la complétude ainsi que l'application des poids spectroscopiques,  $w_{\text{noz}}$  et  $w_{\text{cp}}$ , et du poids  $w_{\text{FKP}}$ , un nombre moyen de quasar est observé dans chaque pixel du ciel. Puis, un ajustement est effectué simultanément en fonction des quatre cartes. Ensuite, un poids photométrique (appelé  $w_{\text{sys}}$ ) est assigné pour corriger les tendances visibles dans ce fit. Il correspond à l'inverse du coefficient de l'ajustement. La figure 2.14 montre la densité de quasars en fonction des paramètres photométriques. Après correction, les fluctuations de densité sont, statistiquement, non significatives.

Finalement, chaque objet du catalogue de données se verra assigné un poids  $w_{\text{tot}}$  tel que

$$w_{\text{tot}} = w_{\text{sys}} w_{\text{noz}} w_{\text{cp}} w_{\text{FKP}}. \quad (2.12)$$

Dans le chapitre 4, ces différents poids sont étudiés pour leur impact sur l'analyse cosmologique au travers de tests sur des simulations.

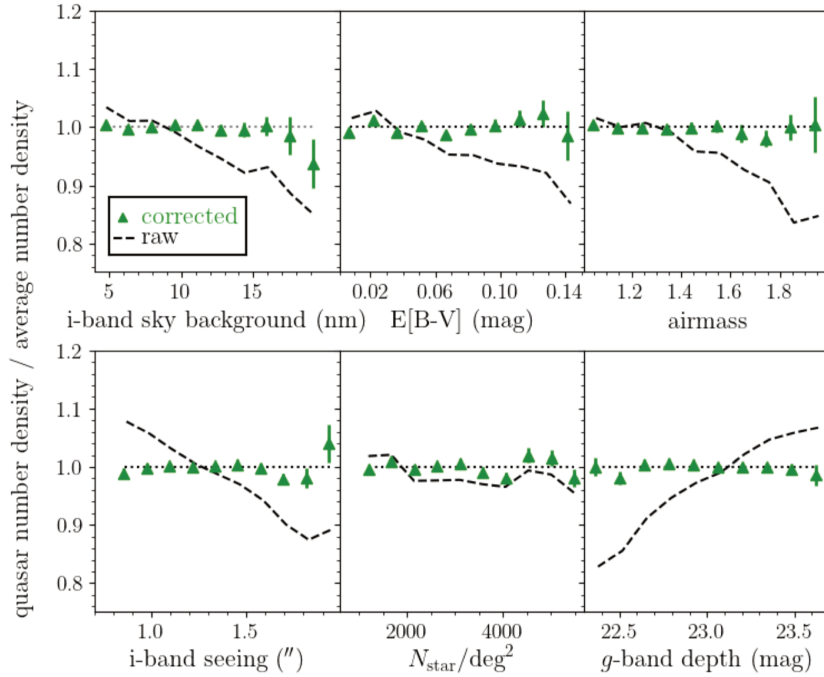


FIGURE 2.14 – Densité de quasars en fonction de propriétés photométriques. La ligne tiretée montre la densité avant correction avec les cartes alors que les points montrent la densité après correction. De [Ross et al. \(2020\)](#)

#### 2.4.4.8 Assignation des poids et redshift au catalogue d'objets aléatoires

Pour la construction du catalogue d'objets aléatoires, le redshift, les poids  $w_{\text{noz}}$ ,  $w_{\text{cp}}$ ,  $w_{\text{sys}}$  et  $w_{\text{FKP}}$  des objets du catalogue d'objet aléatoire sont sélectionnés aléatoirement, de façon conjointe, dans les objets du catalogue de données. La valeur  $w_{\text{sys}}$  de l'objet du catalogue aléatoire est ensuite multipliée par la valeur de la complétude des données en fonction de sa position céleste. Chaque objet du catalogue aléatoire possède donc toutes les caractéristiques d'un objet du catalogue de données exceptée sa position angulaire.

#### 2.4.5 Estimation du spectre de puissance de l'échantillon final de quasar

Nous analysons le catalogue de quasars du relevé final d'eBOSS au travers de son spectre de puissance. Nous présentons ici la méthode utilisée pour son estimation en utilisant le package `nbodykit` ([Hand et al., 2018](#)).

##### 2.4.5.1 Cosmologie fiducielle

Nous devons commencer par convertir les coordonnées équatoriales (l'ascension droite RA et la déclinaison Dec) et le redshift  $z$ , en coordonnées cartésiennes. Pour cela, nous utilisons les coordonnées sphériques, où  $\phi = \text{RA}$ ,  $\theta = 90 - \text{Dec}$  et  $r = D_{\text{M}}$ . Cette dernière relation implique de connaître la valeur de  $H(z)$  et donc de connaître les densités énergétiques des différentes composantes de l'univers. Dans cette analyse, nous utilisons une cosmologie dite "fiducielle" utilisée dans toutes les analyses du relevé final de eBOSS,

$$h = 0.676, \quad \Omega_{\text{m}} = 0.31, \quad \Omega_{\Lambda} = 0.69, \quad \Omega_{\text{b}} h^2 = 0.022, \quad \sigma_8 = 0.80. \quad (2.13)$$



L'erreur dans le choix de cette cosmologie sera pris en compte dans les paramètres d'Alcock-Paczynski (voir équation 1.48).

### 2.4.5.2 Calcul spectre de puissance

Pour l'estimation du spectre de puissance, nous utilisons la méthode décrite dans Yamamoto et al. (2006).

Premièrement, nous construisons le champ de surdensité des quasars pondérés  $F(\mathbf{r})$  (Feldman et al., 1994) tel que

$$F(\mathbf{r}) = n_q(\mathbf{r}) - \alpha n_r(\mathbf{r}), \quad (2.14)$$

où  $n_q$  et  $n_r$  sont, respectivement, le champ de densité pondéré du catalogue de quasars et du catalogue d'objets aléatoires. Le champ aléatoire est redimensionné par

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^{N_q} w_{q,i}}{\sum_{i=1}^{N_r} w_{r,i}}, \quad (2.15)$$

où  $w_{q,i}$  est le poids du quasar  $i$ .

Ensuite, en suivant Bianchi et al. (2015), on calcule directement les multipôles du spectre de puissance ;

$$P_\ell(k) = \frac{2\ell + 1}{I} \int \frac{d\Omega_k}{4\pi} F_0(\mathbf{k}) F_\ell(-\mathbf{k}) - P_\ell^{\text{noise}}, \quad (2.16)$$

avec

$$F_\ell(\mathbf{k}) = \int F(\mathbf{r}) \mathcal{L}_\ell(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (2.17)$$

où  $\hat{\mathbf{k}}$  représente le vecteur unitaire de direction  $\mathbf{k}$  ; la ligne de visée,  $\hat{\mathbf{r}}$ , est choisie comme étant la direction d'un des quasars observés de la paire. Cela peut introduire des effets aux grands angles qui seront négligeables dans notre cas comme nous le verrons plus en détails dans le chapitre 3. L'intégrale sur l'angle solide  $d\Omega_k$  est effectuée par couches sphériques de  $\Delta k = 0.01 \text{ h/Mpc}$ . Enfin,  $\mathcal{L}_\ell$  est le polynôme de Legendre d'ordre  $\ell$ .

Le terme de bruit de grenaille,  $P_\ell^{\text{noise}}$ , vient de l'aspect discret du traceur et ne contribue qu'au monopôle indépendamment de l'échelle ;

$$P_\ell^{\text{noise}} = \begin{cases} \frac{1}{I} \left( \sum_{i=1}^{N_q} w_{q,i}^2 + \alpha^2 \sum_{i=1}^{N_r} w_{r,i}^2 \right) & \text{si } \ell = 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.18)$$

Nous utilisons la méthode de Hand et al. (2017) pour calculer les multipôles du spectre de puissance. Premièrement, nous interpolons le champ de surdensité  $F(\mathbf{r})$  sur une grille cubique. Nous avons choisi une taille de cellule de  $T_c = 7 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  qui correspond à une fréquence de Nyquist de  $k_{\text{Nyq}} = \frac{2\pi}{2T_c} = 0.449 \text{ h.Mpc}^{-1}$ , bien supérieure au nombre d'onde maximal inclut dans notre analyse ( $k_{\text{max}} = 0.3 \text{ h.Mpc}^{-1}$ ).

Plusieurs schémas d'interpolation existent dont les plus courants sont tirés d'une convolution à l'ordre  $n - 1$  d'une fonction porte centrée sur les points de la grille  $W^{(n)}(s)$  avec elle-même ;  $s$  est la distance entre le quasar et le nœud de la grille. L'ordre  $n$  de cette fonction correspond au nombre de nœuds sur lesquels le poids d'un quasar est réparti. Les trois premiers ordres sont



$$W^{(1)}(s) = \begin{cases} 1 & \text{si } |s| < \frac{T_c}{2} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.19)$$

$$W^{(2)}(s) = \begin{cases} 1 - |s| & \text{si } |s| < T_c \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.20)$$

$$W^{(3)}(s) = \begin{cases} \frac{3}{4} - s^2 & \text{si } |s| < \frac{T_c}{2} \\ \frac{1}{2} \left( \frac{3}{2} - s^2 \right)^2 & \text{si } \frac{T_c}{2} < |s| < \frac{3T_c}{2} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.21)$$

Appelé, respectivement, le nearest-grid-point (NGR), le cloud-in-cell (CIC) et le triangular shaped cloud (TSC). Pour notre analyse nous utilisons le schéma TSC. Malgré cette interpolation d'un ordre assez élevé, le spectre de puissance n'est pas parfaitement reconstruit jusqu'à la fréquence de Nyquist (erreur relative :  $\sim 10^{-2}$ ) dû principalement à des effets d'aliasing qui proviennent de l'échantillonnage.

Pour améliorer l'estimation aux petites échelles et éviter ces effets d'aliasing, nous appliquons la technique d'entrelacement qui consiste à calculer le champ de surdensité en déplaçant la grille de la moitié de la taille de la cellule dans chaque direction (Sefusatti et al., 2016). Avec le schéma TSC entrelacé, nous atteignons une erreur relative de  $\sim 10^{-4}$  jusqu'à la fréquence de Nyquist.

La figure 2.15 montre les spectres de puissances des deux hémisphères galactiques NGC et SGC. On constate que la tendance entre les deux hémisphères est semblable dans le graphique sans le bruit de grenaille. Les oscillations BAO semblent importantes dans le monopole, particulièrement la seconde oscillation à  $k \sim 0.14 \text{ h.Mpc}^{-1}$ . Le graphique de droite représentant le spectre de puissance sans soustraction du bruit de grenaille nous montre le spectre qui sera effectivement utilisé dans les analyses. Ce bruit de grenaille constant en  $k$  (ici la figure montre le spectre de puissance multiplié par  $k$ ) est dominant pour les grands nombre d'onde du fait de la faible densité des quasars. La légère différence de densité entre NGC et SGC explique ce bruit de grenaille plus important pour ce dernier. Le quadrupole non nul illustre au premier ordre l'effet des distorsions dans l'espace des redshifts.

### 2.4.6 Fonction de corrélation

Notre étude de la structuration de la matière au travers de la distribution des quasars se fait entièrement en espace de Fourier. Cependant, dans Hou et al. (2021), l'analyse du même échantillon de quasars a été effectuée en espace de configuration avec le calcul de la fonction de corrélation.

La fonction de corrélation  $\xi(r)$  est définie dans l'équation 1.43, par un excès de probabilité de trouver deux objets séparés par  $r$ . Pour son calcul, nous comparons le nombre de paires de quasars séparés de  $r + 1/2\Delta r$ , avec  $\Delta r$  la largeur du bin, au nombre de paires du catalogue d'objets aléatoires séparés de la même distance. Pour cela, l'estimateur le plus simple est

$$1 + \xi(r) = \frac{DD(r)}{RR(r)}, \quad (2.22)$$

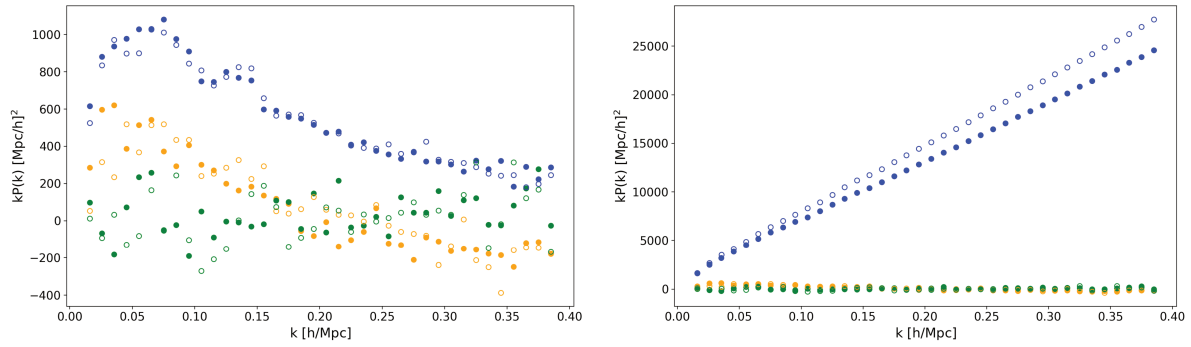


FIGURE 2.15 – Spectre de puissance du relevé de quasars de eBOSS. Les cercles bleus, oranges et verts représentent, respectivement, le monopole, quadrupole et hexadecapole ; les cercles pleins (vides) sont pour le NGC (SGC). Gauche : spectre de puissance avec le bruit de grenaille soustrait. Droite : spectre de puissance avec le bruit de grenaille non soustrait.

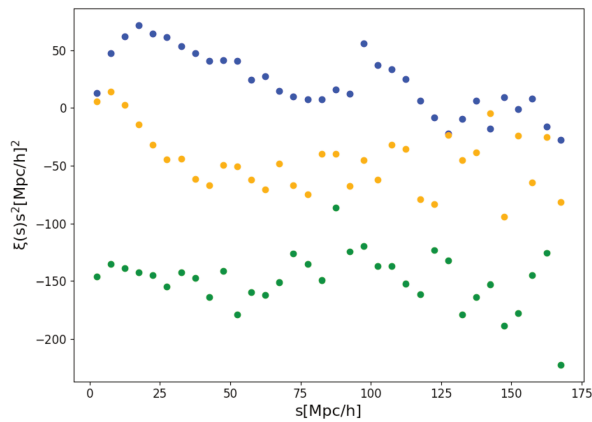


FIGURE 2.16 – Fonction de corrélation de l'échantillon final de eBOSS de quasars. Nous affichons le monopole, le quadrupole et l'hexadecapole, respectivement et bleu, orange et vert. Nous avons décaler l'hexadecapole de  $-150\xi(s)s^2$  pour plus de clarté.

où  $DD(r)$  et  $RR(r)$  représentent, respectivement le nombre de paires de quasars et d'objets aléatoires dans le bin  $r$ . Néanmoins, cet estimateur a une variance importante et [Landy and Szalay \(1993\)](#) a montré que l'estimateur possédant la variance minimale est

$$\xi(r) = \frac{DD(r) - DR(r) + RR(r)}{RR(r)}, \quad (2.23)$$

appelé l'estimateur de Landy-Szalay. La figure 2.16 montre les multipoles de la fonction de corrélation de l'échantillon de quasars de eBOSS. Sur cette figure, nous avons décalé l'hexadecapole de  $-150$ , par soucis de clarté, l'hexadecapole a une valeur faible sur toute la plage en  $r$  étudiée. Le quadrupole est significativement non nul de par les RSD. Enfin, sur le monopole, nous pouvons observer nettement le pic BAO situé à  $\sim 100 \text{ Mpc.h}^{-1}$ .

## 2.5 Simulations

Dans le cadre de l'analyse de quasars de eBOSS, nous avons utilisé deux types de simulations. Des mocks créés à partir de la simulation à N-corps OuterRim ([Heitmann et al., 2019](#)) pour tester nos modèles théoriques sans contrainte expérimentale ; la création de ces mocks est expliquée

dans la section 2.5.1.1, leur analyse et l'erreur systématique du modèle associée sont présentées dans la section 3.6. Le deuxième ensemble de mocks est créé en utilisant l'approximation de Zeldovich, ce sont des mocks plus rapides à calculer mais moins précis, ils ont la géométrie des données réelles et nous permettent de calculer la matrice de covariance de notre analyse et de tester les méthodes de réduction des effets observationnels à partir desquels nous reportons notre erreur systématique observationnelle, nous présentons leur création dans la section 2.5.2, et leur analyse dans le chapitre 4.

### 2.5.1 OuterRim mocks

Dans le but de tester nos modèles théoriques, nous les confrontons à des mocks créés à partir d'une simulation à N-corps. Nous commençons par présenter brièvement la construction des simulations à N-corps et particulièrement d'OuterRim dans la section 2.5.1.1. Puis, nous expliquons les façons dont les clichés spécifiques que nous avons utilisés ont été peuplés de quasars à partir de différentes distributions d'occupation des halos (HOD), ainsi que les incertitudes en redshift implémentées pour prendre en compte les spécificités de notre échantillon en section 2.5.1.2. Enfin, pour tester nos modèles nous avons également changé la cosmologie intrinsèque de cette simulation en la redimensionnant, nous expliquons cette étape dans la section 2.5.1.4.

#### 2.5.1.1 Simulation N-body : OuterRim

Les modèles théoriques que nous utilisons dans l'analyse de l'échantillon de quasars de eBOSS doivent être testés sur des simulations numériques pour nous assurer de leur validité pour le domaine d'échelles pris en compte. Ces simulations fournissent une bonne précision aux échelles non-linéaires difficilement accessible avec les théories des perturbations, et nous les considérons comme étant la "vérité". Les particules des simulations à N-corps n'interagissent que gravitationnellement sans prendre en compte de phénomène hydrodynamique. Le but ici est de résoudre l'équation de Vlasov (voir section 3.1) qui décrit l'évolution de la fonction de distribution dans l'espace des phases  $f(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ ; néanmoins, sa résolution directe serait beaucoup trop coûteuse en CPU et inefficace. C'est pour cette raison que les simulations à N-corps échantillonnent  $f$  en  $10^{10-12}$  particules pour la résolution de l'équation de Vlasov.

En pratique, une simulation est débutée à un redshift intermédiaire  $z \sim 100$ ; à un redshift trop grand, le solveur gravitationnel serait inefficace car les fluctuations sont trop petites et il faut être dans l'ère de domination de la matière ( $\Omega_m = 1$ ); à un redshift trop bas, la théorie linéaire n'est plus valable pour les échelles d'intérêt. La simulation est initiée par un champ avec une distribution gaussienne de moyenne nulle et de variance caractérisée par un spectre de puissance linéaire calculé à l'aide d'un code résolvant les équations de Boltzmann tel que CLASS (Blas et al., 2011) ou CAMB (Lewis et al., 2000). Les particules de la simulation sont déplacées et leur vitesse est initiée en fonction de ce champ suivant l'approximation de Zel'Dovich (voir section 3.1.5), il est également possible d'utiliser le second ordre en perturbation de cette approximation, 2LPT (Scoccimarro, 1998).

Après l'initialisation, la première technique pour calculer les forces sur chaque particule, et donc leur vitesse, est d'utiliser la méthode Particule-Particule (PP) (Aarseth, 1963). La vitesse particulière de la particule  $i$  est calculée avec :

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = G \sum_{j \neq i} m_j \frac{r_j - r_i}{((r_j - r_i)^2 + \epsilon^2)^{3/2}}, \quad (2.24)$$

ce qui correspond à l'équation théorique du mouvement pour une particule comme vu dans l'équation 3.1, excepté pour le terme d'atténuation  $\epsilon$  qui permet d'éviter une divergence pour des séparations nulles et donc faciliter l'intégration ; ce terme permet d'augmenter le nombre de particules dans les simulations de plusieurs ordres de grandeur (Dehnen, 2001). Cette technique de sommation directe est coûteuse en CPU  $\mathcal{O}(N^2)$  avec  $N$ , le nombre de particules. D'autres techniques ont été développées pour réduire ce coût.

La technique de maillage de particules (PM pour Particle-Mesh) consistant à évaluer la densité de particules sur une grille à l'aide des noyaux d'interpolation de l'équation 2.19 (Eastwood, 1975). Le potentiel gravitationnel est calculé en espace de Fourier à l'aide de transformées rapides de Fourier (FFT), et atténué à la taille caractéristique du maillage. Ce potentiel gravitationnel mesuré en chaque point de la grille permet de calculer le déplacement de chaque particule en utilisant le même noyau d'interpolation entre les particules et les points de la grille. D'après ce potentiel gravitationnel, les particules sont déplacées avec le même noyau d'interpolation. Le nombre d'opération nécessaire pour l'interpolation sur la grille est d'ordre  $\mathcal{O}(N)$ , avec  $N$ , le nombre de particules ; et la FFT est d'ordre  $\mathcal{O}(N_m \log N_m)$ , avec  $N_m$ , le nombre de maille. Cette méthode est donc d'ordre  $\mathcal{O}(N_m \log N_m)$  ce qui la rend bien moins coûteuse que la sommation directe. Néanmoins, cette technique a le désavantage de ne pas être précise aux échelles plus basses que quelques mailles. Il est toutefois possible d'améliorer cette précision aux petites échelles en couplant la technique PM avec PP à ces échelles.

Dans notre analyse, nous avons utilisé la simulation OuterRim qui consiste en une boîte de  $3 \text{ Gpc.h}^{-1}$  de côté contenant  $10\,240^3$  particules de masse  $1.85 \cdot 10^{-9} M_\odot \cdot \text{h}^{-1}$ . Cette simulation a été lancée avec le code HACC (Hardware/Hybrid Accelerated Cosmology Code) qui est exposé dans Habib et al. (2016). La méthode PM est utilisée pour les grandes échelles avec un couplage à une méthode PP pour les échelles de l'ordre de la taille de la maille. Cette simulation a été lancée avec une cosmologie  $\Lambda$ CDM avec les paramètres :

$$h = 0.71, \quad \omega_{\text{cdm}} = 0.1109, \quad \omega_b = 0.02258, \quad \sigma_8 = 0.80, \quad n_s = 0.963, \quad \Omega_k = 0. \quad (2.25)$$

Les conditions gaussiennes sont initiées à  $z = 200$  avec les vitesses calculées avec l'approximation de Zel'Dovich.

Une simulation telle qu'OuterRim est donc une collection de particules de matière noire avec une position et une vitesse. Dû au potentiel gravitationnel, ces particules peuvent s'agréger et former des halos liés de matière noire. Pour caractériser ces halos, plusieurs algorithmes existent ; La méthode utilisée dans OuterRim est un algorithme qui lie entre elles toutes les particules plus proche qu'une certaine distance ; dans le cas d'OuterRim, elle est égale à 0.168 fois la distance moyenne séparant les particules. Cette méthode simple est appelée 'Friend-of-Friends' (Davis et al., 1985).

### 2.5.1.2 Distribution d'occupation des halos

Dans la section précédente, nous avons présenté la simulation OuterRim. Nous utilisons le cliché à  $z = 1.433$  de celle-ci, pour la proximité avec le redshift effectif de notre échantillon réel

$z_{\text{eff}} = 1.48$ . Ce cliché est constitué de halos de matière noire ; nous construisons nos mocks en peuplant ces halos avec des quasars. Nous utilisons la technique de la distribution d’occupation des halos (HOD) pour lier les halos aux quasars. Des études ont été menées pour contraindre ce lien avec précision (par exemple, [Mohammad et al. \(2020\)](#)). Nous avons, cependant, décidé de rester aussi conservatifs que possible dans notre analyse et, donc, de choisir une gamme de HOD très large pour tester la réponse de nos modèles. Notre modélisation de HOD utilise comme seul paramètre la masse des halos mais se divise en deux parties, correspondant à une partie des quasars peuplant le centre des halos et l’autre partie des quasars peuplant la périphérie que nous appellerons les quasars satellites. La probabilité pour chaque halo de contenir un quasar central ou satellite est indépendante. La densité moyenne de la simulation est de  $1.8 \cdot 10^{-2} (\text{Mpc.h}^{-1})^{-3}$  halos de matière noire de plus de  $10^{12} M_{\odot}$ . Nous cherchons à obtenir une densité du même ordre que notre jeu de données eBOSS ( $2 \cdot 10^{-5} (\text{Mpc.h}^{-1})^{-3}$ ), ce qui rend faible la probabilité d’avoir à la fois un quasar central et satellite dans le même halo. La position et la vitesse des quasars satellites peuvent être choisies de deux façons. La première méthode consiste à sélectionner aléatoirement une particule dans le groupe du halo, et à assigner au quasar ses caractéristiques. Dans la seconde méthode, la position est sélectionnée aléatoirement selon un profil de densité qui suit la prescription de [Navarro et al. \(1997\)](#), NFW. La vitesse du quasar satellite est prise aléatoirement dans chaque direction selon une distribution gaussienne de variance  $\sigma^2(M) = GM/2R_{\text{vir}}$ .

Nous avons utilisé cinq fonctionnelles différentes pour couvrir une grande gamme de HOD. Nous avons créé 20 ensembles de mocks avec des paramètres différents. Ces paramètres sont résumés dans la table 2.1 et les cinq formes de HOD, toutes fonction uniquement (du logarithme) de la masse du halo, sont présentées dans la suite. Certaines de ces formes de HOD ne sont pas motivées d’un point de vue physique, particulièrement les modèles incluant des marches nettes, nous avons testé que cela n’augmentait pas drastiquement les erreurs dans les analyses cosmologiques (voir section 3.6). Le choix des paramètres pour chaque HOD a été fait pour être en accord avec la fonction de corrélation de l’échantillon DR16 de quasars pour nos échelles d’intérêt  $s > 20 \text{ Mpc.h}^{-1}$  ainsi que de la densité moyenne d’objets, ainsi, les 20 façons de peupler les halos de matière noire sont compatibles avec la structuration des quasars observée. Tous les HOD utilisés sont présentés sur la figure 2.17.

- **Fonction escalier lissée et loi de puissance**

Le premier modèle de HOD utilise un paramétrage vu dans [Tinker et al. \(2012\)](#). Ici, la probabilité qu’un halo contienne un quasar central est donnée par une fonction escalier lissée :

$$\langle N_{\text{cen}}(M) \rangle = \tau \frac{1}{2} \left[ 1 + \text{erf} \left( \frac{\log M - \log M_{\text{cen}}}{\log \sigma_m} \right) \right], \quad (2.26)$$

avec  $M_{\text{cen}}$ , la position de la marche ; et,  $\log \sigma_m$ , la largeur de lissage de la fonction. Le paramètre  $\tau$  représente la fraction de trous noirs actifs aux centre des galaxies, il caractérise la hauteur de la marche. Dans ce modèle, la probabilité d’avoir un quasar dans un halo de masse  $M \ll M_{\text{cen}}$  est nulle, alors que la probabilité d’avoir un quasar dans un halo de  $M \gg M_{\text{cen}}$  est  $\tau$ . Ce modèle est motivé par la relation entre la luminosité des quasars et la masse des halos hôtes.

Le nombre de satellites est caractérisé par une loi de puissance,

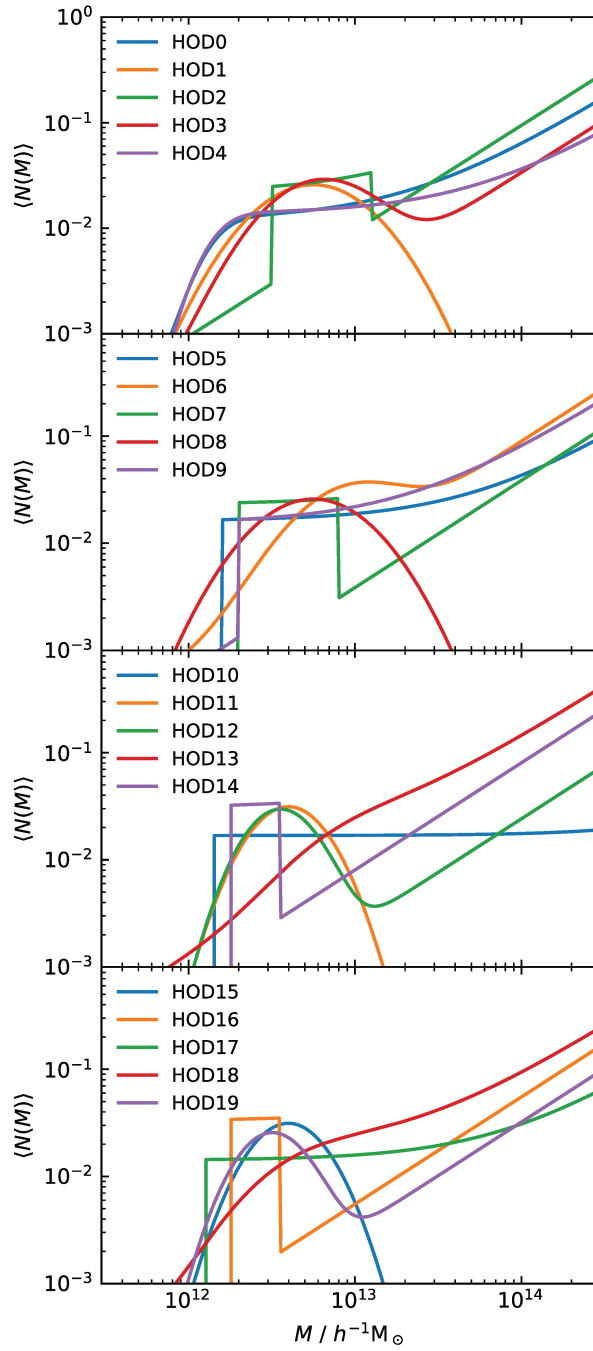


FIGURE 2.17 – La distribution d’occupation de quasars totale pour les 20 ensembles utilisés dans notre *mock challenge* avec la cosmologie connue. Le numéro des HOD correspond aux numéros visibles dans la table 2.1.

TABLE 2.1 – Paramètres des HOD pour chaque mock. La forme du HOD pour les quasars centraux est une fonction marche lissée (Sm), une gaussienne (G), une fonction porte (TH) ou une fonction marche lissée (Sh), les quasars satellites suivent une distribution de loi de puissance (PL) ou gaussienne (G). Les satellites sont positionnés en utilisant une particule de matière noire de la simulation (Par), ou en suivant le profil NFW. Le paramètre  $f_{\text{sat}}$  est la fraction de satellites, et  $\tau$  est la part des noyaux de galaxies actifs.  $\log M_{\text{cen}}$  est la position centrale de la fonction HOD pour les quasars centraux.  $\log \sigma_M$  représentent la largeur de la gaussienne ou le lissage de la marche;  $\Delta \log M$  est la largeur de la fonction porte.  $M_{\text{sat}}$  est le seuil de la loi de puissance pour les satellites, et  $\alpha_{\text{sat}}$  est la pente de cette loi. ‘Sat. cut’ indique si le HOD central a été utilisé pour ajouter un seuil pour les masses faibles dans le HOD de satellites. La colonne finale,  $n$ , est la densité de quasars, en  $10^{-5}(\text{M.h}^{-1})^{-3}$ .

HOD	Cen. HOD	Sat. HOD	Sat. pos.	$f_{\text{sat}}$	$\tau$	$\log M_{\text{cen}}$	$\log \sigma_M$	$\Delta \log M$	$M_{\text{sat}}$	$M_{\text{cut}}$	$\alpha_{\text{sat}}$	Sat. cut	$n/10^{-5}$ (Mpc/h) $^{-3}$
HOD0	Sm	PL	Par	0.19	0.012	12.13	0.2	-	15.29	11.61	1.0	No	2.185
HOD1	G	G	NFW	0.07	0.074	12.75	2.0	-	-	-	-	-	2.186
HOD2	TH	PL	NFW	0.60	0.022	12.80	-	0.6	15.03	10.57	1.0	No	2.183
HOD3	G	PL	Par	0.21	0.020	12.80	0.3	-	15.47	10.57	1.0	No	2.183
HOD4	Sm	PL	NFW	0.08	0.014	12.13	0.2	-	15.64	11.61	1.0	No	2.195
HOD5	Sh	PL	NFW	0.17	0.016	12.20	-	-	15.57	10.57	1.0	No	2.184
HOD6	G	PL	NFW	0.56	0.021	13.00	0.3	-	15.05	10.57	1.0	No	2.201
HOD7	TH	PL	Par	0.24	0.023	12.60	-	0.6	15.41	10.57	1.0	No	2.202
HOD8	G	G	NFW	1.00	0.074	12.75	2.0	-	-	-	-	-	2.186
HOD9	Sh	PL	NFW	0.42	0.015	12.30	-	-	15.18	10.57	1.0	No	2.197
HOD10	Sh	PL	Par	0.002	0.017	12.15	-	-	15.36	10.57	1.0	Yes	2.181
HOD11	G	G	NFW	0.10	0.060	12.60	1.6	-	-	-	-	-	2.184
HOD12	G	PL	NFW	0.05	0.014	12.55	0.2	-	15.61	10.57	1.0	Yes	2.188
HOD13	Sm	PL	NFW	0.73	0.016	12.80	0.4	-	14.89	10.57	1.0	No	2.183
HOD14	TH	PL	Par	0.17	0.031	12.40	-	0.3	15.09	10.57	1.0	Yes	2.174
HOD15	G	G	Par	0.50	0.060	12.60	1.6	-	-	-	-	-	2.185
HOD16	TH	PL	NFW	0.12	0.033	12.40	-	0.3	15.23	10.57	1.0	Yes	2.186
HOD17	Sh	PL	NFW	0.04	0.014	12.10	-	-	13.93	10.57	1.0	Yes	2.198
HOD18	Sm	PL	NFW	0.36	0.018	12.50	0.4	-	15.12	10.57	1.0	No	2.182
HOD19	G	PL	Par	0.07	0.012	12.50	0.2	-	15.49	10.57	1.0	Yes	2.187

$$\langle N_{\text{sat}}(M) \rangle = \left( \frac{M}{M_{\text{sat}}} \right)^{\alpha_{\text{sat}}} \exp \left( -\frac{M_{\text{cut}}}{M} \right), \quad (2.27)$$

avec  $M_{\text{sat}}$ , la normalisation;  $M_{\text{cut}}$ , une coupure pour les faibles masses; et,  $\alpha_{\text{sat}}$ , la pente de la loi de puissance.

- **Gaussienne**

Le modèle HOD gaussien est utilisé dans [Eftekharzadeh et al. \(2019\)](#). Cette paramétrisation prend en compte tous les quasars, centraux et satellites, qui sont ensuite répartis en fonction du paramètre  $f_{\text{sat}}$ .

$$\begin{aligned}
\langle N_{\text{tot}}(M) \rangle &= \frac{\tau}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_m} \exp \left[ -\frac{(\log M - \log M_{\text{cen}})^2}{2(\log \sigma_m)^2} \right] \\
\langle N_{\text{cen}}(M) \rangle &= (1 - f_{\text{sat}}) \langle N_{\text{tot}}(M) \rangle \\
\langle N_{\text{sat}}(M) \rangle &= f_{\text{sat}} \langle N_{\text{tot}}(M) \rangle.
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Ce modèle est motivé par la grande part des quasars s'observant dans une gamme en masse restreinte.

- **Gaussienne et loi de puissance**

Ce modèle est paramétré de la même façon que l'équation 2.28 pour les quasars centraux, et avec une loi de puissance de la même forme que l'équation 2.27 pour les quasars satellites.

- **Fonction escalier nette et loi de puissance**

Ce modèle est caractérisé par une probabilité de quasars centraux donnée par

$$\langle N_{\text{cen}}(M) \rangle = \tau \Theta(M - M_{\text{cen}}), \tag{2.29}$$

avec la fonction de Heaviside,

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 \\ 1 & \text{si } x > 0 \end{cases} \tag{2.30}$$

Cette modélisation exclut tout halo d'une masse plus petite que  $M_{\text{cen}}$  et donne la même probabilité  $\tau$  aux halos de masse supérieure à  $M_{\text{cen}}$ .

L'équation 2.27 régit la probabilité de quasars satellites.

- **Fonction porte et loi de puissance**

Cette dernière modélisation est une fonction porte pour les quasars centraux,

$$\langle N_{\text{cen}}(M) \rangle = \tau \Theta(\log \sigma_m - |M - M_{\text{cen}}|), \tag{2.31}$$

avec  $M_{\text{cen}}$  le centre de la fonction porte et  $\log \sigma_m$  sa largeur.

Les quasars satellites sont toujours distribués suivant la loi de puissance de l'équation 2.27.

### 2.5.1.3 Mocks avec cosmologie connue

À partir du cliché de la simulation OuterRim à  $z = 1.433$ , et pour chacun de ces 20 HOD, nous avons créé 100 réalisations indépendantes de catalogue de quasars. Pour chaque halo du catalogue, un quasar central est attribué suivant la probabilité  $\langle N_{\text{cen}}(M) \rangle$ , un quasar satellite est attribué indépendamment de cela suivant  $\langle N_{\text{sat}}(M) \rangle$ . Un quasar central obtient la position et la vitesse du centre du halo, alors qu'un quasar satellite est positionné suivant la méthode préconisé dans le HOD en question. Notons qu'il a été vérifié en implémentant les deux méthodes sur des mêmes mocks que ce positionnement des quasars satellites n'affecte pas la structuration des quasars à nos échelles d'intérêt.

La part des noyaux de galaxies étant actifs,  $\tau$ , étant de l'ordre de quelques pourcents, cela nous permet de ne pas avoir 100 réalisations entièrement corrélées.



Le centre de la boîte est ensuite placé à une distance de  $2800 \text{ Mpc.h}^{-1}$  de l'observateur, en face d'un des 6 côtés. Nous avons montré que le choix de l'observateur contribuait à des différences dans la structuration et dans l'analyse cosmologique, principalement pour le paramètre  $f\sigma_8$  (voir figure 3.11 et Smith et al. (2021) pour plus de détails) du fait de la différence sur le quadrupole qu'un tel changement apporte. Pour éviter ce problème nous plaçons notre observateur successivement sur les 6 côtés. La vitesse le long de la ligne de visée est prise en compte pour passer nos mocks en espace des redshifts par un décalage de la position. Pour que l'évolution de la structuration des quasars en fonction du redshift soit implémentée dans nos mocks, nous avons assigné un redshift prenant en compte le redshift de chaque quasar par

$$(1 + z_{\text{obs}}) = (1 + z_{\text{cos}}) \left( 1 + \frac{v_{\text{los}}}{c} \right), \quad (2.32)$$

où  $z_{\text{obs}}$  est le redshift du mock final,  $z_{\text{cos}}$  est le redshift sans prise en compte de la vitesse et  $v_{\text{los}}$  est la vitesse de long de la ligne de visée.

- **Incertitude en redhsift**

Nous avons vu dans la section 2.3 que l'observation d'un quasar s'obtient avec une incertitude non négligeable du redshift du fait des larges raies d'émission visibles dans son spectre. Pour tester l'implication de cette incertitude dans notre analyse de la structuration, nous avons implémenté plusieurs types d'incertitude en redshift sur les mocks. Chacune des  $20 \times 100$  réalisations est utilisée pour créer quatre mocks en fonction de l'incertitude en redshift implémentée.

- **Sans incertitude**

La première série de mocks est simplement la réalisation brute sans incertitude en redshift.

- **Incertitude gaussienne**

La seconde série reprend les mêmes mocks mais ajoute une incertitude gaussienne sur le redshift. Cette incertitude  $\Delta z$  est prise dans une distribution gaussienne définie par le document d'exigence du relevé (figure 2.11), cette incertitude évolue en fonction du redshift.

- **Incertitude réaliste**

La troisième série est créée avec une incertitude dite réaliste (provenant de l'étude des erreurs en redshift équation 2.3) qui est définie à partir d'une distribution double gaussienne. Ce qui correspond à une distribution gaussienne avec de larges queues pour les grandes différences de redshift.

La série de mocks avec incertitude gaussienne nous permet de tester nos modèles avec une résolution qui se dégrade aux grands redshifts. La série avec incertitude double gaussienne nous montre la réponse de nos modèles pour une incertitude réaliste.

- **Incertitude réaliste + redshifts catastrophiques**

Finalement, en plus de l'incertitude en redshift, comme vu dans la section 1.6.1.1, une petite partie des quasars est observée avec une mauvaise détermination du redshift. Cette systématique est testée ici en prenant les mocks avec incertitude en redshift réaliste couplés à une assignation aléatoire du redshift pour 1.5% des quasars également pris aléatoirement.

Pour illustrer l'impact de ces incertitudes en redshift implémentées dans les catalogues de quasars, la figure 2.18 montre la moyenne du spectre de puissance des 100 réalisations du mock3 avec les différentes prescriptions d'incertitude sur le redshift. L'ajout de l'incertitude en redshift atténue la puissance du spectre à petite échelle.

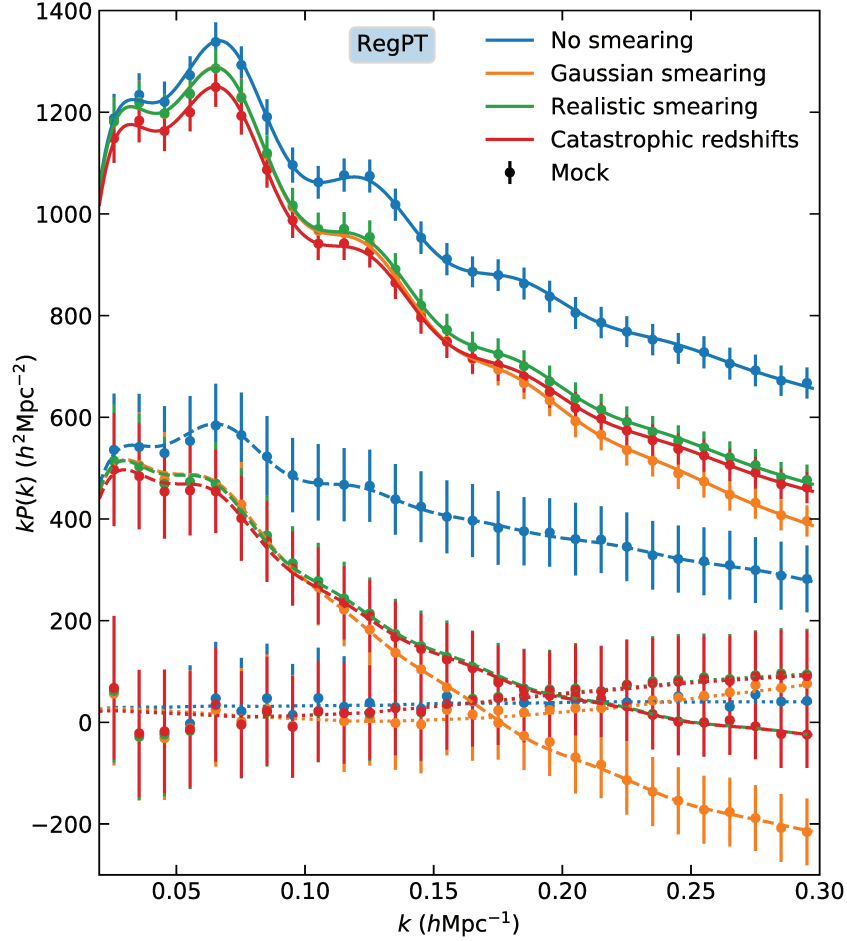


FIGURE 2.18 – Multipoles du spectre de puissance mesuré à partir du mock3 dans le cas sans incertitude en redshift (en bleu), une incertitude gaussienne (en jaune), une incertitude réaliste (en vert) et avec des redshifts catastrophiques (en rouge). Les points indiquent la mesure alors que la ligne pleine montre un ajustement avec notre modèle expliqués dans la section 3.4. Les lignes pleines, tiretées et pointillées représentent, respectivement, le monopole, le quadrupole et l’hexadecapole.

#### 2.5.1.4 Mocks avec changement de cosmologie

En plus de la partie du *mock challenge* expliquée dans la section précédente, nous avons mis en place une partie dite aveugle, dans laquelle les personnes en charge de l’analyse des données ne sont pas au courant de la vraie cosmologie de la simulation qu’ils analysent. Pour cela, et en gardant comme seule simulation OuterRim, il nous faut une méthode pour changer la cosmologie intrinsèque. Pour redimensionner les catalogues de halos, la méthode de Mead and Peacock (2014) est utilisée, elle est présentée plus en détails dans Smith et al. (2020). Cette technique qui se concentre sur le redimensionnement des halos plutôt que des particules est plus facile pour des grandes simulations tels qu’OuterRim du fait de la taille beaucoup moins importante du catalogue de halos en comparaison du nombre de particules. Le but dans cette méthode est de redimensionner une simulation à une cosmologie et à un redshift donné vers une autre cosmologie à un autre redshift. Dans notre cas, la cosmologie de départ est toujours celle d’OuterRim équation 2.25 et le redshift d’arrivée est toujours le redshift de notre cliché utilisé pour la première partie du *mock challenge*  $z = 1.433$ . Premièrement, il faut redimensionner les

unités de la simulation. La position comobile  $\mathbf{x}$  est redimensionnée par

$$\mathbf{x}' = s\mathbf{x} \quad (2.33)$$

où le prime dénote une quantité dans la nouvelle cosmologie alors que les quantités notées sans prime se mesurent dans la cosmologie de départ OuterRim (cette assertion est vraie pour toute cette section).

Enfin, les vitesses seront de la même façon modifiées tel que

$$\mathbf{v}' = s_v \mathbf{v} \equiv s \frac{H'(z')f'(z')}{1+z'} \frac{1+z}{H(z)f(z)} \mathbf{v}. \quad (2.34)$$

De façon générale les paramètres  $s$  et  $z$  sont trouvés en mettant en adéquation la moyenne quadratique des fluctuations de densité linéaire dans la nouvelle cosmologie  $\sigma'(R, z')$  avec celle de la cosmologie de départ redimensionnée  $\sigma(R/s, z)$ . Pour cela, il faut minimiser

$$\delta_{\text{rms}}(s, z|z') = \frac{1}{\ln(R'_2/R'_1)} \int_{R'_1}^{R'_2} \frac{dR}{R} \left( 1 - \frac{\sigma(R/s, z)}{\sigma'(R, z')} \right)^2 \quad (2.35)$$

où  $R'_1$  et  $R'_2$  sont, respectivement, la taille caractéristique du moins massif et du plus massif des halos.  $R$  est défini par le rayon d'une sphère contenant la masse  $M$  dans un univers homogène,  $M = 4/3\pi R^3 \bar{\rho}$ , ce qui contraint le redimensionnement de la masse par

$$M' = s_m M \equiv s^3 \frac{\Omega'_m}{\Omega_m} M. \quad (2.36)$$

Dans notre cas, seuls 3 clichés de OuterRim nous sont disponibles et nous choisissons donc le  $z$  pour qu'il coïncide avec un de ces redshifts.

Ce redimensionnement des distances par  $s$  modifie l'échelle BAO du même facteur, déplaçant le pic à une échelle  $sr_{\text{bao}}$  ne correspondant pas nécessairement à l'échelle de la cosmologie cible  $r'_{\text{bao}}$ . Également, la forme générale du spectre de puissance avec la cosmologie redimensionnée peut ne pas être identique au spectre avec la cosmologie cible. Pour corriger ces différences, chaque halo subit de petits changements de position et de vitesse suivant l'approximation de Zel'Dovich. Les halos de la simulation redimensionnée sont interpolés sur une grille (voir section 2.4.5.2) utilisant une taille caractéristique de 4 Mpc.h<sup>-1</sup>. Ensuite le déplacement est défini par

$$\delta\psi'_{\mathbf{k}'} = \left[ \sqrt{\frac{\Delta_{\text{lin}}'^2(\mathbf{k}', z')}{\Delta_{\text{lin}}^2(s\mathbf{k}', z)}} - 1 \right] \psi'_{\mathbf{k}'}, \quad (2.37)$$

où le champ de déplacement en espace de Fourier  $\psi_{\mathbf{k}}$  est défini dans l'équation 3.39 et

$$\Delta_{\text{lin}}^2(k, z) = 4\pi \left( \frac{k}{2\pi} \right)^3 P_{\text{lin}}(k, z) \quad (2.38)$$

est le spectre de puissance linéaire sans dimension. La position finale de chaque halo est donc obtenue par

$$\mathbf{x}'' = \mathbf{x}' + b'(M')\delta\psi', \quad (2.39)$$

avec  $b(M)$  le biais de halo de matière noire, qui permet de conserver la bonne dépendance du biais par rapport à la masse des halos. De la même façon, le changement de la vitesse se définit en espace de Fourier tel que,

$$\delta\mathbf{v}_{\mathbf{k}'} = a' H' f' \left( \sqrt{\frac{\Delta_{\text{lin}}'^2(\mathbf{k}', z')}{\Delta_{\text{lin}}^2(s\mathbf{k}', z)}} - 1 \right) \psi_{\mathbf{k}'} \quad (2.40)$$

TABLE 2.2 – Cosmologies utilisées pour construire les mocks.  $z_{\text{orig}}$  est le redshift du cliché original qui a été redimensionné pour correspondre à  $z = 1.433$ .  $s$ ,  $s_m$  et  $s_v$  sont, respectivement, les facteurs de redimensionnement de la position, de la masse et des vitesses. Les valeurs de  $a_{\parallel}$  et  $a_{\perp}$  sont calculées en prenant comme cosmologie fiducielle, la cosmologie de OuterRim.  $f\sigma_8$  est évaluée pour chaque cosmologie au redshift  $z = 1.433$ .

	$\Omega_b$	$\Omega_{\text{cdm}}$	$h$	$\sigma_8$	$n_s$	$z_{\text{orig}}$	$s$	$s_m$	$s_v$	$f\sigma_8$	$a_{\parallel}$	$a_{\perp}$
OR	0.0448	0.2200	0.7100	0.8000	0.9630	1.433	1.0000	1.0000	1.0000	0.3820	1.0000	1.0000
cosmo0	0.0461	0.2205	0.7228	0.7742	0.9628	1.494	0.9827	0.9555	0.9734	0.3694	0.9988	1.0000
cosmo1	0.0426	0.2360	0.6967	0.7981	0.9384	1.494	1.0175	1.1085	1.0308	0.3795	0.9911	1.0002
cosmo2	0.0410	0.2331	0.7405	0.7380	0.9594	1.494	0.9087	0.7766	0.9129	0.3514	0.9745	0.9805
cosmo3	0.0447	0.2408	0.6882	0.7903	0.9436	1.494	0.9950	1.0624	1.0208	0.3750	0.9966	1.0102
cosmo4	0.0467	0.2202	0.6964	0.7991	0.9815	1.376	0.9628	0.8997	0.9788	0.3812	1.0090	1.0105
cosmo5	0.0382	0.1973	0.7197	0.8526	0.9606	1.376	1.1049	1.1992	1.0535	0.4103	0.9926	0.9719
cosmo6	0.0541	0.2295	0.7275	0.7910	0.9671	1.376	0.9327	0.8688	0.9779	0.3756	1.0113	1.0238
cosmo7	0.0475	0.1844	0.7239	0.7783	1.0280	1.376	0.9603	0.7756	0.9086	0.3749	1.0220	0.9981

Le fait qu'ici les déplacements entre  $\mathbf{x}''$  et  $\mathbf{x}'$  sont dépendants de la masse des halos, n'est pas physique, néanmoins, dans les faits ces déplacements sont très petits devant les échelles que nous étudions ; 99.06% sont inférieurs à  $1 \text{ Mpc.h}^{-1}$  alors que nous analysons la structuration à partir de  $20 \text{ Mpc.h}^{-1}$ . Nous calculons le biais de halos  $b(M)$  pour cinq gammes en masses.

Pour la création de nos mocks dont la cosmologie est différente de celle d'OuterRim, nous utilisons deux clichés aux redshifts  $z = 1.376$  et  $z = 1.494$  que nous redimensionnons jusqu'au redshift  $z = 1.433$  qui correspond à celui du cliché avec lequel les mocks de la section précédente ont été réalisés. La cosmologie est choisie aléatoirement sur les paramètres  $\Omega_b$ ,  $\Omega_{\text{cdm}}$ ,  $h$  and  $\sigma_8$  à partir d'une distribution gaussienne centrée sur la cosmologie OuterRim. Le paramètre  $n_s$  est fixé pour que le redshift de départ corresponde au redshift d'un des deux clichés disponibles. Les 8 cosmologies utilisées sont présentées dans la table 2.2. Dans ce tableau, les paramètres cosmologiques dérivés importants pour notre analyse ( $f\sigma_8$  et  $\alpha_{\perp,\parallel}$ ) sont également présentés. Notons que les  $\alpha$  correspondent aux valeurs attendues dans le cas où l'analyse est effectuée avec la cosmologie OuterRim comme cosmologie fiducielle. Les HOD sont de la même forme que ceux présentés dans la section 2.5.1.2, à ceci près que tous les satellites sont positionnés suivant le profil NFW étant donné que les particules de matière noire ne sont plus disponibles.

Une première phase de cette partie du *mock challenge* a été mise en place avec un HOD et les 8 cosmologies pour tester plus précisément la dépendance de notre analyse vis-à-vis des paramètres cosmologiques. Ensuite, pour reporter une erreur cosmologique associée à ces tests, nous avons construit 24 ensembles de 100 réalisations avec des HOD et cosmologies différentes, le tableau 2.3 réfère les paramètres utilisés. Dans le cadre de certains mocks, les vitesses ont été redimensionnées pour directement modifier  $f\sigma_8$  du même facteur. Toutes les analyses de cette partie du *mock challenge* ont été effectuées en utilisant la cosmologie OuterRim comme cosmologie fiducielle et sans connaître la cosmologie intrinsèque, et nous n'avons pas modifié nos modèle en fonction de ces résultats.

TABLE 2.3 – Paramètres utilisés dans la partie aveugle du *mock challenge*. Les cosmologies sont présentées dans la table 2.2, et les paramètres de HOD dans la table 2.1.

Mock	Cosmologie	HOD	redimensionnement des vitesses
mockb0	cosmo1	HOD17	+5%
mockb1	cosmo4	HOD11	
mockb2	cosmo0	HOD11	+5%
mockb3	cosmo1	HOD11	
mockb4	cosmo0	HOD17	
mockb5	cosmo4	HOD2	
mockb6	cosmo1	HOD2	-5%
mockb7	cosmo0	HOD2	
mockb8	cosmo4	HOD17	
mockb9	cosmo3	HOD9	+2%
mockb10	cosmo7	HOD16	
mockb11	cosmo5	HOD3	
mockb12	cosmo7	HOD9	+3%
mockb13	cosmo6	HOD9	-8%
mockb14	cosmo3	HOD16	
mockb15	cosmo2	HOD16	-5%
mockb16	cosmo2	HOD3	+3%
mockb17	cosmo5	HOD9	+8%
mockb18	cosmo6	HOD3	
mockb19	cosmo6	HOD13	-2%
mockb20	cosmo3	HOD13	-3%
mockb21	cosmo5	HOD13	
mockb22	cosmo2	HOD13	
mockb23	cosmo7	HOD3	

## 2.5.2 EZmocks

Pour déterminer la matrice de covariance utilisée dans l’ajustement de notre modèle du spectre de puissance (voir chapitre 3), nous utilisons un ensemble de 1000 mocks rapides ayant la géométrie des données. Nous utilisons également ces mocks pour tester notre façon de prendre en compte des effets systématiques observationnels des données. La méthode de création de ces simulations, appelées EZmocks, est expliquée dans Zhao et al. (2021) qui améliore l’algorithme introduit dans Chuang et al. (2015). Nous présentons, dans la section 2.5.2.1, les grandes lignes de cette méthode. Dans la section 2.5.2.2, nous exposons notre méthode d’implémentation des systématiques, et nous comparons les mocks à nos données.

### 2.5.2.1 Création des EZmocks bruts

Nous présentons ici la réalisation des mocks de l’échantillon de quasars de eBOSS. Néanmoins, les analyses d’ELG et de LRG se sont faites conjointement aux quasars, de ce fait, la même boîte (à des redshifts différents) avec les mêmes conditions initiales a été utilisée pour la création de leur analyse respective, pour assurer d’avoir un même champ de densité de matière noire. Le NGC et SGC du relevé sont simulés de façon indépendantes

De la même façon que pour une simulation à N-corps, chacune des 1000 réalisations débute avec un champ de densité gaussien dans une boîte cubique, ici de 5 Gpc. La covariance de ce champ gaussien est paramétrée par le spectre de puissance linéaire calculé avec CAMB avec la cosmologie fixée au le meilleur ajustement de [Planck Collaboration et al. \(2014\)](#) ;

$$h = 0.6777, \quad \Omega_m = 0.307115, \quad \Omega_b = 0.048206, \quad \sigma_8 = 0.8225, \quad n_s = 0.9611. \quad (2.41)$$

Cependant, il a été montré que le spectre de puissance initial n'a pas d'incidence sur la matrice de covariance de notre mesure tant que les statistiques à 2 et 3 points des mocks coïncident avec les données étudiées ([Baumgarten and Chuang, 2018](#)). Ensuite, pour faire évoluer ce champ de particules de matière noire jusqu'aux redshifts d'intérêt, l'approximation de Zel'Dovich a été utilisée (voir la section 3.1.5).

À partir du champ de densité de matière noire, la densité de quasars est exprimée tel que :

$$\rho_q = \Theta(\rho_m - \rho_c) \rho_{\text{sat}} \left( 1 - e^{-\frac{\rho_m}{\rho_{\text{exp}}}} \right) B_s, \quad (2.42)$$

avec  $\Theta$ , la fonction de Heaviside qui assure que les quasars ne se forment que pour des densités de matière noire  $\rho_m$  supérieure à une densité critique  $\rho_c$ . Suivant [Chuang et al. \(2015\)](#), le biais stochastique  $B_s$  suit une loi gaussienne au-dessus de 1 et une loi log-normale en dessous, avec une moyenne de 0 et une déviation standard de 100. Le terme  $\rho_{\text{sat}}$  étant dégénéré avec  $B_s$ , il est fixé à 10. Le terme exponentiel permet de nous assurer que la densité de quasars ne dépasse pas une limite qui sera fonction de la densité de matière noire. Pour construire des mocks ayant la géométrie des données et une évolution en redshift, sept clichés ont été assemblés entre les redshifts 0.8 et 2.2 par pas de 0.2. Le redshift observé, prenant en compte les distorsions dans l'espace des redshifts est défini tel que

$$z_s = z_r + (1 + z_r) \frac{v}{c} \quad (2.43)$$

avec  $z_r$ , le redshift en espace réel ;  $v$ , la vitesse du quasar le long de la ligne de visée ; et  $c$ , la vitesse de la lumière.

Finalement, les paramètres de biais de ces mocks sont calibrés à partir des statistiques à 2 et 3 points des données. Cinq zones en redshifts se superposant sont définies pour cette calibration.

### 2.5.2.2 Implémentation des systématiques dans les mocks

Pour tester notre façon d'atténuer les systématiques dues aux observations et présentées dans la section 2.4.4, nous avons implémenté ces systématiques sur les EZmocks. L'analyse des EZmocks et le travail effectué sur ces systématiques sont exposés dans le chapitre 4. Dans cette partie, nous nous concentrons sur leur mise en place.

Les mocks bruts ont une densité constante en fonction du redshift. Nous les sous-échantillons pour faire correspondre la densité en fonction du redshift  $n(z)$  à celle des données après que les autres systématiques auront été appliquées.

Les masques d'objets autres que les quasars sont appliqués sur les mocks. Ces masques appliqués sont les mêmes que ceux utilisés pour les données (voir section 2.4.4.3). Ensuite, nous avons implémenté dans les mocks les effets systématiques que nous observons dans les données. Ces trois effets systématiques, explicités dans la section 2.4.4, sont les collisions de fibres, les échecs de redshifts et les problèmes de photométrie.

Pour l'implémentation des collisions de fibres, nous utilisons la même géométrie de plaque que celle utilisée dans le relevé de eBOSS. Nous utilisons la même technique utilisée dans le cadre

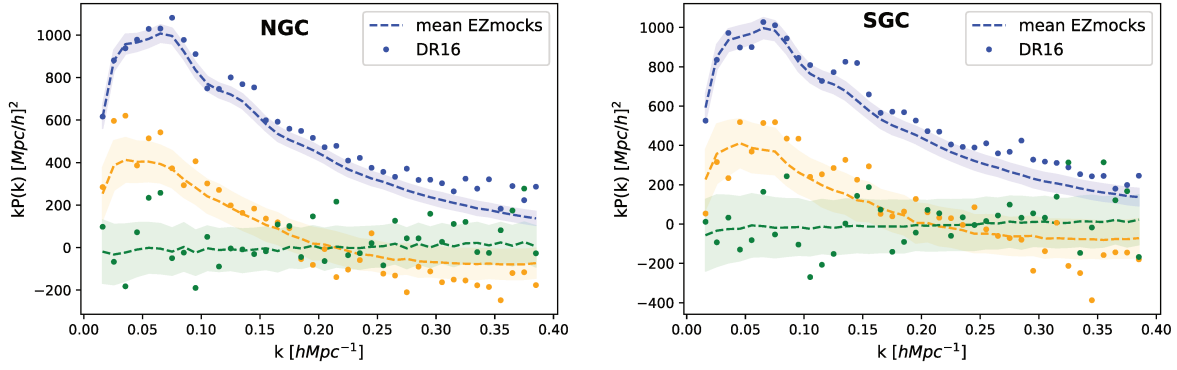


FIGURE 2.19 – Comparaison du spectre de puissance des données (points) avec les EZmocks, la ligne pointillée représente la moyenne et la bande ombragée la déviation standard. Le monopole, le quadrupole et l’hexadecapoles sont respectivement de couleur bleue, orange et verte ; La figure de gauche (droite) montre le NGC (SGC).

du relevé BOSS. Cette méthode forme des groupes de collisions pour les objets plus proche que  $62''$ . À partir de là, les cibles sont séparées entre un ensemble de cibles sans collision et un ensemble de cibles qui sont en collision avec le premier ensemble. Ensuite, de la même façon que pour les données, les cibles de l’ensemble sans collisions sont surpondérées si elles sont en groupe avec une ou des cibles du deuxième groupe. Nous prenons en compte la possibilité de chevauchement des plaques d’observation.

Les erreurs dans l’assignation du redshift sont implémentées en fonction des données réelles. Plus précisément, le taux de succès spectroscopique, qui est fonction de la fibre utilisée, et le signal sur bruit de la plaque fournit une pondération. En fonction de ces deux valeurs tirées des données, des objets des mocks sont aléatoirement enlevés. Les objets restant sont pondérés avec l’inverse du taux de succès spectroscopique, de la même façon que pour les données (voir équation 2.8).

Finalement, des objets sont retirés en fonction des mêmes cartes que pour les données, pour mimer les conditions d’imagerie dans les mocks. Le poids correspondant est calculé de manière identique aux données.

En utilisant ce travail d’implémentation des systématiques observationnelles, nous avons étudié le schéma de pondération des données par la comparaison des résultats d’analyses cosmologiques faites avec ou sans systématique, ce travail est présenté dans les sections 4.1.2 et 4.2.2.

### 2.5.2.3 EZmocks vs. DR16

Les EZmocks sont d’une grande importance pour notre analyse. Ils apparaissent à deux moments clés ; la construction de la matrice de covariance utilisée pour l’analyse finale des données, et, pour tester le système de pondération des effets systématiques observationnels. Nous nous assurons, dans cette section, que le spectre de puissance des EZmocks coïncide bien avec celui des données. Dans cette optique, nous présentons sur la figure 2.19, la comparaison entre le spectre de puissance des données et des mocks.

La forme générale des spectres est identique. Dans les deux hémisphères galactiques, nous constatons un excès de puissance dans la seconde oscillation du BAO ( $k \sim 0.14 \text{ h.Mpc}^{-1}$ ), ceci est dû à un signal BAO particulièrement important dans notre relevé. De plus, aux petites échelles



( $k > 0.25 \text{ h.Mpc}^{-1}$ ), le monopole des mocks manque de puissance en comparaison des données. Cela s'explique par la façon d'élaborer ces mocks, en effet, les interactions gravitationnelles ont, ici, été simulées à l'aide de l'approximation de Zel'Dovich. C'est une très bonne approximation des simulations à N-corps aux grandes échelles où les équations restent linéaires, mais elle ne peut pas reproduire les interactions non-linéaires apparaissant à plus petites échelles. Nous présentons les spectres de puissance après soustraction du bruit de grenaille pour plus de clarté mais notre analyse se fait avec ce bruit de grenaille. Après l'ajout de cette composante, les EZmocks tendent à surestimer le monopole de 3%. Nous restons donc conservatifs en utilisant ces mocks pour la construction de notre matrice de covariance. De plus, notre analyse se concentrant sur les nombres d'onde jusqu'à  $k = 0.30 \text{ h.Mpc}^{-1}$  (d'après la précision de notre modèle), la différence à cette échelle reste faible. Finalement, l'impact de ces différences est étudié dans le chapitre 4, présentant en détail notre étude des systématiques.





---

## Bibliographie

---

- Aarseth, S. J. (1963). Dynamical evolution of clusters of galaxies, I. *MNRAS* *126*, 223.
- Ata, M., F. Baumgarten, J. Bautista, F. Beutler, D. Bizyaev, et al. (2018). The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : first measurement of baryon acoustic oscillations between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* *473*(4), 4773–4794. [arXiv:astro-ph.CO/1705.06373](https://arxiv.org/abs/1705.06373).
- Baumgarten, F. and C.-H. Chuang (2018). Robustness of the covariance matrix for galaxy clustering measurements. *MNRAS* *480*(2), 2535–2543. [arXiv:astro-ph.CO/1802.04462](https://arxiv.org/abs/1802.04462).
- Bautista, J., N. Busca, J. Guy, J. Rich, M. Blomqvist, et al. (2017). Measurement of bao correlations at  $z = 2.3$  with sdss dr12 -forests.
- Bautista, J. E., M. Vargas-Magaña, K. S. Dawson, W. J. Percival, J. Brinkmann, et al. (2018). The SDSS-IV extended baryon oscillation spectroscopic survey : Baryon acoustic oscillations at redshift of 0.72 with the DR14 luminous red galaxy sample. *The Astrophysical Journal* *863*(1), 110.
- Bianchi, D., H. Gil-Marín, R. Ruggeri, and W. J. Percival (2015). Measuring line-of-sight-dependent Fourier-space clustering using FFTs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* *453*(1), L11–L15. <https://academic.oup.com/mnrasl/article-pdf/453/1/L11/3053920/slv090.pdf>.
- Blanton, M. R., H. Lin, R. H. Lupton, F. M. Maley, N. Young, et al. (2003). An efficient targeting strategy for multiobject spectrograph surveys : the sloan digital sky survey “tiling” algorithm. *The Astronomical Journal* *125*(4), 2276–2286.
- Blas, D., J. Lesgourgues, and T. Tram (2011). The cosmic linear anisotropy solving system (class). part ii : Approximation schemes. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* *2011*(07), 034–034.
- Bovy, J., J. F. Hennawi, D. W. Hogg, A. D. Myers, J. A. Kirkpatrick, et al. (2011). Think Outside the Color Box : Probabilistic Target Selection and the SDSS-XDQSO Quasar Targeting Catalog. *ApJ* *729*(2), 141. [arXiv:astro-ph.CO/1011.6392](https://arxiv.org/abs/1011.6392).

- Chuang, C.-H., F.-S. Kitaura, F. Prada, C. Zhao, and G. Yepes (2015). EZmocks : extending the Zel'dovich approximation to generate mock galaxy catalogues with accurate clustering statistics. *MNRAS* *446*(3), 2621–2628. [arXiv:astro-ph.CO/1409.1124](#).
- Davis, M., G. Efstathiou, C. S. Frenk, and S. D. M. White (1985). The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter. *ApJ* *292*, 371–394.
- Dawson, K. S., D. J. Schlegel, C. P. Ahn, S. F. Anderson, Aubourg, et al. (2012). The baryon oscillation spectroscopic survey of sdss-iii. *The Astronomical Journal* *145*(1), 10.
- de Mattia, A., V. Ruhlmann-Kleider, A. Raichoor, A. J. Ross, A. Tamone, et al. (2020). The Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : measurement of the BAO and growth rate of structure of the emission line galaxy sample from the anisotropic power spectrum between redshift 0.6 and 1.1. *MNRAS*. [arXiv:astro-ph.CO/2007.09008](#).
- Dehnen, W. (2001). Towards optimal softening in three-dimensionaln-body codes - i. minimizing the force error. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* *324*(2), 273–291.
- du Mas des Bourboux, H., J. Rich, A. Font-Ribera, V. de Sainte Agathe, J. Farr, et al. (2020). The Completed SDSS-IV Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Baryon Acoustic Oscillations with Ly $\alpha$  Forests. *ApJ* *901*(2), 153. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08995](#).
- Eastwood, J. W. (1975). Optimal Particle-Mesh Algorithms. *Journal of Computational Physics* *18*(1), 1–20.
- eBOSS Collaboration, S. Alam, M. Aubert, S. Avila, C. Balland, et al. (2020). The completed sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the apache point observatory.
- Eftekharzadeh, S., A. D. Myers, and E. Kourkchi (2019). A Halo Occupation Interpretation of Quasars at  $z \sim 1.5$  Using Very Small-Scale Clustering Information. *MNRAS* *486*(1), 274–282. [arXiv:astro-ph.CO/1812.05760](#).
- Feldman, H. A., N. Kaiser, and J. A. Peacock (1994). Power-Spectrum Analysis of Three-dimensional Redshift Surveys. *ApJ* *426*, 23. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9304022](#).
- Gil-Marín, H., J. E. Bautista, R. Paviot, M. Vargas-Magaña, S. de la Torre, et al. (2020). The Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : measurement of the BAO and growth rate of structure of the luminous red galaxy sample from the anisotropic power spectrum between redshifts 0.6 and 1.0. *MNRAS* *498*(2), 2492–2531. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08994](#).
- Gunn, J. E., M. Carr, C. Rockosi, M. Sekiguchi, K. Berry, et al. (1998). The Sloan Digital Sky Survey Photometric Camera. *AJ* *116*(6), 3040–3081. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9809085](#).
- Gunn, J. E., W. A. Siegmund, E. J. Mannery, R. E. Owen, C. L. Hull, et al. (2006). The 2.5 m Telescope of the Sloan Digital Sky Survey. *AJ* *131*(4), 2332–2359. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0602326](#).
- Habib, S. et al. (2016). HACC : Simulating Sky Surveys on State-of-the-Art Supercomputing Architectures. *New Astron.* *42*, 49–65. [arXiv:astro-ph.IM/1410.2805](#).

- Hahn, C., R. Scoccimarro, M. R. Blanton, J. L. Tinker, and S. A. Rodríguez-Torres (2017). The Effect of Fiber Collisions on the Galaxy Power Spectrum Multipoles. *MNRAS* *467*(2), 1940–1956. [arXiv:astro-ph.CO/1609.01714](https://arxiv.org/abs/1609.01714).
- Hand, N., Y. Feng, F. Beutler, Y. Li, C. Modi, et al. (2018). nbodykit : An open-source, massively parallel toolkit for large-scale structure. *The Astronomical Journal* *156*(4), 160.
- Hand, N., Y. Li, Z. Slepian, and U. Seljak (2017). An optimal FFT-based anisotropic power spectrum estimator. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* *2017*(07), 002–002.
- Heitmann, K., H. Finkel, A. Pope, V. Morozov, N. Frontiere, et al. (2019). The outer rim simulation : A path to many-core supercomputers. *The Astrophysical Journal Supplement Series* *245*(1), 16.
- Hou, J., A. G. Sánchez, A. J. Ross, A. Smith, R. Neveux, et al. (2021). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : BAO and RSD measurements from anisotropic clustering analysis of the quasar sample in configuration space between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* *500*(1), 1201–1221. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08998](https://arxiv.org/abs/2007.08998).
- Landy, S. D. and A. S. Szalay (1993). Bias and Variance of Angular Correlation Functions. *ApJ* *412*, 64.
- Lewis, A., A. Challinor, and A. Lasenby (2000). Efficient computation of cosmic microwave background anisotropies in closed friedmann-robertson-walker models. *The Astrophysical Journal* *538*(2), 473–476.
- Lyke, B. W., A. N. Higley, J. McLane, D. P. Schurhammer, A. D. Myers, et al. (2019). The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog : Sixteenth Data Release. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #233*, Volume 233 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, pp. 162.01.
- Mead, A. J. and J. A. Peacock (2014). Remapping dark matter halo catalogues between cosmological simulations. *MNRAS* *440*(2), 1233–1247. [arXiv:astro-ph.CO/1308.5183](https://arxiv.org/abs/1308.5183).
- Mohammad, F. G., W. J. Percival, H.-J. Seo, M. J. Chapman, D. Bianchi, et al. (2020). The completed SDSS-IV extended baryon oscillation spectroscopic survey : pairwise-inverse probability and angular correction for fibre collisions in clustering measurements. *MNRAS* *498*(1), 128–143. [arXiv:astro-ph.CO/2007.09005](https://arxiv.org/abs/2007.09005).
- Navarro, J. F., C. S. Frenk, and S. D. M. White (1997). A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ* *490*(2), 493–508. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9611107](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9611107).
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, et al. (2014). Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *A&A* *571*, A16. [arXiv:astro-ph.CO/1303.5076](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1303.5076).
- Ross, A. J., J. Bautista, R. Tojeiro, S. Alam, S. Bailey, et al. (2020). The Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Large-scale structure catalogues for cosmological analysis. *MNRAS* *498*(2), 2354–2371. [arXiv:astro-ph.CO/2007.09000](https://arxiv.org/abs/2007.09000).
- Scoccimarro, R. (1998). Transients from initial conditions : a perturbative analysis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* *299*(4), 1097–1118.

- Sefusatti, E., M. Crocce, R. Scoccimarro, and H. M. P. Couchman (2016). Accurate estimators of correlation functions in Fourier space. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 460(4), 3624–3636. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/460/4/3624/8117404/stw1229.pdf>.
- Smee, S. A., J. E. Gunn, A. Uomoto, N. Roe, D. Schlegel, et al. (2013). The Multi-object, Fiber-fed Spectrographs for the Sloan Digital Sky Survey and the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. *AJ* 146(2), 32. [arXiv:astro-ph.IM/1208.2233](https://arxiv.org/abs/astro-ph/1208.2233).
- Smith, A., E. Burtin, J. Hou, R. Neveux, A. J. Ross, et al. (2020). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : N-body mock challenge for the quasar sample. *MNRAS* 499(1), 269–291. [arXiv:astro-ph.CO/2007.09003](https://arxiv.org/abs/astro-ph/2007.09003).
- Smith, A., A. de Mattia, E. Burtin, C.-H. Chuang, and C. Zhao (2021). Reducing the variance of redshift space distortion measurements from mock galaxy catalogues with different lines of sight. *MNRAS* 500(1), 259–271. [arXiv:astro-ph.CO/2007.11417](https://arxiv.org/abs/astro-ph/2007.11417).
- Tinker, J. L., E. S. Sheldon, R. H. Wechsler, M. R. Becker, E. Rozo, et al. (2012). Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and the Mass-to-number Ratio of Galaxy Clusters. *ApJ* 745(1), 16. [arXiv:astro-ph.CO/1104.1635](https://arxiv.org/abs/astro-ph/1104.1635).
- Yamamoto, K., M. Nakamichi, A. Kamino, B. A. Bassett, and H. Nishioka (2006). A Measurement of the Quadrupole Power Spectrum in the Clustering of the 2dF QSO Survey. *PASJ* 58, 93–102. [arXiv:astro-ph/0505115](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505115).
- York, D. G., J. Adelman, J. John E. Anderson, S. F. Anderson, J. Annis, et al. (2000). The sloan digital sky survey : Technical summary. *The Astronomical Journal* 120(3), 1579–1587.
- Zhao, C., C.-H. Chuang, J. Bautista, A. de Mattia, A. Raichoor, et al. (2021). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : 1000 multi-tracer mock catalogues with redshift evolution and systematics for galaxies and quasars of the final data release. *MNRAS* 503(1), 1149–1173. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08997](https://arxiv.org/abs/astro-ph/2007.08997).











---

## **Modélisation de la structuration à grandes échelles**

---

Dans ce chapitre, nous présentons la théorie de la structuration à grande échelle que nous utilisons pour l'analyse de l'échantillon de quasars du relevé final d'eBOSS, section 3.1. Nous présentons plus spécifiquement la modélisation du spectre de puissance dans le cadre d'une analyse de sa forme complète ou centrée sur les BAO. Enfin, dans la section 3.6, nous discutons les tests que nous avons effectués sur ces modèles à l'aide de mocks créés à partir de la simulation à N-corps OuterRim.

### 3.1 Théorie des perturbations

Les structures que nous observons au travers de traceurs tels que les quasars ou les galaxies, proviennent de l'amplification de fluctuations de densité dans l'univers primordial. Nous expliquerons le passage de ces instabilités aux structures observées en nous concentrant sur la matière noire froide. Pour des échelles petites devant le rayon de Hubble et pour de la matière non relativiste nous pouvons décrire la dynamique de la distribution de la matière en utilisant la théorie Newtonienne de la gravité. Le scénario des particules massives interagissant faiblement (WIMPS) est le plus répandu dans la communauté scientifique actuelle et elle nous permet de considérer la matière noire comme un fluide de par sa grande densité (de l'ordre de  $10^{50}$  particules par  $\text{Mpc}^3$ ). Nous suivons, dans cette section, l'approche de [Bernardeau et al. \(2002\)](#) et de [Croce and Scoccimarro \(2006\)](#).

#### 3.1.1 Dynamique des fluctuations gravitationnelles

La grande densité de particules de matière nous permet de négliger leurs effets discrets et de considérer la matière noire comme un fluide. En considérant un fluide composé de particules de masse  $m$  qui interagissent gravitationnellement, on peut écrire l'équation du mouvement d'une particule de position  $\mathbf{r}$  et de vitesse  $\mathbf{v}$ ,

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = Gm \sum_i \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|^3}, \quad (3.1)$$

où la somme se fait sur toutes les autres particules.

Pour un grand nombre de particules, nous pouvons réécrire l'équation du mouvement en insérant un potentiel gravitationnel  $\phi$ ,

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla_{\mathbf{r}}\phi \quad (3.2)$$

avec,

$$\phi(\mathbf{r}) = G \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} d\mathbf{r}' \quad (3.3)$$

Nous allons, par la suite, décrire la position des particules par leurs coordonnées comobiles  $\mathbf{x} = \mathbf{r}/a(\tau)$ , avec  $a$ , le facteur d'échelle,  $\tau$  est le temps conforme défini tel que  $dt = a(\tau)d\tau$ . Nous définissons également le taux d'expansion conforme  $\mathcal{H} = d\ln(a)/d\tau = aH$ .

On définit la vitesse particulière,

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} - \dot{a}\mathbf{x}, \quad (3.4)$$

où  $\mathbf{u}$  peut être vu comme une perturbation de la vitesse par rapport au flux de Hubble  $\dot{a}\mathbf{x}$ , et, on peut également séparer le champ de densité et le potentiel gravitationnel comme une valeur de fond et des perturbations à celle-ci.

$$\begin{aligned}\rho(\mathbf{x}, t) &= \bar{\rho}(t) (1 + \delta(\mathbf{x}, t)) \\ \phi(\mathbf{x}, t) &= \bar{\phi}(\mathbf{x}, t) + \Phi(\mathbf{x}, t).\end{aligned}\tag{3.5}$$

Où le potentiel gravitationnel de fond est défini tel que

$$\bar{\phi} = \frac{4\pi G}{3} a^2 \bar{\rho} \left( \frac{1}{2} \mathbf{x}^2 \right),\tag{3.6}$$

satisfaisant à l'équation de Poisson pour le champ de densité moyen,

$$\Delta \bar{\phi} = 4\pi G a^2 \bar{\rho}.\tag{3.7}$$

Dans ce cas,  $\Phi$  est induit par les fluctuations de densité et satisfait à l'équation :

$$\Delta \Phi = 4\pi G a^2 \bar{\rho} \delta.\tag{3.8}$$

En nous plaçant dans un univers plat, et en faisant l'hypothèse que le contenu en énergie de l'univers est dominé par la matière au moment de la croissance des instabilités gravitationnelles, la première équation de Friedmann (équation 1.13) nous permet d'écrire,

$$\begin{aligned}\Omega_m \mathcal{H}^2 &= \frac{8\pi G \rho a^2}{3} \\ \Delta \Phi &= \frac{3}{2} \mathcal{H}^2 \delta\end{aligned}\tag{3.9}$$

En définissant la quantité de mouvement  $\mathbf{p} = am\mathbf{u}$ , on peut écrire l'équation du mouvement tel que :

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{p}}{dt} &= m \left( a \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \dot{a}\mathbf{u} \right) \\ \frac{d\mathbf{p}}{dt} &= ma \left( \frac{d\mathbf{v}}{dt} - \ddot{a}\mathbf{x} \right).\end{aligned}\tag{3.10}$$

En utilisant la seconde équation de Friedmann (équation 1.14) pour le champ de densité moyen nous pouvons calculer le dernier terme de cette équation,

$$\begin{aligned}\ddot{a} &= -\frac{4\pi G a \bar{\rho}}{3}, \\ \Rightarrow \ddot{a}\mathbf{x} &= -\frac{1}{a} \nabla_x \bar{\phi}.\end{aligned}\tag{3.11}$$

En combinant les équations 3.6, 3.10 et 3.11, on obtient,

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = m(\nabla_x \bar{\phi} - \nabla_x \phi) = -m \nabla_x \Phi.\tag{3.12}$$

D'autre part, nous pouvons définir la densité de particule en espace de phase  $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ . Le théorème de Liouville de la conservation dans l'espace des phases, et l'hypothèse de particules sans collision, nous permet d'écrire l'équation de Vlasov :

$$\begin{aligned}\frac{df}{dt} &= \frac{d\mathbf{x}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \\ \frac{df}{dt} &= \frac{\mathbf{p}}{ma^2} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} - m \nabla_x \Phi \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0.\end{aligned}\tag{3.13}$$

Où nous avons introduit dans la 2ème ligne ce que nous avons calculé plus avant. Cette équation non-linéaire aux dérivées partielles n'est, évidemment, pas aisée à résoudre.

Pour comprendre la dynamique de systèmes en mécanique des fluides, nous pouvons utiliser 2 approches distinctes. L'approche lagrangienne, qui consiste à suivre la position des particules, nous n'approfondirons pas cette approche dans cette thèse. La deuxième façon de comprendre la mécanique des fluides est d'utiliser la description eulérienne, qui décrit le fluide au travers de son moment, sa densité et sa vitesse à une position et un temps donnés. Nous utiliserons cette description dans ce manuscrit.

### 3.1.2 L'approche eulérienne

En pratique, nous serons intéressés à comprendre l'évolution de la distribution spatiale, plutôt qu'à résoudre l'équation de Vlasov dans son entièreté. Pour cela, il est utile de définir les moments liés à la quantité de mouvement de la fonction de distribution. Le moment d'ordre 0 relie simplement la densité en espace des phases et le champ de densité local

$$\int d\mathbf{p} f \equiv \rho \quad (3.14)$$

Les moments d'ordre 1 et 2 nous permettent de définir, respectivement, le champ de vitesse particulière  $\mathbf{u}$  et le tenseur de stress  $\sigma_{ij}$ .

$$\begin{aligned} \int d\mathbf{p} \frac{\mathbf{p}}{ma} f &\equiv \rho \mathbf{u} \\ \int d\mathbf{p} \frac{p_i p_j}{(ma)^2} f &\equiv \rho u_i u_j + \sigma_{ij} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Ensuite, le moment d'ordre 0 de l'équation de Vlasov nous donne l'équation de continuité,

$$\frac{1}{a} \nabla_{\mathbf{x}} \cdot ((1 + \delta) \mathbf{u}) + \frac{\partial \delta}{\partial \tau} = 0, \quad (3.16)$$

montrant la conservation de la masse.

Nous pouvons également construire l'équation de conservation du moment (ou équation d'Euler) en combinant les moments d'ordre 0 et 1 de l'équation de Vlasov ;

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + \mathcal{H} \mathbf{u} + \frac{1}{a} \mathbf{u} \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{u} = -\nabla_{\mathbf{x}} \Phi - \frac{1}{\rho} \nabla_j \sigma_{ij} \quad (3.17)$$

Cette équation est très similaire aux équations de la thermodynamique, à l'exception d'un terme en plus pour prendre en compte l'expansion de l'univers (deuxième terme de partie gauche) et un terme dérivé du tenseur de stress dû au fait que le système étudié est auto-gravitant, c'est-à-dire que les particules elles-même provoquent le champ de gravité (deuxième terme de la partie droite). Néanmoins, avec une matière noire froide, la formation des structures repose sur les surdensités de matière avec une pression et une dispersion de vitesse négligeable. Dans ce cadre, il est cohérent de négliger  $\sigma_{ij}$ , qui, d'après sa définition, représente une divergence du mouvement de particules par rapport au flux moyen caractérisé par  $\rho u_i u_j$ . Jusque  $z \approx 100$ , cette approximation peut être généralisée à toutes les échelles car les structures n'ont pas encore eu le temps de se former et d'être virialisées. Ensuite, l'approximation n'est progressivement plus valable à mesure que les structures se forment à des échelles de plus en plus grandes. Néanmoins, dans le domaine des structures à grande échelles qui nous intéresse ici, il est tout à fait possible de comprendre l'Univers en ne prenant pas en compte ce tenseur de stress.

### 3.1.3 Théorie linéaire de la croissance des structures

Au premier ordre, en plus de négliger le tenseur de stress, il est possible de faire de nouvelles hypothèses simplifiant les équations de conservation. En effet, à grande échelle, l'univers varie de façon linéaire et les fluctuations des différents champs présentés dans les équations 3.4 et 3.5 peuvent être considérées petites devant le terme principal,

$$\begin{aligned}\nabla \mathbf{u} &\ll \dot{a} \\ \delta &\ll 1 \\ \Phi &\ll \bar{\phi}.\end{aligned}\tag{3.18}$$

Ceci nous permet de linéariser les équations du mouvement (3.16,3.17),

$$\begin{aligned}\frac{\partial \delta}{\partial \tau} + \nabla_x \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathcal{H} \mathbf{u} &= -\nabla_x \Phi.\end{aligned}\tag{3.19}$$

Le champ de vitesse, comme tout champ de vecteur, est complètement décrit par sa divergence  $\theta \equiv \nabla \cdot \mathbf{u}$  et son rotationnel  $\mathbf{w} \equiv \nabla \times \mathbf{u}$ . En prenant la divergence et le rotationnel de l'équation 3.17, et en utilisant l'équation de Poisson nous pouvons écrire les équations du mouvement tel que :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \mathcal{H} \theta + 4\pi G a^2 \bar{\rho} \delta &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \tau} + \mathcal{H} \mathbf{w} &= 0\end{aligned}\tag{3.20}$$

D'après l'équation 3.20, le rotationnel du champ de vitesse évolue selon  $\mathbf{w} \propto a^{-1}(\tau)$ , les effets de vortex initiaux décroissent rapidement du fait de l'expansion de l'univers. Ici, nous pourrions négliger et la divergence suffit à la description du champ de vitesse. Nous insérons l'équation 3.19 et sa dérivée dans l'équation 3.20, pour obtenir l'équation de l'évolution du contraste de densité,

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial \tau^2} + \mathcal{H} \frac{\partial \delta}{\partial \tau} = \frac{3}{2} \Omega_m \mathcal{H} \delta.\tag{3.21}$$

En régime linéaire et pour un fluide sans pression, le taux de croissance des structures est indépendant de l'échelle. Dans l'équation précédente, il est donc possible de découpler la partie spatiale et temporelle du contraste de densité,  $\delta(\mathbf{x}, \tau) = \delta(\mathbf{x}, 0) D_1(\tau)$ , où  $\delta(\mathbf{x}, 0)$  est le contraste de densité à un temps de référence et  $D_1(\tau)$  est le facteur de croissance linéaire. On peut, donc, réécrire l'équation précédente,

$$\frac{d^2 D_1}{d\tau^2} + \mathcal{H} \frac{dD_1}{d\tau} = \frac{3}{2} \Omega_m \mathcal{H} D_1\tag{3.22}$$

Pour une cosmologie donnée, cette équation, conjointement avec les équations de Friedmann, décrit la croissance des perturbations de densité en régime linéaire. Cette équation est une équation différentielle du deuxième ordre qui a donc comme solution une combinaison linéaire d'un mode croissant  $D^{(+)}$  et d'un mode décroissant  $D^{(-)}$ .

$$\delta(\mathbf{x}, \tau) = \delta_+(\mathbf{x}, 0)D^{(+)}(\tau) + \delta_-(\mathbf{x}, 0)D^{(-)}(\tau) \quad (3.23)$$

Dans le cadre d'un modèle  $\Lambda$ CDM, il peut être montré qu'une solution analytique correspondant au mode décroissant existe,  $D^{(-)} \propto \frac{\mathcal{H}(a)}{a}$ . À partir de cette solution particulière, la solution peut être trouvée pour le mode croissant,  $D^{(+)} \propto \mathcal{H}^3(a) \int_0^a \frac{da'}{\mathcal{H}(a')}$  (Bernardeau et al., 2002). Nous nous concentrons, dans la suite, sur le mode croissant menant à la formation des structures de l'univers. En utilisant l'équation de continuité linéarisée 3.19, la divergence du champ de vitesse est

$$\begin{aligned} \frac{dD^{(+)}}{d\tau} \delta_+ + \theta &= 0 \\ \implies \theta &= -\frac{d \ln D^{(+)}}{d \ln a} \delta \end{aligned} \quad (3.24)$$

Nous voyons ici une relation linéaire entre la divergence du champ de vitesse et le contraste de densité, avec un facteur  $f \equiv \frac{d \ln D^{(+)}}{d \ln a}$ , représentant le taux de croissance des structures linéaire.

Dans le cas d'un univers plat, il est possible de paramétrer ce facteur en fonction de la densité en matière (Linder, 2005),

$$\begin{aligned} f &= \Omega_m^\gamma \\ \gamma &= \frac{3(1 - w_\Lambda)}{5 - 6w_\Lambda}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

avec  $w_\Lambda$ , la solution de l'équation d'état pour l'énergie noire. On peut noter que pour un univers décrit par la relativité générale,  $w_\Lambda = -1$  et donc  $\gamma = 6/11$ .

Finalement, nous pouvons définir une expression (toujours à l'ordre linéaire) en espace de Fourier. En considérant toujours le rotationnel du champ de vitesse comme nul, il est possible d'écrire  $\mathbf{u} = -i\theta\mathbf{k}/k^2$  que nous pouvons expliciter (en utilisant 3.25) tel que

$$\mathbf{u}(\mathbf{k}) = if \frac{\mathbf{k}}{k^2} \delta(\mathbf{k}). \quad (3.26)$$

### 3.1.4 Non linéarités

La théorie linéaire est valide tant que les contrastes de densité restent faibles. En dessous d'une certaine échelle, cette hypothèse n'est plus valable du fait de couplages non linéaires dans les équations de continuité non-linéarisées. Il est donc important d'aller au-delà de la théorie linéaire pour notre analyse. Néanmoins, nous continuerons de faire l'hypothèse que la vorticité du champ de vitesse est nul et que la divergence seule décrit ce champ.

En espace de Fourier, chaque mode  $\mathbf{k}$  est indépendant des autres. Pour rendre les couplages non linéaires plus explicites nous continuons donc cet exposé en espace de Fourier. L'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial \delta(\mathbf{k}, \tau)}{\partial \tau} + \theta(\mathbf{k}, \tau) = - \int d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12}) \theta(\mathbf{k}_1, \tau) \delta(\mathbf{k}_2, \tau) \alpha(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \quad (3.27)$$

Où  $\mathbf{k}_{12} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ , et  $\delta_D$  est la distribution de Dirac. Le couplage entre les modes provient du terme non linéaire dans l'équation de conservation de la masse et nous l'exprimons sous la forme  $\alpha = \frac{\mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{k}_1}{k_1^2}$ .

De la même façon, l'équation d'Euler devient en espace de Fourier :

$$\frac{\partial \theta(\mathbf{k}, \tau)}{\partial \tau} + \mathcal{H}\theta(\mathbf{k}, \tau) + \frac{3}{2}\Omega_m \mathcal{H}^2 \delta(\mathbf{k}, \tau) = - \int d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \delta_{\mathbb{D}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12}) \theta(\mathbf{k}_1, \tau) \theta(\mathbf{k}_2, \tau) \beta(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \quad (3.28)$$

Avec  $\beta = \frac{k_{12}^2(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2)}{2k_1^2 k_2^2}$  codant les non linéarités puisqu'il couple des modes différents.

Ces équations du mouvement peuvent être réécrites de façon plus symétrique sous forme matricielle, en posant le "vecteur",

$$\Psi(\mathbf{k}, \eta) = \left( \delta(\mathbf{k}, \eta), \frac{-\theta(\mathbf{k}, \eta)}{\mathcal{H}} \right) \quad (3.29)$$

Où  $\eta \equiv \ln a$  représente le nombre de plis du facteur d'échelle. Ici nous considérons un univers d'Einstein-de Sitter avec  $\Omega_m = 1$  et  $\Omega_\Lambda = 0$ . Ceci nous permet de poser que le facteur d'échelle représente également le facteur de croissance linéaire des perturbations (dans le mode croissant que nous étudions). En utilisant le vecteur  $\Psi$ , nous pouvons réécrire les équations du mouvement tel que

$$\partial_\eta \Psi_a(\mathbf{k}, \eta) + \Omega_{ab} \Psi_b(\mathbf{k}, \eta) = \int \frac{d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^3} \gamma_{abc}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \Psi_b(\mathbf{k}_1, \eta) \Psi_c(\mathbf{k}_2, \eta) \quad (3.30)$$

Où

$$\Omega_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -3/2 & 1/2 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

et  $\gamma_{abc}^{(s)}$  est la matrice de couplage définie tel que

$$\begin{cases} \gamma_{121}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \delta_{\mathbb{D}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12}) \alpha(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) / 2, \\ \gamma_{112}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \delta_{\mathbb{D}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12}) \alpha(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1) / 2, \\ \gamma_{222}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \delta_{\mathbb{D}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12}) \beta(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2), \\ 0 \text{ autrement.} \end{cases} \quad (3.32)$$

On peut trouver une solution intégrale implicite en prenant la transformée de Laplace vis-à-vis de  $\eta$ ,

$$\sigma_{ab}^{-1}(\omega) \Psi_b(\mathbf{k}, \omega) = \phi_a(\mathbf{k}) + \gamma_{abc}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \oint \frac{d\omega_1}{2\pi i} \Psi_b(\mathbf{k}_1, \omega_1) \Psi_c(\mathbf{k}_2, \omega - \omega_1) \quad (3.33)$$

Où  $\phi_a(\mathbf{k}) = \Psi_a(\mathbf{k}, 0)$  représente la condition initiale. On trouve la solution finale en multipliant par

$$\sigma_{ab}(\omega) = \frac{1}{(2\omega + 3)(\omega - 1)}. \quad (3.34)$$

En prenant la transformée de Laplace inverse on peut trouver la solution finale ;

$$\Psi_a(\mathbf{k}, \eta) = g_{ab}(\eta) \phi_b(\mathbf{k}) + \int_0^\eta d\eta' g_{ab}(\eta - \eta') \gamma_{bcd}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \Psi_c(\mathbf{k}_1, \eta') \Psi_d(\mathbf{k}_2, \eta') \quad (3.35)$$

où le propagateur linéaire,  $g_{ab}(\eta)$ , est la transformée de Laplace de  $\sigma_{ab}(\omega)$ .

Dans l'équation 3.35, le premier terme représente l'évolution linéaire du champ initial  $\phi_b(\mathbf{k})$ , alors que le deuxième terme prend en compte le couplage des modes, les deux champs  $\Psi_c(\mathbf{k}_1, \eta')$



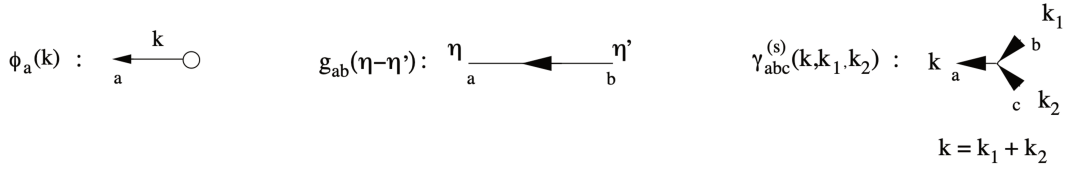


FIGURE 3.1 – Représentation graphique des composantes fondamentales de la théorie des perturbations. Le champ initial  $\phi_a(\mathbf{k})$ , le propagateur linéaire  $g_{ab}(\eta - \eta')$  et le vertex  $\gamma_{bcd}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ . De [Crocce and Scoccimarro \(2006\)](#).

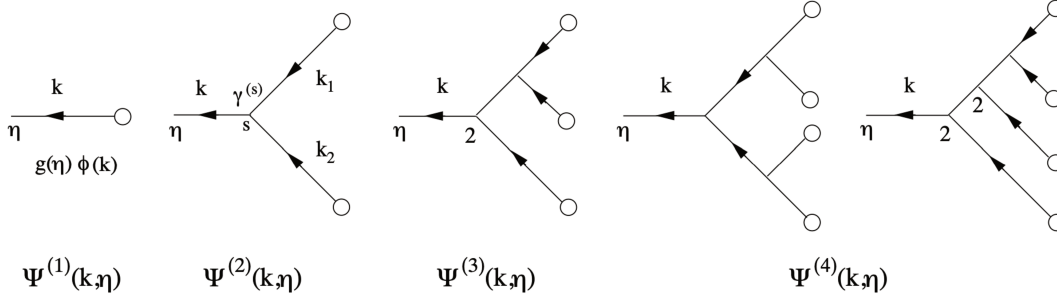


FIGURE 3.2 – Représentation graphique de l'expansion en série du champ  $\Psi_a(\mathbf{k}, \eta)$  jusqu'à l'ordre 4. De [Crocce and Scoccimarro \(2006\)](#).

et  $\Psi_d(\mathbf{k}_2, \eta')$  interagissent au travers du vertex  $\gamma_{bcd}^{(s)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$  au temps  $\eta'$ , puis le champ résultant évolue linéairement entre  $\eta'$  et  $\eta$  avec le propagateur linéaire  $g_{ab}(\eta - \eta')$ . Cette équation peut être représentée sous forme de diagrammes avec ces trois composantes fondamentales représentées sur la figure 3.1.

Il est possible de décomposer en série  $\Psi_a(\mathbf{k}, \eta)$  et ainsi d'obtenir le champ résultant à un ordre  $n$  donné en utilisant le calcul de kernels qui vont au delà du travail de cette thèse. Dans la figure 3.2 sont représentés les termes d'ordre  $n = 1 - 4$  de  $\Psi_a^{(n)}(\mathbf{k}, \eta)$ . En utilisant les 3 composantes fondamentales de la figure 3.1, on peut facilement reconstruire l'équation résultante, par exemple pour  $n = 2$ ,

$$\Psi_a^{(2)}(\mathbf{k}, \eta) = \int_0^\eta d\eta' g_{ab}(\eta - \eta') \int \frac{d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^3} \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12}) \gamma_{bcd}^{(s)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) g_{ce}(\eta') \phi_e(\mathbf{k}_1) g_{df}(\eta') \phi_f(\mathbf{k}_2). \quad (3.36)$$

Dans le modèle que nous utilisons, les conditions initiales des champs sont choisies proportionnelles au champ initial de densité,  $\phi_a(\mathbf{k}) = u \delta_0(\mathbf{k})$ , avec  $u$  un vecteur à deux composantes,  $u = (1, 1)$  dans le cas du mode croissant.

### 3.1.5 Approximation de Zel'Dovich

Dans l'optique de créer des simulations numériques tel qu'expliqué dans la section 2.5, nous présentons l'approximation de Zel'Dovich ([Zel'Dovich, 1970](#)). Elle correspond à la solution linéaire de la théorie des perturbations lagrangienne ([Bernardeau et al., 2002](#)).

Dans cette description lagrangienne, la position eulérienne d'une particule  $\mathbf{x}$  à un temps  $t$  est exprimée par sa position comobile initiale  $\mathbf{q}$  et le déplacement  $\Psi$ ,

$$\mathbf{x}(\mathbf{q}, t) = \mathbf{q} + \Psi(\mathbf{q}, t). \quad (3.37)$$

Ici, la solution linéaire aux équations du mouvement devient,

$$\Delta_{\mathbf{q}} \cdot \Psi(\mathbf{q}, t) = -D^{(+)}(t)\delta(\mathbf{q}), \quad (3.38)$$

avec  $\delta(q)$ , le champ de contraste de densité initial en coordonnées lagrangiennes. En espace de Fourier, le champ de déplacement lagrangien peut s'écrire

$$\Psi_{\mathbf{k}} = -i \frac{\delta_{\mathbf{k}}}{k^2} \mathbf{k}. \quad (3.39)$$

Cela permet de calculer le champ de déplacement en passant par la transformée de Fourier de l'équation 3.38,

$$\Psi(\mathbf{q}, a) = D^{(+)}(a) \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\mathbf{q}} \frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta(\mathbf{k}). \quad (3.40)$$

Cette approximation permet de calculer rapidement le champ de déplacement approximé. Elle peut être utilisée dans la réalisation de mocks rapides tels que présentés dans la section 2.5.2 ou plus généralement dans l'initialisation de simulations à N-corps comme dans la section 2.5.1.1 en plaçant le catalogue de halos sur une grille puis en travaillant en espace de Fourier.

### 3.1.6 Spectre de puissance

Jusqu'à maintenant, nous avons montré les solutions aux équations régissant les champs de surdensité et de convergence des vitesses. Pour analyser des données à partir de ce modèle, il est nécessaire d'en dégager une statistique. Nous utilisons pour cela la corrélation à 2-points ou spectre de puissance en espace de Fourier. Pour l'analyse de la structuration des quasars faite dans cette thèse, nous avons utilisé un modèle de théorie des perturbations régularisées dit RegPT ; et dont nous allons présenter les résultats principaux et la comparaison avec d'autres modèles sans rentrer dans les détails de calcul qui sortent du travail de cette thèse.

Nous posons l'hypothèse que le champ initial  $\phi_a(\mathbf{k})$  suit une gaussien. De ce fait, ses propriétés statistiques seront entièrement caractérisées par son spectre de puissance (corrélation à 2-points),

$$\delta_{\text{D}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') u_a u_b P_0(\mathbf{k}) = \langle \phi_a(\mathbf{k}) \phi_b(\mathbf{k}') \rangle, \quad (3.41)$$

avec  $P_0(\mathbf{k})$  étant le spectre de puissance des fluctuations de densité initiales. Pour un champ gaussien, le théorème de Wick nous dit,

$$\begin{aligned} \langle \phi_{a_1}(\mathbf{k}_1) \dots \phi_{a_{2n}}(\mathbf{k}_{2n}) \rangle &= \sum_{\text{combinaisons } (i,j)} \prod \langle \phi_{a_i}(\mathbf{k}_i) \phi_{a_j}(\mathbf{k}_j) \rangle, \\ \langle \phi_{a_1}(\mathbf{k}_1) \dots \phi_{a_{2n+1}}(\mathbf{k}_{2n+1}) \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Toutes les corrélations d'ordre supérieur avec un nombre impair de champs s'annulent, alors que pour les corrélations avec un nombre pair de champs, il y a  $(2n - 1)!!$  (double factorielle) contributions correspondant aux corrélations à 2-points pour chaque paire possible des  $2n$  champs. De ce fait, toute l'information est contenue dans le spectre de puissance.

Notre but est de calculer le spectre de puissance du champs  $\Psi_a(\mathbf{k}, \eta)$ , qui est défini tel que,

$$\delta_{\text{D}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') P_{ab}(\mathbf{k}, \eta) = \Psi_a(\mathbf{k}, \eta) \Psi_b(\mathbf{k}', \eta). \quad (3.43)$$

On peut remplacer  $\Psi_a(\mathbf{k}, \eta)$  par son expansion en série, ce qui nous permet d'obtenir,

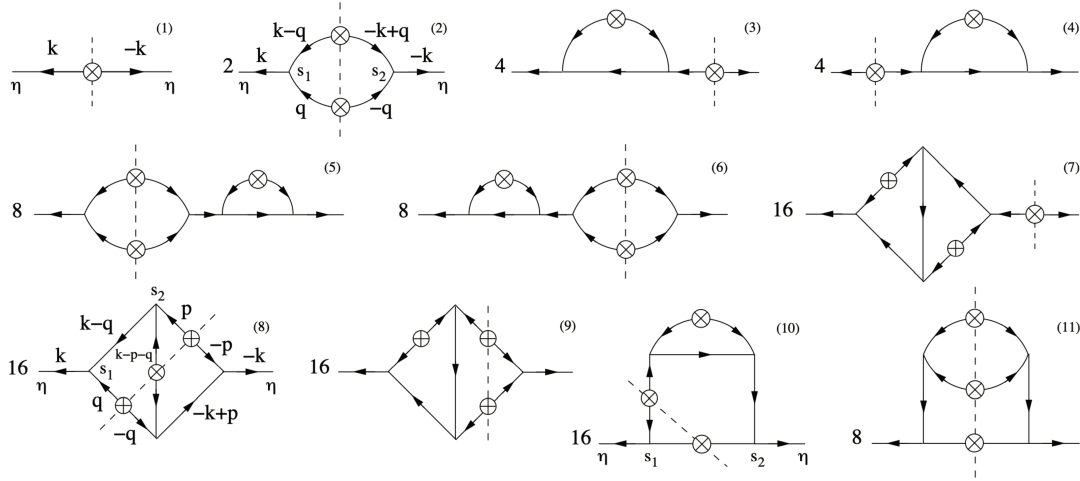


FIGURE 3.3 – Représentation graphique des spectres de puissance en théorie des perturbations ; à l'ordre 0 (1) ; à l'ordre 1 (2-4) ; à l'ordre 2 (5-11) (7 des 29 diagrammes sont représentés pour cet ordre). Les cercles croisés représentent deux champs initiaux  $\phi_{a,b}$  utilisés pour créer un spectre de puissance (équation 3.41), les traits pointillés montrent l'endroit du graphe où les deux champs  $\psi_{a,b}$  ont été "collés". De [Crocce and Scoccimarro \(2006\)](#).

$$P_{ab}(\mathbf{k}, \eta) = \sum_{l=0}^{\infty} P_{ab}^{(l)}(\mathbf{k}, \eta), \quad (3.44)$$

avec,

$$\delta_D(\mathbf{k}, \mathbf{k}') P_{ab}^{(l)}(\mathbf{k}, \eta) = \sum_{m=1}^{2l+1} \Psi_a^{(m)}(\mathbf{k}, \eta) \Psi_b^{(2l+2-m)}(\mathbf{k}', \eta). \quad (3.45)$$

L'ordre  $l$  contribue au spectre de puissance en corrélant  $2(l+1)$  champs initiaux.

On peut voir la représentation diagrammatique du spectre de puissance avec des corrections jusqu'à deux boucles sur la figure 3.3.

Ces corrections de la théorie des perturbations standard (SPT) ne se comportent pas bien à petites échelles. En s'approchant des échelles non-linéaires les contributions des boucles supérieures sont de même amplitude mais de signes opposés. Pour remédier à ce problème de convergence des schémas de resommation ont été proposés. Nous avons utilisé dans cette analyse, un modèle utilisant la prescription RegPT. Nous n'allons pas rentrer dans les détails de ce modèle qui va au-delà de travail de cette thèse. Il nous permet de modéliser le spectre de puissance de la matière efficacement jusqu'à une plus petite échelle. La comparaison vis-à-vis de simulations numériques nous montre une amélioration par rapport à d'autres théorie des resommations, tel que la théorie des resommations lagrangienne (LRT) que l'on peut également voir sur la figure 3.4.

## 3.2 Traceurs biaisés

Nous avons, dans la section précédente, exposé un modèle fonctionnant pour la matière noire. Nous n'observons pas directement cette matière noire, mais des traceurs ponctuels, tels que les galaxies ou les quasars. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la densité de ces traceurs ne suit pas directement la densité de la matière. Étant des objets très massifs, ces traceurs ne se forment que dans les régions les plus denses de l'univers.

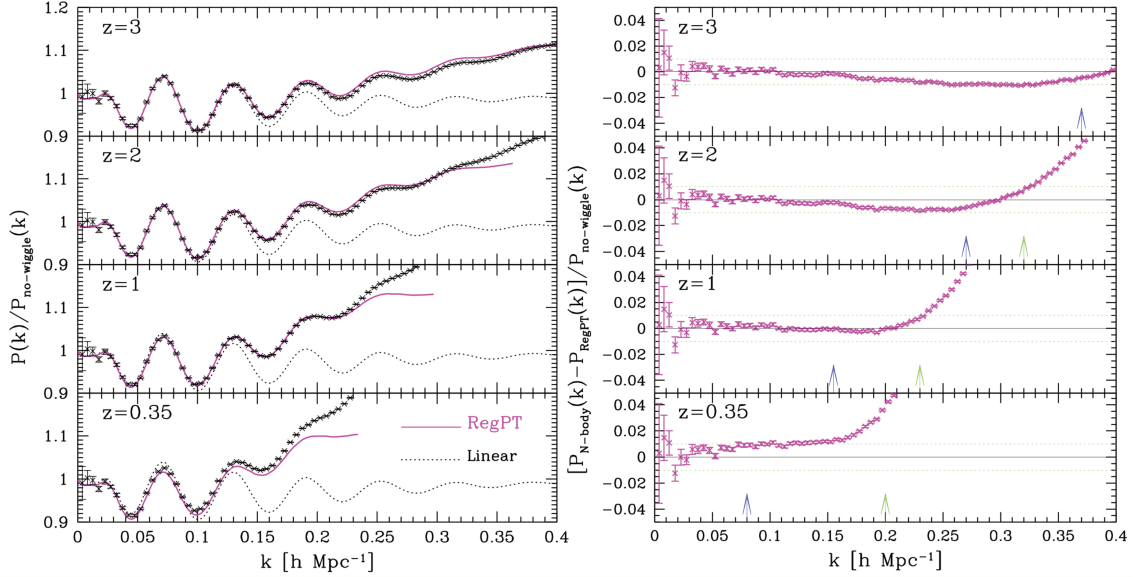


FIGURE 3.4 – Comparaison du spectre de puissance entre des simulations à N-corps et les calculs suivant RegPT. Le panneau de gauche montre le ratio entre le spectre de puissance et le spectre de puissance linéaire sans les oscillations du BAO pour les redshifts 3, 2, 1 et 0.35. Les croix montrent les valeurs de la simulations à N-corps, le trait rose montre le calcul utilisant RegPT à 2 boucles et le trait pointillé montre le spectre de puissance linéaire. Le panneau de droite représente la différence entre le spectre de la simulation et le spectre calculé avec RegPT, toujours normalisé par le spectre de puissance linéaire sans BAO. Les flèches bleues et vertes montrent le nombre d’onde maximal pour lequel une précision en dessous du pourcent est atteinte pour, respectivement, LRT et la closure theory (autre théorie de resommation). De [Taruya et al. \(2012\)](#)

En théorie linéaire, cette différence de contraste de densité est encodée dans le facteur de biais  $b$ , défini tel que,

$$\frac{\delta N_t}{N_t} = b \frac{\delta \rho}{\rho}, \quad (3.46)$$

où  $N_t$  est le nombre de traceurs. Ce qui amène à l’équation 1.45.

Dans cette analyse nous utilisons le modèle de biais non linéaire eulérien expliqué dans [McDonald and Roy \(2009\)](#), comportant 4 biais que sont, le biais linéaire  $b_1$ , le biais non linéaire  $b_2$ , et deux biais non-locaux  $b_{s2}$  et  $b_{3nl}$ . On peut montrer que le spectre de puissance d’un traceur  $P_{tt}$  peut s’écrire,

$$P_{tt}(k) = b_1^2 P_{\delta\delta}(k) + 2b_1 b_2 P_{b2,\delta} + 2b_1 b_{s2} P_{bs2,\delta} + 2b_1 b_{3nl} \sigma_3^2(k) P_m^{lin}(k) + b_2^2 P_{b22}(k) + 2b_2 b_{s2} P_{b2s2} + b_{s2}^2 P_{bs22}(k) + N_g. \quad (3.47)$$

Où  $P_{\delta\delta}$  est le spectre de puissance densité-densité calculé à une boucle ;  $P_m^{lin} = D_+^2 P_0$  ;  $P_{b2,\delta}$ ,  $P_{bs2,\delta}$ ,  $P_{b22}$ ,  $P_{b2s2}$ ,  $P_{bs22}$ , ainsi que  $\sigma_3$  sont calculés à partir du spectre de puissance linéaire ainsi que des noyaux de calcul de la théorie de perturbations ([McDonald and Roy, 2009](#)). Enfin,  $N_g$  est un paramètre de biais stochastique prenant en compte le bruit de grenaille. Ce modèle de biais permet de modéliser de façon précise notre biais dans la limite de notre statistique attendue.

Nous faisons l’hypothèse qu’il n’y a pas de biais entre le champ de vitesse du traceur et celui du fluide de matière, la vitesse du traceur est la même que celle du fluide de matière. De ce fait, l’auto-spectre de puissance de la divergence du champ de vitesse reste inchangé.

Enfin, le spectre de puissance croisé entre le champ de traceur et le champ de vitesse prendra lui la forme :

$$P_{t\theta}(k) = b_1 P_{\delta\theta}(k) + b_2 P_{b_2,\theta}(k) + b_{s2} P_{b_{s2},\theta}(k) + b_{3nl} \sigma_3^2(k) P_m^{lin}(k), \quad (3.48)$$

avec  $P_{\delta\theta}$ , le spectre de puissance croisé matière-vitesse.  $P_{b_2,\theta}$  et  $P_{b_{s2},\theta}$  sont calculé à partir de  $P_m^{lin}$  et des noyaux de calcul de la théorie des perturbations.

L'expansion de biais utilisée dans notre analyse comporte donc 4 paramètres de biais ainsi qu'un terme de bruit de grenaille. Nous pouvons noter qu'il est possible de prédire l'amplitude des biais non locaux en adoptant une vision de biais lagrangienne locale (Saito et al., 2014),

$$\begin{aligned} b_{s2} &= -\frac{4}{7}(b_1 - 1) \\ b_{3nl} &= \frac{32}{315}(b_1 - 1) \end{aligned} \quad (3.49)$$

Ces relations sont en assez bon accord avec les mesures du biais de halos de matière noire dans des simulations à N-corps. Dans notre analyse, en accord avec les différentes analyses de structuration du relevé eBOSS, nous fixons les biais non locaux à ces valeurs.

### 3.3 Distorsion dans l'espace des redshifts

Jusqu'à présent nous avons vu un modèle permettant de représenter statistiquement la distribution des traceurs de la matière dans l'espace réel. Dans cette section, nous verrons l'implication de la cohérence des vitesses particulières dans la statistique à 2 points étudiée. Pour plus de clarté, nous ne prenons pas en compte le biais discuté dans la section précédente. Il sera réintroduit quand nous parlerons du modèle final du spectre de puissance que nous avons utilisé dans notre analyse. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, nous calculons la distance radiale nous séparant des traceurs à partir de leur redshift. Ce redshift comprenant une composante issu de la vitesse particulière du traceur (section 1.6.1.1), une cohérence des vitesses dans le relevé amènera une distorsion dans notre observation. Notre observation de la position radiale en espace des redshifts peut s'écrire

$$\mathbf{s} = \mathbf{r} + \frac{\mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{r}}}{aH} \hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r} + f v_z \hat{\mathbf{r}}. \quad (3.50)$$

Si nous notons  $\delta_s$  le contraste de densité en espace des redshifts, la conservation de la masse implique que  $(1 + \delta(\mathbf{r})) d\mathbf{r} = (1 + \delta_s(\mathbf{s})) d\mathbf{s}$ . Le contraste de densité en espace des redshifts se définit donc en espace de configuration tel que,

$$\delta_s(\mathbf{s}) = \left| \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial \mathbf{r}} \right|^{-1} (1 + \delta(\mathbf{r})) - 1. \quad (3.51)$$

Et de façon équivalente, en espace de Fourier,

$$\delta_s(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} \left( 1 + \delta(\mathbf{r}) - \left| \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial \mathbf{r}} \right| \right) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{s}} \quad (3.52)$$

En notant que le jacobien peut s'exprimer  $\left| \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial \mathbf{r}} \right| = 1 - f \partial_z v_z$  et en définissant le cosinus de l'angle entre le mode étudié et la ligne de visée,  $\mu = \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{r}}$ , on trouve :

$$\delta_s(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} (\delta(\mathbf{r}) + \partial_z v_z) e^{i(fk\mu v_z - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}. \quad (3.53)$$

### 3.3.1 Théorie linéaire

Dans l'étude des structures à grande échelle, nous nous plaçons dans l'approximation que les vitesses particulières sont faibles comparées à la vitesse de récession de Hubble  $v_z \ll 1$ . De plus, en utilisant 3.26, nous voyons, qu'au premier ordre,  $ik_z v_z = \mu^2 \delta$ . Ceci nous amène à l'équation de Kaiser,

$$\delta_s(\mathbf{k}) = (1 + f\mu^2) \delta(\mathbf{k}). \quad (3.54)$$

Nous pouvons écrire le spectre de puissance linéaire en espace des redshifts en fonction du spectre de puissance linéaire en espace réel  $P_r^{lin}$ ,

$$P_s(k, \mu) = (1 + f\mu^2)^2 P_r^{lin}(k). \quad (3.55)$$

Nous voyons, avec cette équation que le spectre de puissance en espace des redshifts (notre espace d'observation) sera renforcé, et particulièrement pour les angles faibles  $\mu \rightarrow 1$ . Nous constatons également que cette augmentation sera d'autant plus grande que le taux de croissance des structures linéaire sera grand. Cette caractéristique peut nous permettre de contraindre le contenu en énergie de l'univers ainsi que la théorie de la gravitation au travers de l'équation  $f = \Omega_m^\gamma$  (équation 3.25).

### 3.3.2 Non linéarités

En reprenant la définition du contraste de densité en espace des redshifts (de Fourier) sans approximation, l'expression exacte du spectre de puissance de la matière en espace des redshifts s'écrit,

$$P_{s,m}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{x} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \langle e^{-ifk\mu\Delta v_z} (\delta(\mathbf{r}) + f\partial_z v_z(\mathbf{r})) (\delta(\mathbf{r} + \mathbf{x}) + f\partial_z v_z(\mathbf{r} + \mathbf{x})) \rangle, \quad (3.56)$$

avec  $\Delta v_z = v_z(\mathbf{r}) - v_z(\mathbf{r} + \mathbf{x})$  et  $\langle \rangle$  représentant la moyenne d'ensemble. Cette équation montre les effets de la structuration sur le spectre de puissance observable en espace des redshifts. Les termes entre parenthèses représentent la distorsion cohérente des vitesses le long de la ligne de visée, appelée l'effet Kaiser, et qui correspond au terme  $(1 + f\mu^2)^2$  en théorie linéaire. D'un autre côté, le terme exponentiel  $e^{-ifk\mu\Delta v_z}$  vient du fait que nous ne connaissons pas la vitesse particulière de chaque objet. Ce phénomène, appelé l'effet Finger-of-God (FoG), tend à réduire l'amplitude du spectre de puissance à petite échelle.

Nous pouvons, dans un premier temps, séparer les contributions du FoG et de l'effet de Kaiser pour le calcul du spectre de puissance en espace des redshifts,

$$P_{s,m}(k, \mu) = D_{\text{FoG}}(k, \mu, \sigma_v) \left[ P_{\delta\delta}(k) + f\mu^2 \left( 2P_{\delta\theta}(k) + f\mu^2 P_{\theta\theta}(k) \right) \right] \quad (3.57)$$

Où  $D_{\text{FoG}}(k, \mu, \sigma_v)$  représente la partie du spectre de puissance venant du Finger-of-God avec  $\sigma_v^2 = f^2 \langle v_z^2(0) \rangle$ , la dispersion des vitesses à 1 dimension. Dans la littérature,  $D_{\text{FoG}}$  prend plusieurs formes possibles. Les 2 plus importantes étant la forme gaussienne et lorentzienne (Taruya et al., 2012),

$$D_{\text{FoG}}(k, \mu, \sigma_v) = \begin{cases} e^{-(k\mu\sigma_v)^2} \\ \left( 1 + \frac{(k\mu\sigma_v)^2}{2} \right)^{-2} \end{cases} \quad (3.58)$$

Néanmoins, nous verrons dans la section 3.6, que l'incertitude en redshift particulièrement importante pour les quasars peut-être modélisé dans ce terme ; c'est pourquoi nous avons choisi un terme de Finger-of-God différent dans notre analyse. Nous explicitons ce terme dans la section 2.5.1.

Dans le modèle 3.57, nous négligeons le couplage entre le terme de FoG et le terme de Kaiser. Pour prendre en compte ce couplage, on peut réécrire le spectre de puissance tel que,

$$P_{s,m}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{x} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \langle e^{j_1 A_1} A_2 A_3 \rangle, \quad (3.59)$$

avec,

$$\begin{aligned} j_1 &= -ik\mu f \\ A_1 &= \Delta v_z \\ A_2 &= \delta(\mathbf{r}) + \partial_z v_z(\mathbf{r}) \\ A_3 &= \delta(\mathbf{r} + \mathbf{x}) + \partial_z v_z(\mathbf{r} + \mathbf{x}). \end{aligned} \quad (3.60)$$

En utilisant les propriétés de la fonction génératrice de cumulants et après quelques étapes mathématiques explicités dans Taruya et al. (2010), le spectre de puissance en espace des redshifts s'écrit,

$$P_{s,m}(\mathbf{k}) = D_{\text{FoG}}(k, \mu, \sigma_v) \left[ P_{\delta\delta}(k) + f\mu^2 \left( 2P_{\delta\theta}(k) + f\mu^2 P_{\theta\theta}(k) \right) + A(k, \mu) + B(k, \mu) \right], \quad (3.61)$$

où

$$\begin{aligned} A(k, \mu) &= j_1 \int d\mathbf{x} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \langle A_1 A_2 A_3 \rangle_c \\ B(k, \mu) &= j_1^2 \int d\mathbf{x} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \langle A_1 A_2 \rangle_c \langle A_1 A_3 \rangle_c \end{aligned} \quad (3.62)$$

Nous utilisons cette modélisation du spectre de puissance dans l'espace des redshifts que nous appellerons par la suite le modèle TNS du nom des personnes l'ayant développé : Taruya Nishimichi et Saito (Taruya et al., 2012).

### 3.4 Modélisation du spectre de puissance

Dans les sections précédentes nous avons vu que nous pouvions modéliser le spectre de puissance de la matière avec le traitement RegPT prenant en compte les non-linéarités jusqu'à une certaine échelle. Puis, nous avons considéré le spectre de puissance d'un traceur biaisé, pour enfin, modéliser le spectre de puissance de la matière dans notre espace d'observation, l'espace des redshifts. Dans cette section, nous allons simplement incorporer le biais dans l'expression du spectre de puissance en espace des redshifts.

La modélisation du spectre de puissance présentée ici est la forme que nous utiliserons dans notre analyse de la forme complète du spectre de puissance de l'échantillon de quasars de eBOSS ;

$$P_t(\mathbf{k}) = D_{\text{FoG}}(k, \mu, \sigma_v, a_{\text{vir}}) \left[ P_{tt}(k) + f\mu^2 \left( 2P_{t\theta}(k) + f\mu^2 P_{\theta\theta}(k) \right) + b_1^3 A(k, \mu, \beta) + b_1^4 B(k, \mu, \beta) \right], \quad (3.63)$$



où  $\beta = f/b_1$ . Les spectres de puissance traceur-traceur  $P_{tt}$  et traceur-vitesse  $P_{t\theta}$  sont calculés respectivement suivant les équations 3.47 et 3.48. Dans notre analyse, sauf mention contraire, les spectres de puissance ( $P_{\delta\delta}, P_{\delta\theta}$  et  $P_{\theta\theta}$ ) ainsi que les termes  $A$  et  $B$ , sont calculés à l'ordre 2 suivant le schéma RegPT. Pour finir, nous rappelons que nous avons modifié la forme du Finger-of-God pour inclure une systématique, de ce fait, ce terme dépendra d'un nouveau paramètre  $a_{\text{vir}}$  que nous expliciterons dans la section 3.6 consacrée au test de nos modèles.

### 3.4.1 Effet Alcock-Paczynski

Notre observation du champ de quasars est effectuée en coordonnées cosmologiques (R.A., Dec.,  $z$ ) que nous voulons convertir en coordonnées cartésiennes comobiles ( $x, y, z$ ) pour en calculer son spectre de puissance. Par définition (voir section 1.6.1), à un redshift  $z_{\text{eff}}$ , l'élément de séparation comobile entre deux galaxies  $dl$ , de séparation angulaire  $d\theta$  et en redshift  $dz$  est donné par :

$$\begin{aligned} dl_{\perp} &= D_{\text{M}}(z_{\text{eff}})d\theta, \\ dl_{\parallel} &= \frac{d\chi}{dz} \Big|_{z_{\text{eff}}} dz = D_{\text{H}}(z_{\text{eff}})dz, \end{aligned} \quad (3.64)$$

où la distance de Hubble  $D_{\text{H}}(z) = 1/H(z)$  et la distance angulaire comobile  $D_{\text{M}}(z)$  sont fonction de la cosmologie utilisée pour la conversion, et en particulier de  $\Omega_m$  pour univers plat. Cette cosmologie, que nous appellerons fiducielle  $C_{\text{fid}}$ , peut ne pas correspondre à celle des données, et dans ce cas, les distances comobiles induites seront erronées. Cela amènera des distorsions de la géométrie, connues sous le nom d'effet Alcock-Paczynski (Alcock and Paczynski, 1979). Nous introduisons des paramètres d'échelles définis tel que :

$$\begin{aligned} q_{\perp} &= \frac{dl_{\perp}}{dl_{\perp}^{\text{fid}}} = \frac{D_{\text{M}}(z_{\text{eff}})}{D_{\text{M}}^{\text{fid}}(z_{\text{eff}})}, \\ q_{\parallel} &= \frac{dl_{\parallel}}{dl_{\parallel}^{\text{fid}}} = \frac{D_{\text{H}}(z_{\text{eff}})}{D_{\text{H}}^{\text{fid}}(z_{\text{eff}})}, \end{aligned} \quad (3.65)$$

avec l'exposant fid indiquant la distance calculée avec la cosmologie fiducielle, tandis que la distance notée sans exposant représente la distance réelle.

Nous pouvons relier les nombres d'onde vrais aux nombres d'onde dans la cosmologie fiducielle par  $k_{\perp} = k_{\perp}^{\text{fid}}/q_{\perp}$  et  $k_{\parallel} = k_{\parallel}^{\text{fid}}/q_{\parallel}$ . Nous pouvons réécrire ces dépendances en fonction de  $k = \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2}$  et  $\mu = k_{\parallel}/k$  selon les relations :

$$\begin{aligned} k &= k^{\text{fid}} \cdot \frac{1}{q_{\perp}} \sqrt{1 + (\mu^{\text{fid}})^2 \left[ \left( \frac{q_{\perp}}{q_{\parallel}} \right)^2 - 1 \right]} \\ \mu &= \mu^{\text{fid}} \cdot \frac{q_{\perp}/q_{\parallel}}{\sqrt{1 + (\mu^{\text{fid}})^2 \left[ \left( \frac{q_{\perp}}{q_{\parallel}} \right)^2 - 1 \right]}}. \end{aligned} \quad (3.66)$$

Le spectre de puissance prédit par le modèle doit prendre en compte ces relations pour être comparé au spectre de puissance mesuré. Dans les analyses standards, la cosmologie utilisée



pour calculer le spectre de puissance prédit,  $C_{\text{temp}}$  est identique à la cosmologie fiducielle, et nous laissons libres les paramètres d'échelles dans l'ajustement cosmologiques pour remonter aux distances  $D_{\text{M/H}}$ .

Ces paramètres sont, en grandes parties, contraints par l'échelle BAO. Cette échelle est fournie par l'horizon sonore comobile au moment du découplage  $r_d$  (Hu and Sugiyama, 1995). De ce fait, l'ajustement cosmologique sur les paramètres d'échelle contraint

$$\begin{aligned}\alpha_{\perp} &= \frac{D_{\text{M}}(z_{\text{eff}})/r_d}{D_{\text{M}}^{\text{fid}}(z_{\text{eff}})/r_d^{\text{fid}}}, \\ \alpha_{\parallel} &= \frac{D_{\text{H}}(z_{\text{eff}})/r_d}{D_{\text{H}}^{\text{fid}}(z_{\text{eff}})/r_d^{\text{fid}}}.\end{aligned}\tag{3.67}$$

Ajuster le spectre de puissance en fonction des paramètres d'échelle nous permet finalement de contraindre le ratio entre les distances cosmologiques  $D_{\text{M/H}}$ , et  $r_d$ .

### 3.4.2 Effet de la géométrie du relevé

Le champ de densité que nous observons dans le calcul du spectre de puissance des données  $\delta$  est le champ de densité complet  $\delta'$  multiplié par un masque  $W(\mathbf{x})$  qui prend en compte la géométrie de notre relevé, ainsi que les poids de complétude. Nous pouvons relier ce masque à la valeur attendue de la densité de traceur pondéré ;  $W(\mathbf{x}) = \langle n_g(\mathbf{x}) \rangle$ . Le champ de densité s'écrit donc

$$\delta(\mathbf{x}) = \delta'(\mathbf{x})W(\mathbf{x}),\tag{3.68}$$

En prenant la transformée de Fourier nous pouvons calculer le spectre de puissance tel que (Peacock and Nicholson, 1991) :

$$P(\mathbf{k}) = \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} P(\mathbf{k} - \mathbf{q}) |W(\mathbf{q})|^2.\tag{3.69}$$

Nous devons prendre en compte cette fonction de sélection dans le modèle, pour cela nous pourrions effectuer le produit de convolution de l'équation 3.69, ce qui est lourd en calcul puisque cela correspond à un algorithme de complexité  $\mathcal{O}(N^2)$ . Pour baisser cette complexité nous suivons le travail de Wilson et al. (2016), et prenons la transformée de Hankel du spectre de puissance que nous multiplions par la fonction de sélection en espace réel, puis, nous en reprenons la transformée de Hankel. Ces calculs sont plus rapides que la convolution grâce à l'algorithme de transformée de Fourier rapide FFTlog (Hamilton, 2000) qui donne une complexité de  $\mathcal{O}(N \log N)$ .

La fonction de corrélation est calculée tel que

$$\xi_l(s) = \frac{i^l}{2\pi^2} \int k^2 dk j_l(ks) P_l(k)\tag{3.70}$$

En suivant de Mattia and Ruhlmann-Kleider (2019), nous pouvons définir les multipoles de la fonction de sélection à appliquer à la fonction de corrélation tel que :

$$\mathcal{W}_l = \frac{2l+1}{4\pi A} \int d\Omega_s \int d\mathbf{x} W(\mathbf{x}) W(\mathbf{x} - \mathbf{s}) \mathcal{L}_l(\hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{s}}),\tag{3.71}$$

où  $A$  est une normalisation que nous précisons plus loin.

La fonction de corrélation "convoluée" devient donc

$$\xi_l^c(s) = \sum_{p,q} A_{lp}^q \frac{2l+1}{2q+1} \xi_p(s) \mathcal{W}_q(s), \quad (3.72)$$

avec  $A_{lp}^q$  défini tel que

$$\mathcal{L}_l(\mu) \mathcal{L}_p(\mu) = \sum_{q=0}^{l+p} A_{lp}^q \mathcal{L}_q(\mu). \quad (3.73)$$

Le spectre de puissance du modèle que nous comparons aux données est donc

$$P_l(k) = 4\pi(-i)^l \int s^2 ds j_l(ks) \xi_l^c(s) \quad (3.74)$$

En pratique, nous suivons [Beutler et al. \(2017\)](#) et nous tronquons la somme de l'équation 3.72 pour conserver les multipôles de la fonction de corrélation jusque  $l = 4$  et donc les multipôles de la fonction de sélection jusque  $l = 8$ . Les multipôles de la fonction de corrélation "convoluée" s'écrivent

$$\begin{aligned} \xi_0^c(s) &= \xi_0(s) W_0(s) + \frac{1}{5} \xi_2(s) W_2(s) + \frac{1}{9} \xi_4(s) W_4(s) \\ \xi_2^c(s) &= \xi_0(s) W_2(s) \\ &\quad + \xi_2(s) \left( W_0(s) + \frac{2}{7} W_2(s) + \frac{2}{7} W_4(s) \right) \\ &\quad + \xi_4(s) \left( \frac{2}{7} W_2(s) + \frac{100}{693} W_4(s) + \frac{25}{143} W_6(s) \right) \\ \xi_4^c(s) &= \xi_0(s) W_4(s) \\ &\quad + \xi_2(s) \left( \frac{18}{35} W_2(s) + \frac{20}{77} W_4(s) + \frac{45}{143} W_6(s) \right) \\ &\quad + \xi_4(s) \left( W_0(s) + \frac{20}{77} W_2(s) + \frac{162}{1001} W_4(s) + \frac{20}{143} W_6(s) + \frac{490}{2431} W_8(s) \right) \end{aligned} \quad (3.75)$$

L'ajout de  $\xi_6(s)$  est complètement négligeable dans la modélisation du spectre de puissance.

En pratique, nous calculons les fonctions de sélection à partir des catalogues d'objets aléatoires qui possèdent la même géométrie que les données. Nous utilisons un algorithme de comptage de paires, nous en faisons ensuite l'histogramme en fonction de bin de distance de  $1 \text{ Mpc.h}^{-1}$ , le résultat est ensuite divisé par le volume induit pour chaque bin de distance pour retrouver la densité, renormalisée au nombre d'objets dans les données (en multipliant par  $\alpha^2$ ) et enfin, divisé par la normalisation A.

### 3.4.2.1 Normalisation

Dans les analyses de BOSS et eBOSS précédentes, la normalisation de la fonction de sélection se faisait avec l'idée selon laquelle les petites échelles étaient parfaitement échantillonnées dans le spectre de puissance, ce qui impliquait que  $W_0 \xrightarrow{s \rightarrow 0} 1$ . Cependant, [de Mattia and Ruhlmann-Kleider \(2019\)](#) a montré que cette normalisation n'était pas forcément bien définie pour un relevé réel du fait de la densité  $n_s$  prise comme la densité en fonction du redshift  $n(z)$ . En suivant leur prescription, nous définissons la normalisation à appliquer aux fonctions de sélection tel que :

$$A = \alpha^2 \int d^3r n_s^2(\mathbf{r}) = \alpha^2 \sum_{i=1}^{N_s} w_{s,i} n_{s,i} \quad (3.76)$$

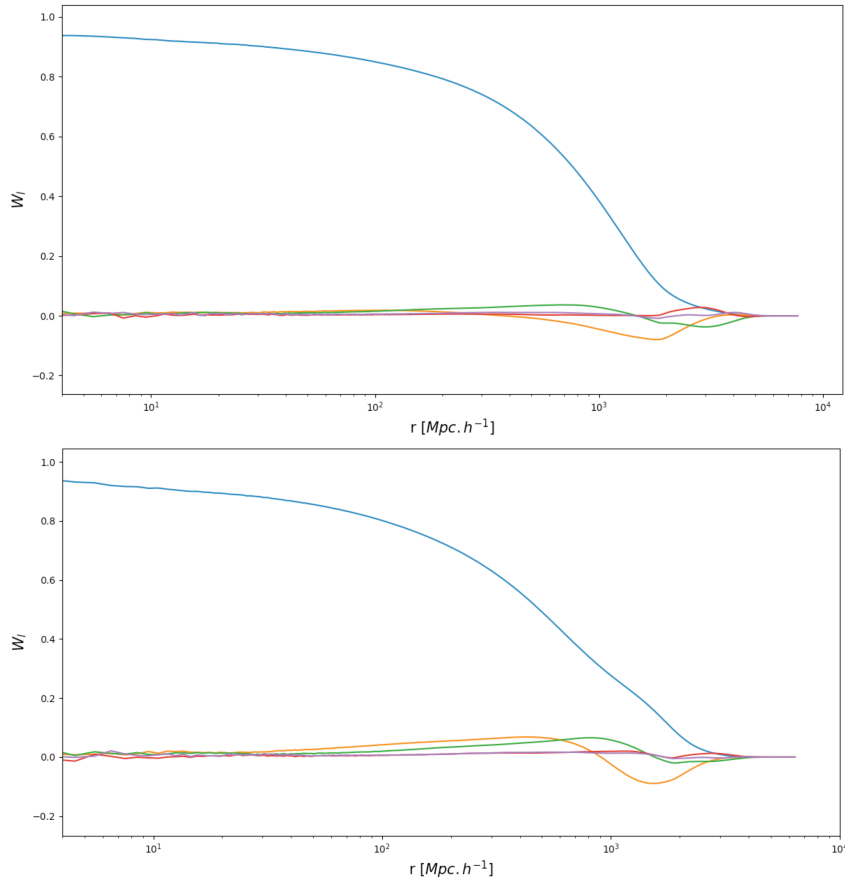


FIGURE 3.5 – Fonctions de sélection de l'échantillon de quasars de eBOSS DR16. La figure du haut (bas) montre le relevé nord (sud). Les lignes bleues, oranges, vertes, rouges et violettes représentent, respectivement, les multipoles  $l = 0, 2, 4, 6, 8$ .

L'avantage de l'utilisation de cette normalisation est d'être identique à celle du calcul du spectre de puissance, de s'annuler, et donc de ne pas biaiser le résultat cosmologique. Sur la figure 3.5, nous présentons les fonctions de sélection correspondant aux relevés (NGC et SGC) de quasar de eBOSS qui sont appliquées aux spectres de puissance du modèle. L'impact de ces fonctions de sélection sur un spectre de puissance est présenté sur la figure 3.6.

### 3.4.2.2 Effets à grands angles

Pour notre estimation du spectre de puissance (equation 2.16), nous avons choisi comme ligne de visée un des deux traceurs pour chaque paire. Ce choix est fait pour accélérer le calcul. En effet, si nous utilisons la ligne de visée moyenne pour chaque paire (ou la bissectrice), cela impliquerait un algorithme d'ordre  $\mathcal{O}(N^2)$  pour la calculer qui peut vite devenir important pour des relevés de plus en plus grands. Le choix de la ligne de visée peut devenir important dans le cas où l'approximation de "plan-parallèle",  $s \ll x_1, x_2$ , n'est plus valable. Choisir une ligne de visée particulière augmente les effets à grands angles en comparaison au cas de la ligne de visée bissectrice (Castorina and White, 2018); elle implique également des multipoles impairs non-nuls.

En suivant Beutler et al. (2019), nous pouvons prendre en compte les effets de grands angles en développant le spectre de puissance modélisé en fonction de la dépendance en  $1/kd$ , avec  $d$  la ligne de visée. Cela nous donne pour le spectre de puissance dépendant de la ligne de visée :

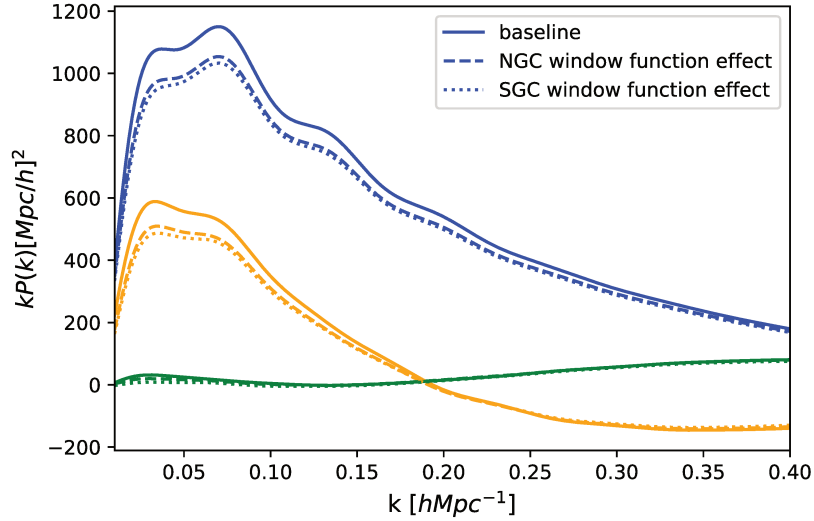


FIGURE 3.6 – Impact des fonctions de sélection de chacun des champs galactiques sur le monopole (bleu), le quadrupole (orange) et l'hexadecapole (vert) d'un spectre de puissance.

$$P_l(\mathbf{k}, \mathbf{d}) = \sum_{l,n} x_k^n P_l^{(n)}(k) \mathcal{L}_l(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{d}}) \quad (3.77)$$

Les effets à grands angles sont visibles pour des distances suffisamment grandes pour pouvoir considérer uniquement la théorie linéaire. Si nous prenons comme définition de la ligne de visée la bissectrice  $d = \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2} (\hat{\mathbf{x}}_1 + \hat{\mathbf{x}}_2)$ , alors les termes impaires sont égaux à 0 et l'ordre de correction principal est  $n = 2$ . Par contre, en prenant un des traceur de la paire pour ligne de visée, l'ordre  $n = 1$  s'écrit (Beutler et al., 2019) :

$$\begin{aligned} \xi_1^{(1)}(s) &= -\frac{3}{5} \xi_2^{(0)}(s) \\ \xi_3^{(1)}(s) &= \frac{3}{5} \xi_2^{(0)}(s) - \frac{10}{9} \xi_4^{(0)}(s). \end{aligned} \quad (3.78)$$

Nous pouvons prendre en compte ces corrections dans la fonction de corrélation convoluée. En pratique, pour notre analyse de l'échantillon de quasars de eBOSS, les angles sont suffisamment faibles pour pouvoir négliger ces corrections.

### 3.4.3 Contrainte intégrale radiale

Dans les relevés spectroscopiques, la fonction de sélection réelle n'est jamais connue. Elle dépend de beaucoup de facteurs tels que la fonction de luminosité, l'efficacité spectroscopique ou l'algorithme de détermination du redshift.

En prenant en compte ces contraintes intégrales, les fluctuations de densité observées s'écrivent :

$$\delta_{\text{cic}} = W(\mathbf{r}) \left( \delta(\mathbf{r}) - \int d\mathbf{x} W_{\text{rad}}(\mathbf{x}) \delta(\mathbf{x}) \epsilon_{\text{rad}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \right) \quad (3.79)$$

avec  $\epsilon_{\text{rad}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \delta^D(r - x)$  et :

$$W_{\text{rad}}(\mathbf{r}) = \frac{W(\mathbf{r})}{\int d\mathbf{x} W_{\text{rad}}(\mathbf{x}) \epsilon_{\text{rad}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}. \quad (3.80)$$

La deuxième partie de l'équation 3.79 représente donc le contraste de densité multiplié par la fonction de sélection normalisé par sa valeur moyenne en fonction de la distance à l'observateur.

En exprimant la fonction de corrélation en fonction du contraste de densité défini dans l'équation 3.79, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \xi^{cic}(\mathbf{s}) &= \int d\mathbf{x} W(\mathbf{x}) W(\mathbf{x} + \mathbf{s}) \xi(\mathbf{s}) \\ &\quad - \int d\Delta \xi(\Delta) \int d\mathbf{x} W(\mathbf{x}) W(\mathbf{x} + \mathbf{s}) W_{\text{rad}}(\mathbf{x} + \Delta) \epsilon_{\text{rad}}(\mathbf{x} + \mathbf{s}, \mathbf{x} + \Delta) \\ &\quad - \int d\Delta \xi(\Delta) \int d\mathbf{x} W(\mathbf{x}) W(\mathbf{x} - \mathbf{s}) W_{\text{rad}}(\mathbf{x} + \Delta) \epsilon_{\text{rad}}(\mathbf{x} - \mathbf{s}, \mathbf{x} + \Delta) \\ &\quad + \int d\Delta \xi(\Delta) \int d\mathbf{x} W(\mathbf{x}) W(\mathbf{x} - \mathbf{s}) \int d\mathbf{y} W_{\text{rad}}(\mathbf{x}) W_{\text{rad}}(\mathbf{x} - \mathbf{s}) \epsilon_{\text{rad}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \epsilon_{\text{rad}}(\mathbf{x} + \mathbf{s}, \mathbf{y} + \Delta). \end{aligned} \quad (3.81)$$

À partir de cette expression, il est possible de calculer les multipôles de la fonction de corrélation en prenant en compte la contrainte intégrale radiale ;

$$\xi_l^{cic}(\mathbf{s}) = \xi_l^c(\mathbf{s}) - \text{IC}_l^{\delta, \text{rad}}(\mathbf{s}) - \text{IC}_l^{\text{rad}, \delta}(\mathbf{s}) + \text{IC}_l^{\text{rad}, \text{rad}}(\mathbf{s}), \quad (3.82)$$

où les termes  $\text{IC}_l^{i,j}$  peuvent être calculés à partir des multipôles de la fonction de sélection  $W$  et de la fonction de sélection radiale  $W_{\text{rad}}$  (voir de [Mattia and Ruhlmann-Kleider \(2019\)](#)). Pour ensuite obtenir le spectre de puissance nous prenons la transformée de Hankel de  $\xi_l^{cic}$  ;

$$P_l^{cic}(k) = 4\pi(-i)^l \int ds s^2 j_l(ks) \xi_l^{cic}(s) \quad (3.83)$$

L'impact sur le spectre de puissance des termes de l'équation 3.82 est illustré sur la figure 3.7, où nous constatons un fort impact sur les trois multipôles que nous devons prendre en compte dans notre analyse finale.

### 3.4.4 Modélisation de la forme complète du spectre de puissance

### 3.4.5 Modélisation alternative

Notre analyse a été menée en parallèle de l'analyse du même échantillon de quasars en espace de configuration ([Hou et al., 2021](#)). Bien qu'utilisant les données au travers de la fonction de corrélation, cette analyse utilise une modélisation du spectre de puissance dont on prend la transformée de Fourier pour la comparer aux données. Le groupe ayant mené cette analyse a décidé de modéliser le spectre de puissance différemment de celle que nous utilisons dans l'analyse en espace de Fourier.

Pour cette modélisation, le spectre de puissance de densité du traceur  $P_{\delta\delta,t}$  est calculé en utilisant le code `RESPRESSO` ([Nishimichi et al., 2017](#)). Ce code est basé sur une fonction de réponse caractérisant la façon dont le spectre de puissance non-linéaire varie en fonction de petites modifications du spectre de puissance initial. Le spectre de puissance densité-vitesse  $P_{\delta\theta,t}$ , et vitesse-vitesse  $P_{\theta\theta,t}$  sont ensuite calculés en utilisant les fonctions d'ajustement de [Bel et al. \(2019\)](#) basés sur des ajustements de simulations à N-corps.

L'expansion de biais de [Chan et al. \(2012\)](#) est utilisée, avec les paramètres de premier et deuxième ordre  $b_1$  et  $b_2$ , ainsi que les paramètres de biais non-locaux  $\gamma_2$  et  $\gamma_3^-$ . Dans les faits,  $\gamma_2$  est fixé selon  $\gamma_2 = -2/7(b_1 - 1)$ , et les trois autres paramètres de biais restent libres dans l'ajustement du modèle du fait du meilleur résultat sur le *mock challenge* dans ce cas.

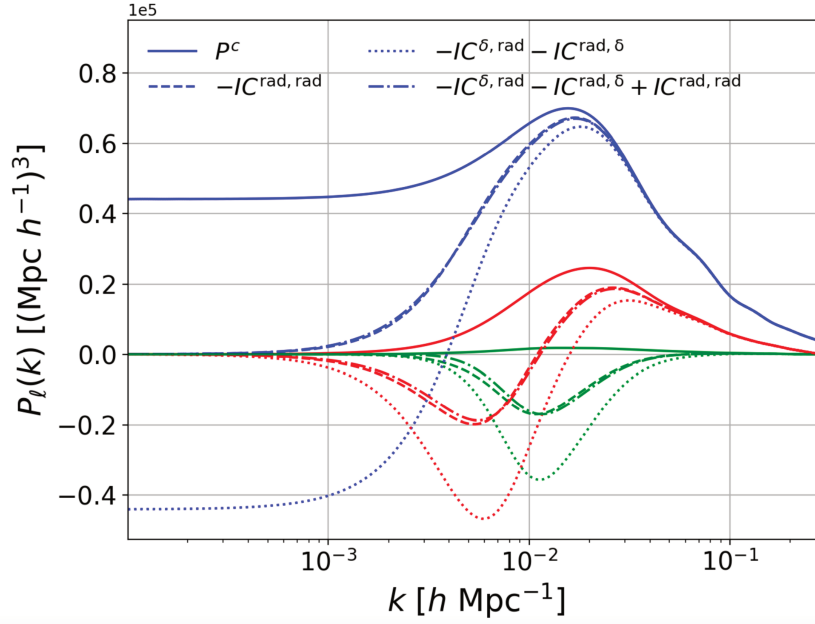


FIGURE 3.7 – Impact des différents termes de l'équation 3.82 sur les multipoles du spectre de puissance (bleu : monopole, rouge : quadrupole, vert : hexadecapole). De de Mattia and Ruhlmann-Kleider (2019)

### 3.4.6 Modélisation des oscillations acoustiques de baryons

À coté de l'analyse de la forme complète du spectre de puissance, nous avons également modélisé ce spectre en nous concentrant sur les oscillations BAO. Dans ce cas, nous nous intéressons uniquement à la distorsion de l'espace dû à l'effet Alcock-Paczynski en nous concentrant sur la position des oscillations BAO dans le spectre de puissance.

Pour la modélisation, nous nous sommes basé sur le travail de Kirkby et al. (2013). Nous décomposons la fonction de corrélation à deux points en une composante prenant en compte le pic BAO,  $\xi_{\text{peak}}$  et en une composante prenant en compte la forme générale de la fonction de la corrélation sans ce pic,  $\xi_{\text{smooth}}$ ; ces deux composantes correspondent respectivement à  $P_{\text{peak}}$  et  $P_{\text{smooth}}$  en espace de Fourier.

$$\xi_{\text{tot}}(r, z_{\text{eff}}) = \xi_{\text{peak}}(r, z_{\text{eff}}) + \xi_{\text{smooth}}(r, z_{\text{eff}}) \quad (3.84)$$

où  $z_{\text{eff}}$  est le redshift effectif du relevé à modéliser (voir équation 4.1 pour la définition du redshift effectif). Pour construire la partie "smooth" de la fonction de corrélation nous calculons la fonction de corrélation d'après le spectre de puissance linéaire avec CAMB (Lewis and Challinor, 2011), puis nous en ajustons la partie isotrope au travers du monopole ( $l = 0$ ) en excluant la partie du pic BAO. Cela correspond à ajuster les bandes latérales 50 – 80 et 160 – 190 Mpc/h simultanément par un polynôme :

$$\xi_{0,\text{fit}}(r, z_{\text{eff}}) = \sum_{i=-2}^4 c_i r^i, \quad (3.85)$$

$\xi_{0,\text{smooth}}$  est une interpolation de ce polynôme sur la gamme complète d'intérêt, 50–190 Mpc/h. La partie pic  $\xi_{0,\text{peak}}$  est calculé selon l'équation 3.84.

Nous prenons finalement la transformée de Hankel des fonctions de corrélation pour obtenir les deux composantes du spectre de puissance;  $P_{\text{peak}}$  et  $P_{\text{smooth}}$ . Pour modéliser le spectre de

puissance des données de façon efficace, il nous faut modéliser les non linéarités qui ne sont pas prises en compte dans le spectre de puissance linéaire que nous avons utilisé jusqu'ici.

Premièrement, les non linéarités du champ de matière induisent une atténuation des oscillations dues au BAO dans le spectre de puissance à petite échelle ; nous les modélisons au travers d'un amortissement exponentiel sur  $P_{\text{peak}}$ . Les vitesses, non prédictibles à petites échelles, ainsi que l'incertitude en redshift concernant l'analyse des quasars, sont prises en compte par un terme lorentzien en  $\Sigma_s$ . Le biais des traceurs étudiés est modélisé par un terme linéaire,  $b$ . Enfin, les RSD sont prises en compte par un renforcement du spectre de puissance le long de la ligne de visée, paramétré par le terme  $\beta = b/f$ . Nous avons choisi de conserver les choix faits dans les analyses précédentes car ceux-ci ne vont pas impacter le résultats sur les paramètres cosmologiques déduits, comme nous le verrons dans la section 2.5.1, principalement grâce à l'ajout de termes polynomiaux dans l'ajustement des multipoles du spectre de puissance.

Le spectre de puissance est donc modélisé par

$$P(k, \mu) = \left[ P_{\text{smooth}}(k, \mu) + P_{\text{peak}}(k, \mu) e^{-\Sigma_{\text{nl}} k^2} \right] \frac{b^2 (1 + \beta \mu^2)^2}{1 + \frac{(k \mu \Sigma_s)^2}{2}}, \quad (3.86)$$

avec le terme d'amortissement  $\Sigma_{\text{nl}}$  modélisé de façon anisotrope,

$$\Sigma_{\text{nl}} = (1 - \mu^2) \Sigma_{\perp}^2 / 2 + \mu^2 \Sigma_{\parallel}^2 / 2. \quad (3.87)$$

Nous transformons ensuite ce spectre en espace de configuration pour pouvoir lui appliquer la fonction de sélection (voir section 3.4.2). Puis par une nouvelle transformée de Hankel sur les multipoles de la fonction de corrélation nous obtenons les multipoles du spectre de puissance convolués  $P_l^c(k)$ . Cette modélisation du BAO nous permet de remonter à la cosmologie à l'aide des paramètres d'Alcock-Paczynski,  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$  ; sauf mention contraire, nous ajustons ces paramètres uniquement à l'aide de la partie représentant le pic BAO,  $P_{\text{peak}}$ . Malgré les termes d'atténuation et de biais pris en compte dans l'équation 3.86, cette modélisation du spectre de puissance se concentre uniquement sur la modélisation de la position des oscillations BAO, de ce fait, la modélisation de la forme complète du spectre de puissance reste très approximative et nous devons ajouter des termes polynomiaux à ajuster pour chaque multipole,

$$P_l^f = P_l^c(k) + \sum_{i=-1}^1 k^i a_{l,i}. \quad (3.88)$$

Ces polynômes vont prendre en compte les effets à large bande de la forme du spectre de façon ad hoc.

### 3.5 Estimation des paramètres

Nous avons présenté la modélisation de la forme complète du spectre de puissance dans la section 3.4 et la modélisation exclusive des oscillations BAO dans la section 3.4.6. Dans chacun des cas, nous allons comparer le modèle aux données en utilisant la vraisemblance gaussienne.

Pour l'analyse BAO, nous utilisons une approche fréquentiste en effectuant une minimisation du  $\chi^2$  pour l'ajustement des paramètres. Dans cette approche, nous déterminons l'erreur sur les paramètres à partir de la région correspondant à  $\Delta\chi^2 = 1$  sur le profil de  $\chi^2$  marginalisé sur tous les autres paramètres.

$$\chi^2 = (P_{\text{obs}} - P_{\text{model}}(\Theta))^t C^{-1} (P_{\text{obs}} - P_{\text{model}}(\Theta)), \quad (3.89)$$

où  $P_{\text{obs}}$  est le spectre de puissance des données (voir section 2.4.5.2),  $P_{\text{model}}$  est le spectre de puissance modélisé avec  $\Theta$  les paramètres de l'ajustement. Dans les faits, nous utilisons le code `Minuit` pour les ajustements. Enfin, la matrice de covariance  $C$  est calculée à partir de mocks (voir section 2.5.2),

$$C_{\text{mocks}} = \frac{1}{n_m - 1} \sum_i^{n_m} (P_{\text{mocks},i} - \bar{P}_{\text{mocks}})(P_{\text{mocks},i} - \bar{P}_{\text{mocks}})^T, \quad (3.90)$$

à laquelle nous appliquons la correction de Hartlap (Hartlap et al., 2007) :

$$C^{-1} = \frac{n_m - n_b - 2}{n_m - 1} C_{\text{mocks}}^{-1}, \quad (3.91)$$

$n_m$  le nombre de simulations utilisée pour créer la matrice de covariance,  $n_b$ , la taille du vecteur  $P_{\text{obs}}$ , et  $P_{\text{mocks}}$  étant le spectre de puissance d'un mock avec  $\bar{P}_{\text{mocks}}$  la moyenne de tous les mocks. Cette correction prend en compte le fait qu'avec un nombre de mocks fini utilisé pour le calcul de la matrice de covariance, celle-ci est surestimée. Pour conserver cette correction en dessous des 10%, il a été choisi de construire 1000 EZmocks présentés dans la section 2.5.2. De plus cette incertitude de l'estimation de la matrice de covariance se propage également dans l'estimation de la covariance des paramètres ajustés. En suivant Percival et al. (2014) ce facteur de redimensionnement est

$$m_1 = \frac{1 + B(n_b - n_p)}{1 + A + B(n_p + 1)}, \quad (3.92)$$

avec  $n_p$ , le nombre de paramètres libres et :

$$A = \frac{2}{(n_m - n_b - 1)(n_m - n_b - 4)} \quad (3.93)$$

$$B = \frac{n_m - n_b - 2}{(n_m - n_b - 1)(n_m - n_b - 4)}.$$

Également, pour l'analyse des mocks qui ont été utilisés pour la construction de la matrice, un facteur supplémentaire doit être appliqué étant donné la corrélation entre le mock en question et la matrice elle-même :

$$m_2 = \frac{n_m - 1}{n_m - n_b - 2}. \quad (3.94)$$

### 3.6 Mock challenge

Dans cette section nous présentons les tests que nous avons effectués sur le modèle de la forme complète du spectre de puissance ainsi que sur le modèle BAO. Nous avons utilisé les mocks, fabriqués à partir de la simulation N-body OuterRim, présentés dans la section 2.5.1.1. En plus de ces tests, notre analyse de ces mocks, que nous appelons par la suite "*mock challenge*", nous permettra de relever une erreur systématique du modèle pour la déduction des paramètres cosmologiques. En plus de l'erreur intrinsèque due aux approximations faites dans notre modélisation du spectre de puissance, cette erreur prendra également en compte les effets des différentes cosmologies, de l'incertitude de la détermination du redshift ainsi que des différents HOD. Nous commencerons par montrer les résultats obtenus sur les mocks dont la vraie



cosmologie est connue, section 3.6.1 ; dans un second temps, nous présenterons les résultats obtenus avec les mocks dont la cosmologie était inconnue au moment de l'analyse, voir section 3.6.2 pour la façon de changer la cosmologie intrinsèque d'une simulation. Nous rappelons que pour tout notre travail d'analyse de données nous appellerons "paramètres cosmologiques", les paramètres de dilatation d'échelles  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$  ainsi que le taux de croissance des structures (multiplié par l'amplitude des fluctuations)  $f\sigma_8$ . Dans le *mock challenge*, nous cherchons à obtenir ces paramètres de façon non biaisée en comparaison de l'erreur statistique de notre échantillon de quasars. Pour ce faire, nous comparons tous nos résultats avec une erreur de 1% sur  $\alpha_{\parallel,\perp}$  et 3% sur  $f\sigma_8$  correspondant à peu près à 1/3 de l'erreur statistique de eBOSS sur les quasars. Nous présentons les résultats pour les deux modèles que nous utilisons dans l'analyse finale mais nous nous concentrons sur le modèle de la forme complète du spectre de puissance étant donné sa plus grande complexité et le fait que les paramètres de larges bandes du modèle BAO permettent une plus grande flexibilité pour la déduction des paramètres d'Alcock-Paczynski.

### 3.6.1 Cosmologie connue

Dans cette première partie du *mock challenge*, nous utilisons le cliché à  $z = 1.433$  de la simulation OuterRim dont nous peuplons les halos de matière noire avec des quasars utilisant différents HOD. Pour les 20 HOD considérés, 100 réalisations sont réalisées. Pour chacun des tests, nous analyserons individuellement toutes les réalisations, nous moyennons ensuite les paramètres cosmologiques induits. Également, comme vu dans la section 2.3, les quasars ont la particularités d'avoir une incertitude plus importante pour la détermination du redshift. Nous testons cette incertitude dans le *mock challenge* en implémentant, pour toutes les réalisations, différentes incertitudes en redshift. Enfin, comme vu dans Zarrouk et al. (2018), une part des quasars détectés le sont avec un redshift très différent du redshift réel, nous les appellerons les redshifts catastrophiques, nous implémentons également cette systématique dans les mocks. Le but de cette partie de notre travail est d'assurer la robustesse de nos modèles pour l'inférence des paramètres cosmologiques.

Pour cette analyse des mocks, la première chose que nous avons étudiée est la matrice de covariance que nous utilisons pour l'ajustement des paramètres libres. Nous souhaitons créer la matrice de covariance à partir de mocks telle que sera faite l'analyse des données à partir de l'estimateur de l'équation 3.90. Nous rappelons que nous créons 100 réalisations pour chaque HOD sur un cliché d'une simulation. Étant donné le caractère unique de la distribution de matière noire sous-jacente à toutes nos réalisations, notre matrice de covariance risque de ne pas refléter la véritable variabilité de notre distribution de quasars si nous utilisons ces mêmes mocks pour la calculer. À plus forte raison, à grande échelle, puisque les petites échelles seront régies par une loi de Poisson. L'utilisation des seules 100 réalisations d'un même HOD amène une matrice de covariance  $C_{100}$  beaucoup trop bruitée, avec des résultats des paramètres cosmologiques très différents selon le HOD étudié. L'utilisation des 100 réalisations de 10 HOD différents pour le calcul de la matrice  $C_{1000}$  sera beaucoup plus stable concernant l'inférence des paramètres cosmologiques. Néanmoins, en prenant cette matrice nous biaisons encore davantage notre analyse avec une trop bonne précision relative à grande échelle du fait de l'unicité de notre distribution de matière noire. Ce phénomène est moins prégnant à petite échelle du fait de la qualité aléatoire de notre peuplement de quasars, et ici également du fait des différents HOD utilisés. Pour éviter ces problèmes, nous avons choisi d'utiliser les EZmocks (présentés dans la section 2.5.2) pour créer la matrice de covariance du *mock challenge*. Ce choix nous permet de nous approcher l'analyse des données réelles. Cette matrice est cependant différente de celle utilisée pour

les données car nous prenons ici les EZmocks sans erreur systématique d'observation pour ne pas ajouter de bruit à cette analyse. Nous normalisons cette matrice de covariance  $C_{EZ}$  pour prendre en compte la différence de taille de relevé entre les 2 séries de mocks. Cette matrice reste tout de même imparfaite, les spectres de puissance des OuterRim et des EZmocks n'étant pas équivalents en terme d'amplitude. Cependant, notre but dans ce *mock challenge* est d'obtenir le biais sur nos paramètres cosmologiques, la précision de l'erreur sur chaque ajustement n'est pas primordiale.

Dans ce *mock challenge*, nous utilisons une grande gamme de HOD pour nous assurer que notre modèle est capable de trouver les paramètres cosmologiques même sans connaissance précise du HOD vrai. Pour cela nous commençons par analyser les mocks sans implémentation d'erreur sur le redshift. La figure 3.8 montre les résultats des paramètres cosmologiques pour les différentes HOD et les différentes incertitudes en redshift. Cette figure montre les résultats pour tous les modèles utilisés dans l'analyse de quasars de eBOSS, les deux modèles en espace de Fourier présentés dans les section 3.4 et 3.4.6, en plus des modèles en espace de configuration. Du fait de sa plus grande fluctuation dans les valeurs déduites des paramètres cosmologiques, nous nous concentrons sur les résultats de RegPT (notre modèle de forme complète) sans incertitude en redshift. Ces résultats nous montrent que le HOD a une influence sur l'estimation de nos paramètres, avec une déviation standard égale à 0.3%, 0.4% et 0.9% respectivement pour  $\alpha_{\perp}$ ,  $\alpha_{\parallel}$  et  $f\sigma_8$ . Cela reste très inférieur à l'erreur attendue sur notre échantillon de quasars de eBOSS. Il peut être noté que les HOD implémentés ne sont pas tous "physiques" et que l'amplitude des différences pourrait être réduite si nous nous limitons aux HOD les plus vraisemblables, ce que nous n'avons pas fait pour rester aussi général que possible.



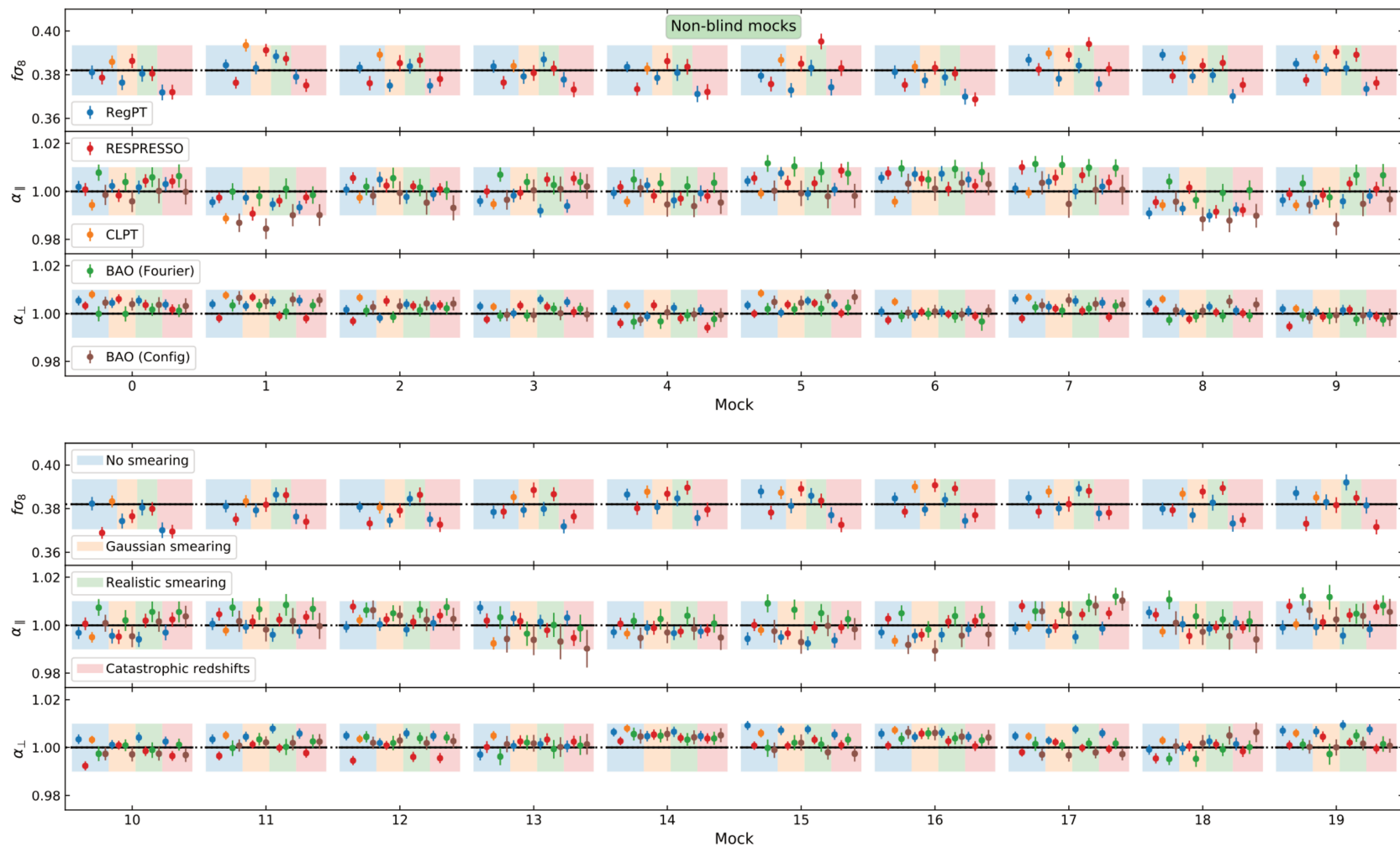


FIGURE 3.8 – Résultats pour les paramètres cosmologiques  $f\sigma_8$  et  $\alpha_{\parallel,\perp}$  mesurés pour les 20 ensembles de 100 mocks dont la cosmologie est connue. Les points bleus représentent les valeurs déduites de notre modèle RegPT ; les points rouges et oranges, la valeurs déduites des modèles utilisés en espace de configuration ; les points verts montrent les résultats de notre ajustement se concentrant sur les oscillations BAO, et, les points marrons, les résultats de l’ajustement BAO en espace de configuration. Les points représentent la moyenne de l’ajustement pour les 100 mocks, les barres d’erreur sont les déviations standard de ces 100 mocks. Les zones ombragées correspondent à 1% pour les  $\alpha$  et 3% pour  $f\sigma_8$ . Ces zones sont bleues, jaune, vertes et rouges correspondant, respectivement, à pas d’incertitude en redshift, une incertitude gaussienne, une incertitude réaliste et une incertitude réaliste couplée à des redshifts catastrophiques.

Dans la modélisation incluant les RSD, la forme complète des multipôles du spectre de puissance est prise en compte (dans l'intervalle en  $k$  défini). L'incertitude en redshift brouille l'observation de la structuration aux petites échelles, et donc diminue le spectre de puissance pour les grandes valeurs de  $k$ . La modélisation de l'amortissement aux petites échelles induites par cette incertitude en redshift doit être étudiée de façon précise. Nous avons choisi de prendre cela en compte dans le terme de Finger-of-God car ces deux effets, d'origine différente, amènent une même composante aléatoire dans la détermination du redshift à petite échelle. Nous avons testé plusieurs formes de Finger-of-God avec pour objectif de ne pas être biaisé en fonction de l'incertitude implémentée dans les mocks. Le terme Finger-of-God standard est modélisé par une gaussienne ou une lorentzienne (voir l'équation 3.58). En suivant Hou et al. (2018), nous avons également testé une modélisation des petites échelles par

$$D_{\text{FoG}}(k, \mu, \sigma_v, a_{\text{vir}}, \sigma_{\text{zerr}}) = \frac{1}{\sqrt{1 + (f\mu k a_{\text{vir}})^2}} e^{\frac{-(f\mu k \sigma_v)^2}{1 + (f\mu k a_{\text{vir}})^2}} e^{-(\mu k \sigma_{\text{zerr}})}. \quad (3.95)$$

Dans cette fonction, les erreurs sur le redshift sont prises en compte distinctement par la deuxième exponentielle. Également, nous pouvons noter qu'une dépendance en  $f$  est incluse dans ce terme puisque l'amortissement du spectre de puissance aux petites échelles est théoriquement fonction du taux de croissance des structures. Finalement, le dernier terme que nous avons utilisé dans le cadre de notre analyse est toujours inspiré de Hou et al. (2018).

$$D_{\text{FoG}}(k, \mu, \sigma_v, a_{\text{vir}}) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\mu k a_{\text{vir}})^2}} e^{\frac{-(\mu k \sigma_v)^2}{1 + (\mu k a_{\text{vir}})^2}}. \quad (3.96)$$

Les équations 3.95 et 3.96 sont proches mais deux différences sont à noter. La suppression de  $f$  : théoriquement, ce terme de Finger-of-God est bien fonction du taux de croissance des structures, mais il ne correspondait dans les faits qu'à une normalisation de  $a_{\text{vir}}$  et de  $\sigma_v$  qui n'avait aucun impact sur l'ajustement de  $f$ . L'autre différence, plus importante, est la suppression de l'exponentielle incluant  $\sigma_{\text{zerr}}$ , elle a été guidée par le fait que les deux exponentielles du Finger-of-God étaient dégénérées et ne correspondaient donc plus à ce pour quoi elles avaient été pensées. Nous avons choisi, pour l'analyse de quasars de eBOSS, la modélisation du Finger-of-God par l'équation 3.96, après l'étude du *mock challenge*. La figure 3.9 montre le biais sur les

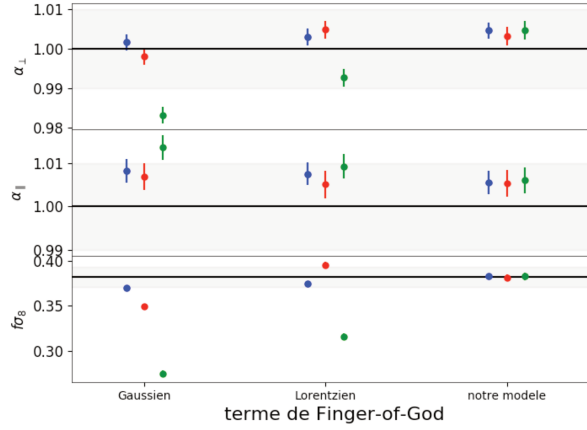


FIGURE 3.9 – Valeur des paramètres cosmologiques moyen pour le mock0 en fonction de l’incertitude en redshift implémenté dans les mocks et du terme de Finger-of-God utilisé dans le modèle. Les points bleus, rouges et verts représentent, respectivement, pas d’incertitude dans le redshift, une incertitude gaussienne et une incertitude réaliste. Les zones grisées montrent 1% pour les  $\alpha$  et 3% pour  $f\sigma_8$

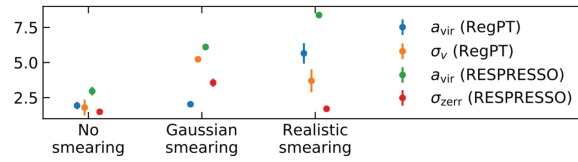


FIGURE 3.10 – Valeurs moyennes des termes du Finger-of-God pour les deux modèles RegPT et RESPRESSO.

paramètres cosmologiques induits en fonction du terme de Finger-of-God utilisé. Pour  $\alpha_{\perp,\parallel}$ , Le modèle gaussien ne retrouve plus ces paramètres à la précision souhaitée avec une incertitude réaliste implémentant. Le modèle lorentzien montre un décalage mais reste dans les 1%. Avec notre modélisation du Finger-of-God les résultats sont stables quel que soit l’incertitude en redshift implémentée dans les mocks. Concernant  $f\sigma_8$ , nous constatons une bien plus grande dispersion pour les modèles gaussien et lorentzien qui ne sont pas capables de retrouver ce paramètres si une incertitude est implémentée alors que notre modèle retrouve  $f\sigma_8$  avec une très bonne précision en restant stable. Plus précisément, il est intéressant de noter que nos deux paramètres  $\sigma_v$  et  $a_{\text{vir}}$  prennent en compte, respectivement, la partie gaussienne et non gaussienne de l’amortissement des petites échelles comme peut le montrer la figure 3.10; le paramètre explique donc nos meilleurs résultats en utilisant ce terme de Finger-of-God. Quelque soit le HOD étudié, les mocks sans incertitude en redshift et avec une incertitude gaussienne obtiennent un ajustement du paramètres  $a_{\text{vir}}$  compatibles, ce qui n’est pas le cas quand des non-gaussianités sont implémentées dans l’erreur en redshift, comme attendu.

Pour tous les ajustements présentés au-dessus, nous utilisons une gamme en  $k$  de  $[0.02, 0.30] \text{ hMpc}^{-1}$  pour les trois multipoles. Ce choix a été fait d’après les résultats observés dans Taruya et al. (2010). Les tests que nous avons faits (voir figure 3.8 pour les résultats finaux) nous montrent que cette gamme nous permet de retrouver les paramètres cosmologiques de manière non biaisée par rapport à la statistique attendue et nous conforte dans notre choix d’utiliser cette gamme pour l’analyse réelle.

Ce *mock challenge*, nous aura également permis de mettre en évidence une caractéristique des simulations à N-corps. En effet, nous avons constaté que le spectre de puissance induit

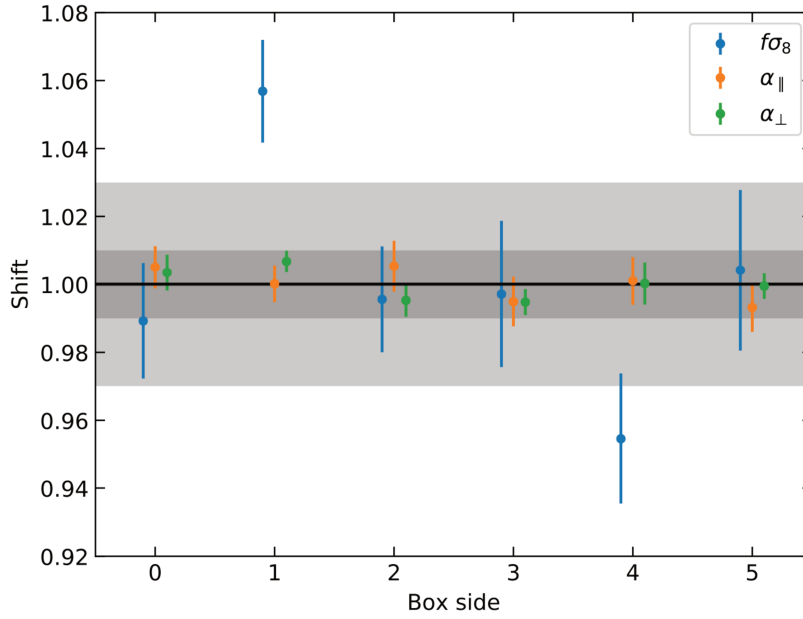


FIGURE 3.11 – Décalage dans le meilleur ajustement des paramètres cosmologiques en fonction du côté de la boîte où l’observateur est placé. Les zones grisées représentent 1 et 3%.

par son observation par des lignes de visée provenant des différents côtés de la boîte pouvait avoir des différences significatives. Ces différences ne sont pas observables dans le monopole (dans le cas de l’approximation parallèle au plan parfaite) mais auront un impact certain sur le quadrupole. En effet, des différences plus faibles que le pourcent dans la distribution des vitesses induisent jusqu’à  $1.5\sigma$  de différence aux grandes échelles. Le taux de croissance des structures  $f\sigma_8$  étant au premier ordre ajusté par l’amplitude de ce quadrupole (?), le choix d’une ligne de visée particulière peut statistiquement avoir un impact sur ce paramètre. Nous illustrons ce point avec la figure 3.11 où nous voyons que les lignes de visée 1 et 4 ont une valeur pour  $f\sigma_8$  respectivement, plus haute et basse. Ces deux lignes de visée se font face, ce qui explique le décalage opposé en ce qui concerne  $f\sigma_8$ .

Pour l’estimation finale de l’erreur systématique due au modèle, nous plaçons l’observateur selon chaque axe de la boîte pour obtenir des réalisations plus indépendantes, qui nous permettent d’obtenir les paramètres cosmologiques de façon moins biaisés et statistiquement plus significative. Il a été montré dans une étude ultérieure (Smith et al., 2021) que l’utilisation de trois lignes de visée permet de réduire d’un facteur 1/3 la variance sur la moyenne des mesures du quadrupole. Le gain sur  $f\sigma_8$  est également de plus d’un tiers en terme de statistique.

- **Modèle BAO**

En ce qui concerne le modèle BAO, ajuster le spectre de puissance sans les oscillations au travers de termes polynomiaux permet de retrouver les paramètres cosmologiques  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$  de façon robuste. En plus des termes d’amortissement exponentiel et lorentzien inclus dans le modèle 3.86 la différence d’amortissement en fonction de l’incertitude en redshift pourra être pris en compte par ces termes polynomiaux.

Les résultats finaux de ce *mock challenge* en ce qui concerne la partie pour laquelle la cosmologie est connue pour les modèles BAO et de la forme complète sont résumés dans la première partie du tableau 3.1 et sur la figure 3.8 où nous avons fait apparaître la moyenne

	BAO		forme complète		
	$\alpha_{\perp}$	$\alpha_{\parallel}$	$\alpha_{\perp}$	$\alpha_{\parallel}$	$f\sigma_8$
sans erreur z	0.0028	0.0073	0.0046	0.0041	0.0033
erreur gaussienne	0.0027	0.0058	0.0033	0.0040	0.0044
erreur réaliste	0.0023	0.0058	0.0054	0.0049	0.0039
catastrophique z	0.0025	0.0059	0.0042	0.0036	0.0081
analyse aveugle	0.0049	0.0079	0.0051	0.0091	0.0093
erreur systématique	0.0055	0.0098	0.0066	0.0098	0.0123

TABLE 3.1 – Erreur systématique du *mock challenge*. Moyenne quadratique (définie avec l'équation 3.97) pour chaque ensemble de mocks utilisant une incertitude en redshift différente. La dernière ligne représente l'erreur systématique finale reportée dans l'analyse de quasars de eBOSS en espace de Fourier.

des paramètres cosmologiques pour les réalisations, pour chaque HOD (différentes positions) et chaque cas d'incertitude en redshift (différentes couleurs de fond). Sur cette figure apparaissent les deux résultats pour les modèles que nous avons présentés précédemment ainsi que pour les analyses en fonction de corrélation (différentes couleurs de points).

Pour les trois cas d'incertitude en redshift, les modèles BAO et de forme complète retrouvent les paramètres cosmologiques dans la limites de 1 et 3% pour la très grande majorité des cas. La dernière série de mocks, construite en utilisant une incertitude en redshift réaliste et en réattribuant aléatoirement un redshift à 1.5% des objets, ne montre pas non plus de déviation significative en ce qui concerne les paramètres d'Alcock-Paczynski. Cependant, nous notons une valeur induite pour  $f\sigma_8$  systématiquement plus basse de 3% comparé à la même série de mocks sans ces redshifts catastrophiques. La baisse est attendue, en choisissant un redshift aléatoirement pour certains objets nous enlevons de l'information quant à la structuration de l'échantillon. Malgré ces 3% de déviation, la valeur de  $f\sigma_8$  induite reste dans les limites fixées pour notre analyse, cependant il reste intéressant de noter pour de futurs relevés que l'incorporation de 1.5% d'objet avec un redshift catastrophiques induit une diminution de 3% de  $f\sigma_8$ .

### 3.6.2 Partie "aveugle"

Dans la deuxième partie du *mock challenge*, nous avons changé la cosmologie intrinsèque de la même simulation OuterRim comme expliqué dans la section 2.5.1.4. Ces simulations sont toujours peuplées par différents HOD, mais sans implémentation d'incertitude sur le redshift supplémentaire, pour décorrélérer l'erreur systématique provenant de cette incertitude en redshift de cette partie du *mock challenge* en aveugle. Nous avons analysé ces mocks sans en connaître la cosmologie de départ. Pour cela nous avons choisi d'utiliser la cosmologie OuterRim comme cosmologie fiducielle pour le calcul du spectre de puissance de la boîte et pour calculer le modèle TNS à ajuster.

Les résultats de cette partie en aveugle sont résumés sur la figure 3.12. Le tableau 3.1 contient également les statistiques de cette partie en aveugle, pour le modèle BAO et de forme complète. Nous analysons ces mocks possédant une cosmologie intrinsèque différente, de ce fait, la valeur de  $f\sigma_8$  attendue changera en fonction de la densité de matière dans ces cosmologies. De plus, le fait d'analyser tous ces mocks avec une cosmologie fiducielle différente de la vraie induit des valeurs pour les paramètres d'Alcock-Paczynski différentes de 1 mais qui peuvent être calculés théoriquement en fonction des cosmologies vraies et fiducielles d'après l'équation 1.48.



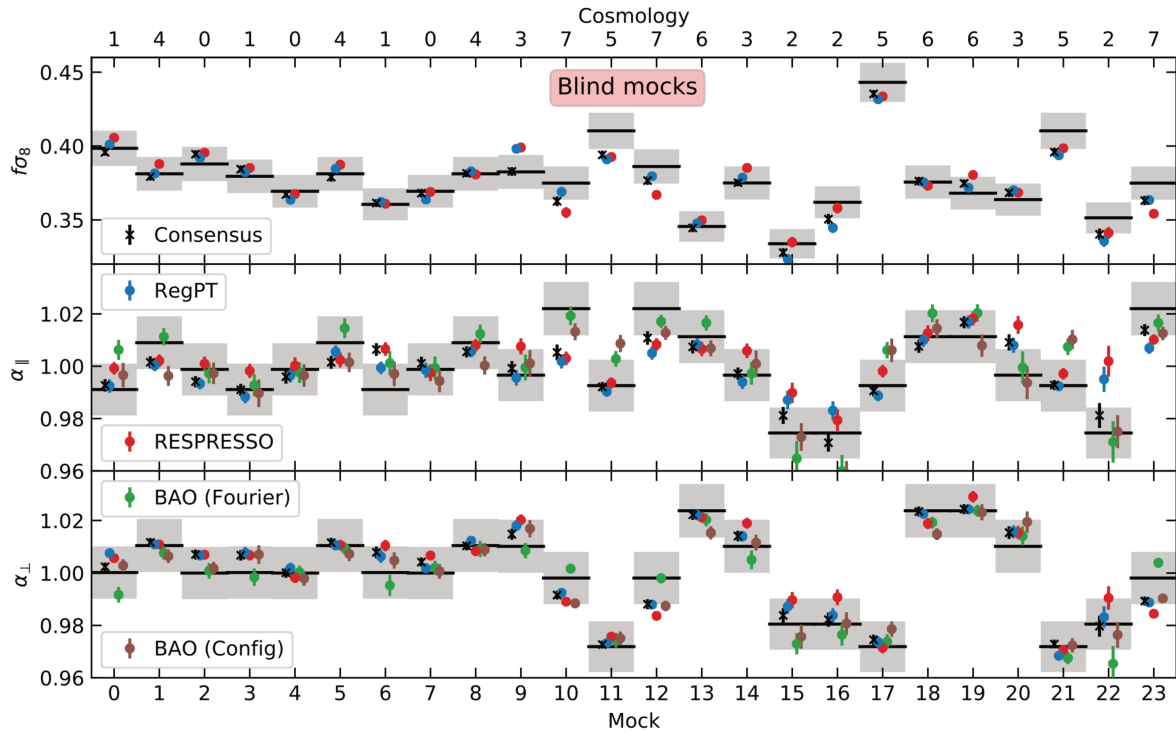


FIGURE 3.12 – Résultats pour les paramètres cosmologiques  $f\sigma_8$  et  $\alpha_{\parallel,\perp}$  mesurés pour les 24 ensembles de 100 mocks de la partie aveugle du *mock challenge*. Les points bleus représentent les valeurs déduites de notre modèle RegPT ; les points rouges et oranges, la valeurs déduites des modèles utilisés en espace de configuration ; les points verts montrent les résultats de notre ajustement se concentrant sur les oscillations BAO, et, les points marrons, les résultats de l’ajustement BAO en espace de configuration, enfin, les points noirs représentent le consensus entre le modèle RegPT et RESPRESSO. Les points représentent la moyenne de l’ajustement pour les 100 mocks, les barres d’erreurs sont les déviations standards de ces 100 mocks. Les lignes brisées noires représentent les valeurs attendues et les zones ombragées correspondent à 1% pour les  $\alpha$  et 3% pour  $f\sigma_8$ .

En ce qui concerne le modèle BAO, nous constatons une augmentation de la dispersion par rapport à la partie du *mock challenge* utilisant la cosmologie intrinsèque comme cosmologie fiducielle. Cette augmentation de la dispersion pourrait être atténuée en ajoutant des termes dans les polynômes de large bandes de notre analyse. Cependant, ce faisant, nous augmenterions significativement l’erreur statistique sur les paramètres cosmologiques. Étant donné que l’erreur statistique reste faible avec cette dispersion plus importante nous gardons nos 3 termes dans les polynômes utilisés pour ajuster les effets de larges bandes dans chacun des multipoles du spectre de puissance. La mesure du spectre de puissance d’un échantillon de galaxies (ou de quasars) avec une cosmologie fiducielle fautive, va décaler le pic BAO par  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$ , respectivement selon les directions parallèle et perpendiculaire à la ligne de visée. Dans le cadre d’une analyse de la position du pic BAO, ce décalage est retrouvé de façon non biaisée, comme déjà montré dans une précédente étude (Carter et al., 2020).

Dans le cadre de l’analyse de la forme complète, nous prenant en compte tout le spectre de puissance, sa position pour contraindre les paramètres d’Alcock-Paczynski et les amplitudes de chacun des multipoles principalement pour contraindre  $f\sigma_8$ . La forme du spectre a donc un impact sur l’ajustement des paramètres cosmologiques. La cosmologie vraie et la cosmologie fiducielle n’ont pas nécessairement des forme de spectre correspondant, cela peut induire un

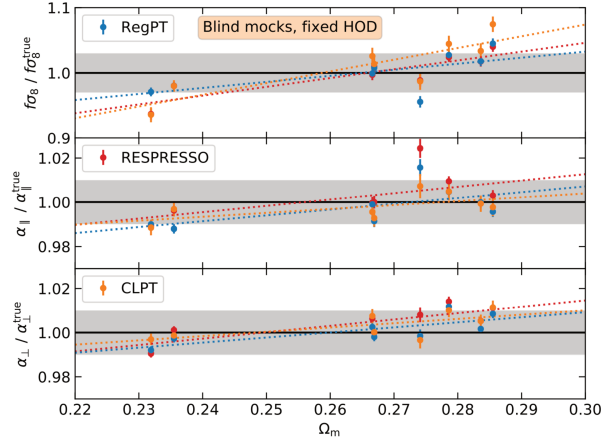


FIGURE 3.13 – Déviation sur la valeur des paramètres cosmologiques en fonction du  $\Omega_m$  de la cosmologie réelle. Nous pouvons noter que, dans la cosmologie fiducielle,  $\Omega_m = 0.2648$ . Les points bleus représentent les résultats notre analyse, alors que les points rouges et oranges représentent les analyses en espace de configuration.

biais dans notre mesure des paramètres cosmologiques. Dans le chapitre 5, nous proposons une solution pour étudier la structuration d’objets sans être dépendant de la cosmologie utilisée pour calculer le modèle du spectre de puissance.

Nous constatons une plus grande dispersion des résultats par rapport à la valeur attendue que pour la partie durant laquelle la cosmologie fiducielle était la même que la cosmologie intrinsèque de la boîte. Dans plusieurs cas, cette dispersion dépasse les limites que nous avons fixé de 1 et 3%. La moyenne quadratique de cette dispersion reste néanmoins basse en comparaison de l’erreur statistique de notre échantillon mais deviendra un problème pour les relevés futurs tels que DESI (Collaboration et al., 2016) et EUCLID (Laureijs et al., 2011). La figure 3.13 nous montre la différence entre la valeur attendue pour chacun des trois paramètres cosmologiques en fonction du  $\Omega_m$  de la simulation, nous constatons une dépendance. Plus le  $\Omega_m$  de la simulation sera différent de celui de la cosmologie fiducielle, plus le biais sera important dans l’inférence des paramètres. Ce dernier test a été effectué avec un même HOD pour les différentes cosmologies.

### 3.6.3 Erreur systématique du modèle

Le *mock challenge* a un objectif double. Premièrement, il nous permet de tester nos modèles, de les ajuster en fonction des spécificités de notre échantillon réel à étudier ; dans le cas des quasars, leur haut redshift qui nous permet d’aller plus loin dans la gamme en  $k$  sans entrer dans les échelles hautement non linéaires, et leur incertitude en redshift qui nous a demandé d’affiner la prise en compte de l’amortissement à petite échelle, sont les principales particularités que nous avons pris en compte dans ces tests. À côté de cela, l’autre objectif est de déterminer une erreur systématique due à notre modélisation du spectre de puissance pour les trois paramètres nous renseignant sur la cosmologie,  $\alpha_{\parallel}$ ,  $\alpha_{\perp}$  et  $f\sigma_8$ . Nous incluons dans cette erreur l’effet de différents HOD, de l’incertitude en redshift, de l’implémentation de redshifts catastrophiques ainsi que du choix de la cosmologie fiducielle. Les trois premiers effets sont mesurés à l’aide des mocks pour lesquelles la cosmologie est connue, avec une incertitude en redshift réaliste et incluant les redshifts catastrophiques. De cet ensemble de réalisations, nous calculons la moyenne quadratique  $\Delta$  du biais entre la valeur trouvée et la valeur attendue,

$$\Delta(\Theta) = \sqrt{\frac{\sum_i^N (\Theta_i - \Theta_{\text{true}})^2}{N}}, \quad (3.97)$$

avec  $\Theta$  le paramètre cosmologique,  $\Theta_{\text{true}}$  la valeur attendue de ce paramètre d'après la cosmologie intrinsèque et  $N$  le nombre de réalisations.

Pour la prise en compte du choix de la cosmologie, nous calculons la moyenne quadratique pour les séries de mocks de la partie aveugle. Il est à noter, qu'ici l'effet de différents HOD est également pris en compte.

La partie aveugle de l'erreur est plus importante pour les trois paramètres. Nous sommes les moyennes quadratiques des deux parties en quadrature pour obtenir notre erreur finale sur le modèle.

Notre travail au sein de la collaboration eBOSS s'est fait en parallèle de l'analyse du même échantillon de quasar en fonction de corrélation (voir la section 3.4.5 pour le modèle utilisé pour la forme complète du spectre de puissance). En ce qui concerne les données, nous avons effectué une combinaison de nos résultats pour obtenir une légère amélioration des erreurs statistiques. Nous avons donc également fait ce travail de combinaison pour chaque réalisation du *mock challenge*; cela nous a permis d'obtenir une erreur systématique de modélisation directement pour la valeur combinée. La combinaison des analyses est effectuée suivant la méthode de Sánchez et al. (2017) que nous expliquons en détails dans la section 4.1.3. L'erreur systématique provenant de cette combinaison est plus basse que l'erreur de chacun des modèles séparément (voir l'équation 4.21).





---

## Bibliographie

---

- Alcock, C. and B. Paczynski (1979). An evolution free test for non-zero cosmological constant. *Nature* *281*, 358.
- Bel, J., A. Pezzotta, C. Carbone, E. Sefusatti, and L. Guzzo (2019). Accurate fitting functions for peculiar velocity spectra in standard and massive-neutrino cosmologies. *A&A* *622*, A109. [arXiv:astro-ph.CO/1809.09338](https://arxiv.org/abs/1809.09338).
- Bernardeau, F., S. Colombi, E. Gaztañaga, and R. Scoccimarro (2002). Large-scale structure of the universe and cosmological perturbation theory. *Physics Reports* *367*(1-3), 1–248.
- Beutler, F., E. Castorina, and P. Zhang (2019). Interpreting measurements of the anisotropic galaxy power spectrum. *J. Cosmology Astropart. Phys.* *2019*(3), 040. [arXiv:astro-ph.CO/1810.05051](https://arxiv.org/abs/1810.05051).
- Beutler, F., H.-J. Seo, S. Saito, C.-H. Chuang, A. J. Cuesta, et al. (2017). The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : anisotropic galaxy clustering in Fourier space. *MNRAS* *466*(2), 2242–2260. [arXiv:astro-ph.CO/1607.03150](https://arxiv.org/abs/1607.03150).
- Carter, P., F. Beutler, W. J. Percival, J. DeRose, R. H. Wechsler, et al. (2020). The impact of the fiducial cosmology assumption on BAO distance scale measurements. *MNRAS* *494*(2), 2076–2089. [arXiv:astro-ph.CO/1906.03035](https://arxiv.org/abs/1906.03035).
- Castorina, E. and M. White (2018). Beyond the plane-parallel approximation for redshift surveys. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Chan, K. C., R. Scoccimarro, and R. K. Sheth (2012). Gravity and large-scale nonlocal bias. *Phys. Rev. D* *85*(8), 083509. [arXiv:astro-ph.CO/1201.3614](https://arxiv.org/abs/1201.3614).
- Collaboration, D., A. Aghamousa, J. Aguilar, S. Ahlen, S. Alam, et al. (2016). The desi experiment part i : Science,targeting, and survey design.
- Crocce, M. and R. Scoccimarro (2006). Renormalized cosmological perturbation theory. *Phys. Rev. D* *73*(6), 063519. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0509418](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509418).

- de Mattia, A. and V. Ruhlmann-Kleider (2019). Integral constraints in spectroscopic surveys. *J. Cosmology Astropart. Phys.* *2019*(8), 036. [arXiv:astro-ph.CO/1904.08851](https://arxiv.org/abs/1904.08851).
- Hamilton, A. J. S. (2000). Uncorrelated modes of the non-linear power spectrum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* *312*(2), 257–284.
- Hartlap, J., P. Simon, and P. Schneider (2007). Why your model parameter confidences might be too optimistic. Unbiased estimation of the inverse covariance matrix. *A&A* *464*(1), 399–404. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0608064](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608064).
- Hou, J., A. G. Sánchez, A. J. Ross, A. Smith, R. Neveux, et al. (2021). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : BAO and RSD measurements from anisotropic clustering analysis of the quasar sample in configuration space between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* *500*(1), 1201–1221. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08998](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/2007.08998).
- Hou, J., A. G. Sánchez, R. Scoccimarro, S. Salazar-Albornoz, E. Burtin, et al. (2018). The clustering of the sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey dr14 quasar sample : anisotropic clustering analysis in configuration space. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* *480*(2), 2521–2534.
- Hu, W. and N. Sugiyama (1995). Toward understanding cmb anisotropies and their implications. *Phys. Rev. D* *51*, 2599–2630.
- Kirkby, D., D. Margala, A. Slosar, S. Bailey, N. G. Busca, et al. (2013). Fitting methods for baryon acoustic oscillations in the Lyman- $\alpha$  forest fluctuations in BOSS data release 9. *J. Cosmology Astropart. Phys.* *2013*(3), 024. [arXiv:astro-ph.CO/1301.3456](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1301.3456).
- Laureijs, R., J. Amiaux, S. Arduini, J. L. Auguères, J. Brinchmann, et al. (2011). Euclid definition study report.
- Lewis, A. and A. Challinor (2011). CAMB : Code for Anisotropies in the Microwave Background.
- Linder, E. V. (2005). Cosmic growth history and expansion history. *Physical Review D* *72*(4).
- McDonald, P. and A. Roy (2009). Clustering of dark matter tracers : generalizing bias for the coming era of precision lss. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* *2009*(08), 020–020.
- Nishimichi, T., F. Bernardeau, and A. Taruya (2017). Moving around the cosmological parameter space : A nonlinear power spectrum reconstruction based on high-resolution cosmic responses. *Phys. Rev. D* *96*(12), 123515. [arXiv:astro-ph.CO/1708.08946](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1708.08946).
- Peacock, J. A. and D. Nicholson (1991). The large-scale clustering of radio galaxies. *MNRAS* *253*, 307–319.
- Percival, W. J., A. J. Ross, A. G. Sánchez, L. Samushia, A. Burden, et al. (2014). The clustering of Galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : including covariance matrix errors. *MNRAS* *439*(3), 2531–2541. [arXiv:astro-ph.CO/1312.4841](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1312.4841).
- Saito, S., T. Baldauf, Z. Vlah, U. Seljak, T. Okumura, et al. (2014). Understanding higher-order nonlocal halo bias at large scales by combining the power spectrum with the bispectrum. *Physical Review D* *90*(12).

- Sánchez, A. G., J. N. Grieb, S. Salazar-Albornoz, S. Alam, F. Beutler, et al. (2017). The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : combining correlated Gaussian posterior distributions. *MNRAS* *464*(2), 1493–1501. [arXiv:astro-ph.CO/1607.03146](#).
- Smith, A., A. de Mattia, E. Burtin, C.-H. Chuang, and C. Zhao (2021). Reducing the variance of redshift space distortion measurements from mock galaxy catalogues with different lines of sight. *MNRAS* *500*(1), 259–271. [arXiv:astro-ph.CO/2007.11417](#).
- Taruya, A., F. Bernardeau, T. Nishimichi, and S. Codis (2012). Direct and fast calculation of regularized cosmological power spectrum at two-loop order. *Phys. Rev. D* *86*(10), 103528. [arXiv:astro-ph.CO/1208.1191](#).
- Taruya, A., T. Nishimichi, and S. Saito (2010). Baryon acoustic oscillations in 2D : Modeling redshift-space power spectrum from perturbation theory. *Phys. Rev. D* *82*(6), 063522. [arXiv:astro-ph.CO/1006.0699](#).
- Wilson, M. J., J. A. Peacock, A. N. Taylor, and S. de la Torre (2016). Rapid modelling of the redshift-space power spectrum multipoles for a masked density field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* *464*(3), 3121–3130.
- Zarrouk, P., E. Burtin, H. Gil-Marín, A. J. Ross, R. Tojeiro, et al. (2018). The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : measurement of the growth rate of structure from the anisotropic correlation function between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* *477*(2), 1639–1663. [arXiv:astro-ph.CO/1801.03062](#).
- Zel'Dovich, Y. B. (1970). Reprint of 1970A&A.....5...84Z. Gravitational instability : an approximate theory for large density perturbations. *A&A* *500*, 13–18.













---

**Analyse de la structuration de  
l'échantillon final de quasars du relevé  
eBOSS en espace de Fourier**

---

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de notre étude de la structuration de l'échantillon eBOSS DR16 de quasars au travers de son spectre de puissance. Nous présentons, dans la section 4.1, l'analyse effectuée à l'aide du modèle se focalisant sur les oscillations du BAO. Puis, dans la section 4.2, nous exposons notre analyse utilisant le modèle théorique de la forme complète du spectre de puissance. Dans les deux cas, nous commençons par rappeler les modèles et les choix utilisés pour l'analyse. Nous développons, ensuite, notre étude des effets systématiques réalisée sur des mocks. Enfin, nous présentons les résultats finaux découlant de nos analyses.

Les deux méthodes impliquent le calcul d'un redshift effectif pour la construction du modèle du spectre de puissance. Pour l'analyse de la structuration du relevé DR14 de eBOSS (Gil-Marín et al., 2020), le redshift effectif proposé est la moyenne pondérée des redshifts individuels  $z_{\text{eff}}^{\text{DR14}} = \frac{\sum_i w_i z_i}{\sum_i w_i}$ , la somme se faisant sur tous les objets. L'utilisation de cette technique sur le relevé DR16 donne  $z = 1.515$ . Dans les analyses de la structuration des galaxies/quasars du relevé DR16, nous avons choisi un estimateur plus en adéquation avec une étude prenant en compte la corrélation de paires de quasars, nous définissons le redshift effectif tel que

$$z_{\text{eff}} = \frac{\sum_{i,j} w_i w_j (z_i + z_j)/2}{\sum_{i,j} w_i w_j} \quad (4.1)$$

où la sommation se fait sur toutes les paires dont la séparation est entre  $25 \text{ Mpc.h}^{-1}$  et  $120 \text{ Mpc.h}^{-1}$ . Cette méthode, principalement ajustée pour l'analyse de la fonction de corrélation, nous fournit un redshift effectif de  $z_{\text{eff}} = 1.480$  que nous utilisons dans notre analyse.

## 4.1 Analyse des BAO

L'analyse du spectre de puissance en se concentrant sur les oscillations du BAO, a pour but principal de contraindre les paramètres de géométrie de l'univers. Nous déduisons, ensuite de ceux-ci les distances cosmologiques caractéristiques. Nous présentons nos choix d'analyse dans la section 4.1.1, les tests effectués sur les mocks et sur les données pour en extraire une erreur systématique sont expliqués dans la section 4.1.2 et les résultats finaux de notre analyse sont présentés dans la section 4.1.3.

### 4.1.1 Méthode d'analyse

Nous utilisons, pour cette analyse, le modèle présenté dans la section 3.4.6. Nous rappelons qu'il consiste dans son essence à un ajustement de la position des oscillations du spectre de puissance en marginalisant sur les effets à larges bandes. Cet ajustement est effectué sur les équations 3.86 et 3.88. L'ajustement des paramètres est fait tel que décrit dans la section 3.5. Dans le cas de notre analyse finale, et sauf mention contraire, nous ajustons les spectres de puissance des deux hémisphères galactiques en même temps. Nous utilisons le monopole, le quadrupole et l'hexadecapole de chaque hémisphère sur la plage en nombre d'onde  $k = [0.02, 0.23] \text{ h.Mpc}^{-1}$ . Tous nos tests sont effectués sur cette plage sauf précision. Cette plage nous permet de couvrir les trois premières oscillations du BAO ; nous testons l'impact de ce choix sur l'ajustement du modèle sur les données.

Nous ajustons le modèle à l'aide de 22 paramètres libres. Deux paramètres dits cosmologiques  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$ , communs aux deux hémisphères. Deux paramètres de biais, un pour chaque hémisphère

	BAO	forme complète
paramètres libres	$\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}, b^i, a^{i,j}$	$\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}, f, b_1^i, b_2^i, \sigma_v^i, a_{vir}^i, A_g^i$
prior (MCMC)	-	$\sigma_v, a_{vir}, f \geq 0$
gamme en k [h.Mpc <sup>-1</sup> ]	[0.02,0.23]	[0.02,0.30]
facteur de Hartlap	0.946	0.915
$m_1$	1.018	1.061

TABLE 4.1 – Choix des paramètres utilisés pour les analyses finales de l'échantillon de quasar de eBOSS. Les exposants  $i$  montrent les paramètres prenant des valeurs différentes en fonction de l'hémisphère, les exposants  $j$  montrent les paramètres prenant des valeurs différentes pour chaque multipoles. Les deux dernières lignes du tableau montrent le redimensionnement de la matrice de covariance des données (facteur de Hartlap) et des paramètres ( $m_1$ )

galactique. Les 18 paramètres restants sont les termes polynomiaux de l'équation 3.88, ils sont dépendants de l'hémisphère et du multipole.

Dans le modèle, trois autres paramètres apparaissent, servant à prendre en compte les atténuations du spectre de puissance à petite échelle,  $\Sigma_{\parallel}$ ,  $\Sigma_{\perp}$  et  $\Sigma_s$ . Nous fixons ces paramètres pour éviter une amélioration artificielle de la précision statistique (Hinton et al., 2020). De plus, de par la grande amplitude des oscillations BAO dans le spectre de puissance des données, un ajustement dont les termes d'atténuation sont libres amène des valeurs non réalistes et tendant vers 0 pour ces paramètres. Pour déterminer la valeur à laquelle fixer ces paramètres, nous utilisons les simulations du *mock challenge* présentées dans la section 2.5.1.1. Nous utilisons les 20 ensembles de 100 mocks construits avec la cosmologie OuterRim. Dans un premier temps, nous ajustons notre modèle sur les mocks sans incertitude en redshift pour la détermination des paramètres  $\Sigma_{\parallel}$  et  $\Sigma_{\perp}$ . Ensuite, nous fixons ces paramètres aux valeurs moyennes trouvées, et nous déterminons  $\Sigma_s$ , en utilisant cette fois les mocks construits avec une incertitude en redshift réaliste. Cette méthode nous fournit (en Mpc.h<sup>-1</sup>)

$$\Sigma_{\parallel} = 8.5 \pm 0.6 \quad \Sigma_{\perp} = 2.9 \pm 0.9 \quad \Sigma_s = 4.5 \pm 1.1. \quad (4.2)$$

Par soucis de clarté et car cette méthode reste approximative, nous fixons les paramètres d'atténuation à  $[\Sigma_{\parallel}, \Sigma_{\perp}, \Sigma_s] = [8, 3, 4]$  Mpc.h<sup>-1</sup>; nous testons la possible erreur induite par ce choix dans la section 4.1.3. Finalement, nous rappelons que nous prenons en compte une fonction de sélection comme expliqué dans la section 3.4.6.

La table 4.1 résume les choix pris pour l'analyse BAO, ainsi que les facteurs à appliquer aux matrices de covariance des données et des paramètres ajustés.

#### 4.1.2 Étude des effets systématiques

Dans cette section nous présentons notre étude des effets systématiques sur l'analyse BAO. Nous nous concentrons sur l'impact de ces effets sur les paramètres cosmologiques  $\alpha_{\parallel, \perp}$  à l'aide des EZmocks présentés dans la section 2.5.2 qui présentent la même géométrie que les données. Pour chaque étude de systématique au travers des mocks, nous analysons individuellement cha-



TABLE 4.2 – Moyenne des valeurs de  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$  obtenues pour les 1000 EZmocks avec différents types d'effets systématiques et de méthodes d'analyse. La ligne 'no wf' représente l'analyse effectuée sans fonction de sélection, la ligne 'couplés' montre l'impact du couplage de la partie *smooth* du spectre de puissance, les lignes  $w_{\text{noz}} + w_{\text{sys}}$  et collision de fibres montrent l'effet de l'implémentation et de la correction des systématiques correspondantes.

tests sur EZmocks	$\alpha_{\parallel}$	$\alpha_{\perp}$
Référence	$0.9938 \pm 0.0027$	$0.9959 \pm 0.0019$
no wf	$\Delta = 0.0007(2)$	$\Delta = 0.0011(1)$
couplés	$\Delta = 0.0031(11)$	$\Delta = 0.0021(6)$
no wf, couplés	$\Delta = 0.0068(13)$	$\Delta = 0.0040(7)$
$w_{\text{noz}} + w_{\text{sys}}$	$\Delta = 0.00108(228)$	$\Delta = 0.00138(156)$
collision de fibres	$\Delta = -0.00296(121)$	$\Delta = -0.00026(92)$

cun des 1000 mocks, puis, nous moyennons les paramètres ajustés. Les résultats de ces tests sont résumés dans le tableau 4.2.

Nous pouvons constater dans les valeurs reportées dans ce tableau que la valeur de référence, qui correspond à la valeur déduite avec le modèle utilisé pour notre analyse finale, n'est pas égale à la valeur attendue, que nous calculons d'après l'équation 3.67. En effet, en prenant en compte la petite différence entre la cosmologie fiducielle (équation 2.13) et la cosmologie utilisée pour la construction des EZmocks (équation 2.41) nous obtenons

$$\alpha_{\parallel}^{\text{att}} = 1.004, \quad \alpha_{\perp}^{\text{att}} = 1.002. \quad (4.3)$$

Cette différence n'est pas prise en compte dans notre étude des systématiques car nous savons que les EZmocks peuvent manquer de précision aux petites échelles. De plus, le test intrinsèque du modèle a été fait dans la partie *mock challenge* de notre analyse. C'est pour ces raisons que dans les tests effectués sur les EZmocks nous nous intéressons uniquement à la différence avec la référence.

Avant notre étude des systématiques observationnelles, nous présentons l'impact de choix que nous avons pris pour notre analyse. Notre premier test est d'étudier l'impact de la prise en compte de la fonction de sélection sur les paramètres cosmologiques. Pour cela, nous avons simplement effectué l'analyse des mocks avec, ou sans, cette fonction de sélection. La différence est négligeable. Cela s'explique par le fait que la prise en compte des effets de la sélection peut être reprise par les termes polynomiaux de notre modèle.

Dans les analyses se concentrant sur la position des pics BAO pour contraindre la cosmologie, les paramètres d'Alcock-Paczynski ne sont ajustés qu'avec la partie "oscillations" du spectre de puissance,  $P_{\text{peak}}$ . La partie *smooth* est donc découplée du redimensionnement  $\alpha$ . Notre modèle BAO standard est construit de cette façon. Dans les tests faits sur les EZmocks, nous avons quantifié l'impact de ce choix en analysant les mocks avec un modèle dont la partie *smooth* est couplée à la partie oscillante du spectre de puissance. Pour ce faire, nous avons autorisé la partie *smooth* à être ajustée par les paramètres d'Alcock-Paczynski. Ce test est intéressant également car pour l'analyse de la forme complète du spectre de puissance, les paramètres d'Alcock-Paczynski prennent en compte tout le spectre sans séparation entre ces deux parties. Nous voyons sur la troisième ligne de la table 4.2 que ce choix induit en moyenne une différence sur les paramètres de 0.31% et 0.21%, respectivement pour  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$ . Cela reste inférieur à l'erreur systématique due au modèle qui inclut déjà ces prescriptions.

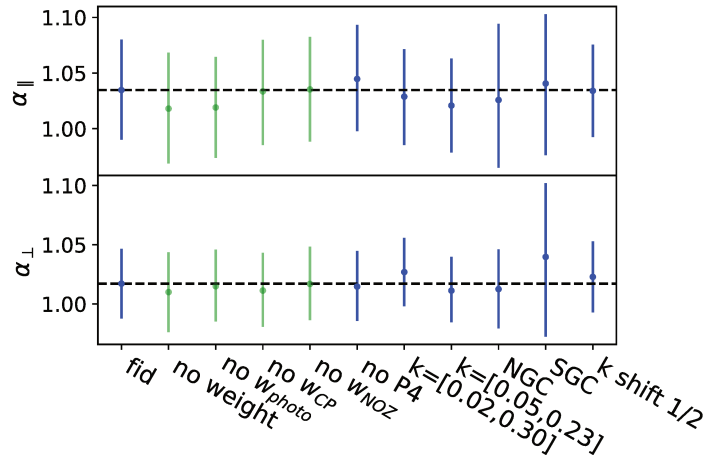


FIGURE 4.1 – Valeur du meilleur ajustement de  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$  pour les tests effectués sur les données DR16 (voir table 4.3). Les points verts montre l’impact des différents poids, les points bleus sont des tests de robustesse de notre analyse.

Dans un second temps, nous présentons notre étude des effets systématiques observationnelles et de leur correction au travers de la pondération des objets. Pour cela, nous prenons avantage des mocks rapides que nous avons construit avec et sans les systématiques implémentées et corrigées de la même façon que dans les données. Nous rappelons ici que ces systématiques sont les effets dus aux effets photométriques, à l’efficacité dans la détermination du redshift et aux collisions de fibres que nous avons présentés dans la section 2.4.4. Dans la table 4.2, le nombre entre parenthèse montre la déviation standard de la différence étudiée pour les 1000 réalisations. Nous voyons que cette déviation standard est plus importante que la différence de la moyenne des mocks pour les effets photométriques et de redshift. Au vu de notre statistique, nous ne voyons pas de déviation significative. C’est également le cas pour  $\alpha_{\perp}$  dans l’étude de l’effet de collisions de fibres. Cependant, nous voyons une déviation significative sur  $\alpha_{\parallel}$ . Cette différence est attendue de par la nature de la correction que nous introduisons pour cet effet et que nous étudions plus en détail pour l’analyse de forme complète. Ici, cette déviation reste faible en comparaison de l’erreur statistique des données. Ces tests nous permettent de reporter notre erreur systématique observationnelle en ajoutant en quadrature le maximum entre la moyenne de la différence et deux fois sa déviation standard, pour les deux dernière ligne du tableau 4.2.

$$\Delta(\alpha_{\parallel})|_{\text{obs}} = 0.0037 \quad \Delta(\alpha_{\perp})|_{\text{obs}} = 0.0036. \quad (4.4)$$

Dans un deuxième temps, nous avons testé nos choix concernant le modèle et l’atténuation des effets systématiques sur les données. L’impact de ces tests est résumé dans la table 4.3, dans laquelle, nous présentons le résultat de l’analyse finale en terme de  $\alpha$ , et de  $\chi^2$ , et les résultats que nous obtenons en changeant nos choix d’analyse. Les tests de robustesse peuvent également être visualisés sur la figure 4.1. Premièrement, nous avons testé les mêmes changements dans notre modèle que dans l’analyse des EZmocks, c’est-à-dire la non prise en compte de la fonction de sélection et le couplage de la partie *smooth* du spectre de puissance dans l’ajustement des  $\alpha$ .

Pour la fonction de sélection, on constate que sa prise en compte est, comme dans le cas des mocks, négligeable au vu de la précision de la mesure. Dans le cas du couplage du spectre de puissance, la différence sur  $\alpha_{\parallel}$  est plus importante que pour la moyenne des mocks,  $\Delta(\alpha_{\parallel})|_{\text{coupled}}^{\text{data}} = 0.019$ ,  $\overline{\Delta(\alpha_{\parallel})}|_{\text{coupled}}^{\text{mocks}} = 0.003$ . Pour vérifier si la différence vue dans les données est typique de ce que l’on voit dans les mocks, nous calculons la déviation standard des diffé-

TABLE 4.3 – Mesure du meilleur ajustement des paramètres d'Alcock-Paczynski et erreur à  $1\sigma$  correspondant, pour divers tests de robustesse effectués sur les données dans le cadre de l'analyse BAO. Quand le décalage avec le résultat DR16 final est plus grand que 0.1, la ligne suivante indique entre parenthèse la déviation standard de la différence mock à mock.

	$\alpha_{\parallel}$	$\alpha_{\perp}$	$\chi^2(n_{\text{dof}})$	red. $\chi^2$
résultat DR16 final	$1.035 \pm 0.045$	$1.017 \pm 0.029$	87.63 (126-22)	0.84
no wf	$1.033 \pm 0.043$	$1.018 \pm 0.028$	(126-22)	
couplés	$1.016 \pm 0.048$	$1.016 \pm 0.031$	(126-22)	
	(0.029)	(0.017)		
no weight	$1.018 \pm 0.050$	$1.010 \pm 0.034$	70.86 (126-22)	0.68
no $w_{\text{sys}}$	$1.019 \pm 0.045$	$1.015 \pm 0.030$	85.32 (126-22)	0.82
no $w_{\text{cp}}$	$1.034 \pm 0.047$	$1.011 \pm 0.031$	78.36 (126-22)	0.75
no $w_{\text{noz}}$	$1.035 \pm 0.047$	$1.017 \pm 0.031$	79.90 (126-22)	0.77
no $\ell = 4$	$1.045 \pm 0.048$	$1.015 \pm 0.030$	46.39 (84-16)	0.68
	(0.017)	(0.013)		
k=[0.02,0.30]	$1.029 \pm 0.043$	$1.027 \pm 0.029$	107.46 (168-22)	0.74
	(0.017)	(0.014)		
k=[0.05,0.23]	$1.021 \pm 0.042$	$1.011 \pm 0.028$	71.57 (108-22)	0.83
	(0.036)	(0.022)		
k décalé 1/2	$1.034 \pm 0.042$	$1.023 \pm 0.030$	92.41 (126-22)	0.89
$\Sigma_s = 4 - 2 \text{ Mpc/h}$	$1.031 \pm 0.042$	$1.016 \pm 0.029$	86.06 (126-22)	
$\Sigma_s = 4 + 2 \text{ Mpc/h}$	$1.040 \pm 0.049$	$1.017 \pm 0.030$	89.50(126-22)	
NGC	$1.026 \pm 0.065$	$1.013 \pm 0.033$	46.63 (63-12)	0.91
SGC	$1.041 \pm 0.063$	$1.040 \pm 0.065$	41.12 (63-12)	0.81
BAO isotrope	$\alpha_{\text{iso}} = 1.025 \pm 0.020$		26.76 (42-9)	0.81

rences avec et sans couplage, mock à mock. Nous obtenons une déviation de 0.029, ce que nous observons dans les données est donc bien en accord avec ce que l'on retrouve dans notre étude sur les simulations.

Ensuite, nous nous intéressons à l'impact des poids appliqués. Évidemment, dans le cas des données, ce test nous montre simplement si la prise en compte de ces poids est significatif pour contraindre les paramètres, sans nous informer sur la précision de notre schéma d'atténuation ; cela a été fait sur les mocks. Nous pouvons voir que les lignes "no weight", "no  $w_{\text{sys}}$ ", "no  $w_{\text{cp}}$ " et "no  $w_{\text{noz}}$ " ont peu de différence avec le résultat final. La plus grosse différence étant sur  $\alpha_{\parallel}$  pour "no  $w_{\text{sys}}$ " (et "no weight" qui inclut ce dernier), avec  $\Delta(\alpha_{\parallel})|_{\text{no } w_{\text{sys}}} = 0.016$ , ce qui reste négligeable puisque correspondant à  $0.35\sigma$ . Nous pouvons en conclure, ici, qu'au regard de notre statistique les poids que nous appliquons au catalogue de données ont un faible impact sur notre analyse BAO, toujours dû principalement aux termes polynomiaux ajusté individuellement sur chacun des multipoles.

Nous testons dans ce nouvel ensemble d'ajustements notre choix de vecteur de données. Nous rappelons que dans l'analyse standard nous utilisons le monopole, le quadrupole et l'hexadecapole pour une gamme en vecteurs d'onde de  $k = [0.02, 0.23] \text{ h.Mpc}^{-1}$  par pas de 0.01. L'analyse faite sur les seuls monopole et quadrupole a une légère déviation sur  $\alpha_{\parallel}$ ,  $\Delta(\alpha_{\parallel})|_{\text{no } P_4} = 0.010$  ( $0.21\sigma$ ) par rapport à l'analyse standard. Ceci reste faible en comparaison de l'erreur statistique, et est typique de la différence visible dans l'analyse des mocks (rms de 0.017). Éga-

lement, le test de notre gamme en  $k$  a été étudié. Nous avons, dans un premier temps, augmenté la limite haute et analysé notre échantillon avec  $k_{\max} = 0.30 \text{ h.Mpc}^{-1}$ . Cela produit un effet de  $\Delta(\alpha_{\perp})|_{k_{\max}=0.3} = 0.010$ , ce qui est le plus gros effet de nos tests sur ce paramètre (restant faible par rapport à la statistique). En analysant des  $k$  plus grands, nous prenons en compte des échelles pour lesquelles l'oscillation BAO n'est pas visible au vu de notre statistique; de ce fait, cette partie du spectre contraindra principalement les termes polynomiaux et enlèvera de la flexibilité au modèle dans les zones où le BAO est contraint. Pour atténuer cet effet, nous pourrions ajouter des termes polynomiaux d'ordre supérieur dans notre ajustement. Dans un second temps, nous avons enlevé les grandes échelles de notre analyse avec  $k_{\min} = 0.05 \text{ h.Mpc}^{-1}$ . L'effet est notable sur le paramètre radial avec  $\Delta(\alpha_{\perp})|_{k_{\min}=0.05} = 0.014$  mais néanmoins faible comparé à l'erreur statistique. En enlevant ces petits  $k$ , nous enlevons une partie du spectre de puissance où l'oscillation BAO est forte. Finalement, décaler la valeur des vecteurs d'onde ajustés par le modèle a un effet sur notre résultat final explicable par la statistique comme attendu.

Dans ce modèle BAO, nous fixons les paramètres d'atténuation selon le *mock challenge*. Nous avons testé l'impact de ce choix sur la valeur des paramètres cosmologiques. Dans le cas des paramètres  $\Sigma_{\parallel}$  et  $\Sigma_{\perp}$ , une variation extrême de  $\pm 30\%$  induit un changement ne dépassant pas 0.001 pour la valeur des  $\alpha$ . Pour un changement de  $\Delta\Sigma_s = \pm 50\%$ , la déviation sur  $\alpha_{\parallel}$  est plus importante et atteint 0.5%. Nous déduisons de ces tests sur l'atténuation une erreur systématique :

$$\Delta(\alpha_{\parallel})|_{\text{att\u00e9nuation}} = 0.005 \quad \Delta(\alpha_{\perp})|_{\text{att\u00e9nuation}} = 0.001. \quad (4.5)$$

De plus, nous constatons dans la table 4.3, que l'erreur sur  $\alpha_{\parallel}$  est corr\u00e9l\u00e9e \u00e0 la valeur de  $\Sigma_s$ . Nous relierions cet effet au fait que le fort pic BAO des donn\u00e9es est mieux ajust\u00e9 avec moins d'att\u00e9nuation. L'erreur obtenue avec le  $\Sigma_s$  de notre analyse standard est caract\u00e9ristique de l'erreur obtenue sur les mocks.

L'ajustement des h\u00e9misph\u00e8res galactiques s\u00e9par\u00e9ment est en accord statistique avec l'ajustement conjoint. Pour finir, nous analysons notre jeu de donn\u00e9es en utilisant un redimensionnement isotrope,  $\alpha_{\text{iso}}$ . Nous avons uniquement besoin du monopole du spectre de puissance dans ce cas et nous obtenons une valeur de  $\alpha_{\text{iso}} = 1.025 \pm 0.020$ . On peut noter que cette valeur est proche de la valeur approch\u00e9e que nous pouvons calculer tel que  $\alpha_{\text{iso}} = \alpha_{\parallel}^{1/3} \alpha_{\perp}^{2/3} = 1.023$ .

### 4.1.3 Analyse finale des BAO

Dans la section pr\u00e9c\u00e9dente, nous avons pr\u00e9sent\u00e9 les diff\u00e9rentes syst\u00e9matiques de notre analyse li\u00e9es aux observations ou \u00e0 des choix d'analyse. Nous avons, \u00e9galement, pr\u00e9sent\u00e9 les effets syst\u00e9matiques sur les param\u00e8tres cosmologiques dus \u00e0 notre mod\u00e8le dans la section 3.6. Le tableau 4.4 r\u00e9sume les erreurs syst\u00e9matiques. L'erreur syst\u00e9matique totale est la somme quadratique de ces composantes. L'erreur provenant de nos tests effectu\u00e9s sur la mod\u00e9lisation du spectre de puissance en lui-m\u00eame est la plus importante. L'erreur totale syst\u00e9matique repr\u00e9sente 27% et 24% de l'erreur statistique, respectivement pour  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$ . Ceci reste \u00e0 un niveau acceptable dans les deux cas. Finalement, ces deux erreurs sont ajout\u00e9es en quadrature pour le calcul de l'erreur finale de notre analyse et le r\u00e9sultat final est :

$$\alpha_{\parallel} = 1.035 \pm 0.047 \quad \alpha_{\perp} = 1.017 \pm 0.030 \quad (4.6)$$

La figure 4.2 montre l'ajustement du spectre de puissance en se concentrant sur les oscillations de celui-ci en soustrayant  $P_{\text{smooth}}$ . La moyenne des EZmocks est \u00e9galement repr\u00e9sent\u00e9e, et on peut constater que l'amplitude des oscillations est plus petite dans ceux-ci. Pour comparaison, la

TABLE 4.4 – Erreurs systématiques sur l'estimation des paramètres cosmologiques à partir de l'analyse BAO.

	$\alpha_{\parallel}$	$\alpha_{\perp}$
observationelle	0.0037	0.0036
modélisation	0.0098	0.0055
atténuation	0.005	0.001
systématique total	0.012	0.007
erreur statistique	0.045	0.029
fraction	27%	24%

moyenne d'un des ensembles du *mock challenge* (mock3) est tracée en orange, et il est intéressant de voir le décalage des oscillations par rapport aux EZmocks et aux données du fait de la cosmologie très différente, en particulier  $\Omega_m$ .

Parallèlement à notre analyse BAO en espace de Fourier, [Hou et al. \(2021\)](#) a effectué cette analyse en espace de configuration. La figure 4.3 montre le profil de  $\chi^2$  de  $\alpha_{\text{iso}}$  pour les deux analyses. Les minima du  $\chi^2$  sont en accord, et les profils sont proches, avec une erreur en espace de configuration légèrement plus petite. Les courbes pointillées de cette figure représentent le  $\chi^2$  en l'absence de BAO, elles nous permettent de mettre en relief la détection à plus de  $5\sigma$  du BAO.

La figure 4.4 montre le contour gaussien du postérieur pour l'analyse anisotrope des paramètres cosmologiques. Les deux analyses sont en accord.

Au-delà de la comparaison entre les deux analyses, nous souhaitons les combiner pour améliorer l'erreur statistique finale. Les mêmes données et les mêmes observables sont utilisées dans ces études, seul l'espace de travail est différent (Fourier/configuration), de ce fait, nous attendons une grande corrélation et peu d'amélioration de l'erreur. La figure 4.5 montre la mesure et les erreurs des paramètres cosmologiques pour les deux analyses pour les 1000 mocks approximatifs et pour les données. La mesure effectuée sur les données est une valeur typique des mocks et on observe une forte corrélation des deux méthodes. Les erreurs ont une plus grande dispersion entre les méthodes malgré une corrélation forte également. On peut par contre noter que l'erreur sur les données est basse en comparaison des mocks, ceci peut être relié au fait que le spectre de puissance des données possède des oscillations BAO de grande amplitude par rapport aux mocks (voir figure 4.2).

Pour combiner les deux analyses, nous calculons la corrélation entre les deux à partir des mocks. Nous sélectionnons les mocks avec une détection claire du BAO, notre critère est  $0.82 < [\alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}] < 1.18$ , qui nous permet de garder 742 mocks sur 1000. Nous utilisons le coefficient de corrélation de Pearson

$$r_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (4.7)$$

où, dans notre cas,  $x$  et  $y$  représente, respectivement, la mesure en espace de Fourier et en espace de configuration,  $n = 742$  est la taille de l'échantillon et  $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ . La corrélation obtenue est  $r(\alpha_{\parallel}) = 0.795$  et  $r(\alpha_{\perp}) = 0.821$ . Nous suivons ([Sánchez et al., 2017](#)) pour combiner les deux analyses. En utilisant l'hypothèse gaussienne, nous pouvons écrire le vecteur des paramètres du consensus tel que

$$D_c = \Psi_c^{-1} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \Psi_{\text{tot},ji} D_i \quad (4.8)$$

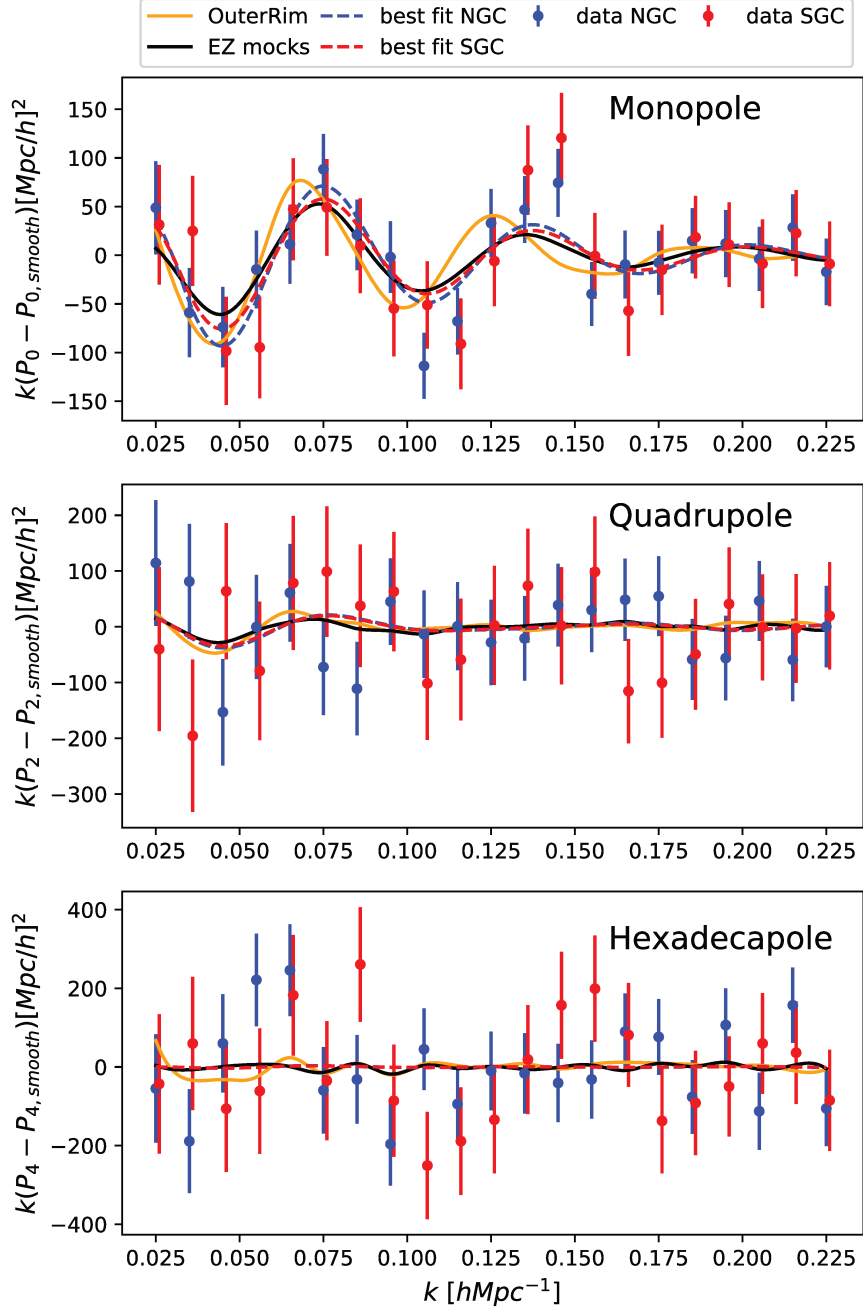


FIGURE 4.2 – Comparaison des oscillations de BAO dans le spectre de puissance des données. Les points représentent les données DR16, les lignes tiretées sont les meilleurs ajustements, la ligne noire montre la moyenne du NGC des EZmocks. La ligne orange montre la moyenne d'un ensemble de spectre de puissance du *mock challenge* (mock3) avec une incertitude en redshift réaliste.

avec  $m$ , le nombre de méthodes à combiner (dans notre cas  $m = 2$ ),  $\Psi_{\text{tot}}$  est l'inverse de la matrice de covariance totale, chaque  $\Psi_{\text{tot},ij}$  est une matrice de taille  $p \times p$ , avec  $p$ , le nombre de paramètres, les éléments diagonaux de cette matrice sont calculés à partir des simulations. Enfin,

$$C_c = \Psi_c^{-1} = \left( \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \Psi_{ji} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

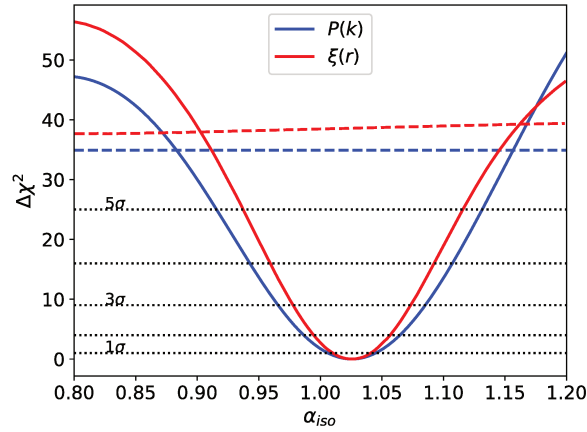


FIGURE 4.3 – Profil de  $\chi^2$  du paramètre BAO isotrope en espace de Fourier et en espace de configuration. Les lignes pleines montrent les profils en  $\chi^2$  tandis que les lignes pointillées montrent la différence de  $\chi^2$  entre un modèle avec ou sans oscillation BAO.

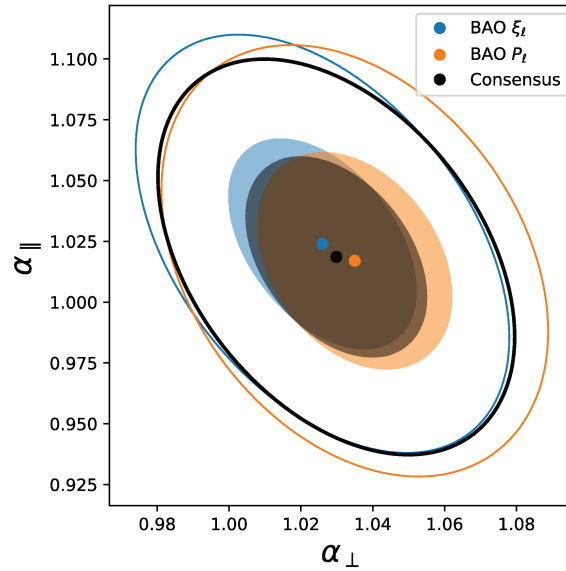


FIGURE 4.4 – Contour du postérieur pour les deux analyses et pour leur consensus. Les contours oranges (bleus) représentent l'analyse en spectre de puissance (fonction de corrélation), les contours noirs représentent le consensus.

est la matrice de covariance du consensus. Le contour noir de la figure 4.4 montre le contour du postérieur du consensus, nous constatons une faible amélioration de l'erreur comme attendu ( $\sim 5\%$ ).

Finalement, nous convertissons les paramètres  $\alpha$  en paramètres cosmologiques,  $D_H/r_d$  et  $D_M/r_d$  en suivant l'équation 3.67. Les résultats finaux de l'analyse BAO sont présentés dans la table 4.5, nous rappelons que l'inférence de  $D_V/r_d$  est réalisée de façon disjointe de l'analyse anisotrope, puisqu'utilisant l'ajustement du monopole avec  $\alpha_{iso}$ . Les valeurs du consensus sont très proches des valeurs des deux analyses. La matrice de covariance finale du consensus, incluant



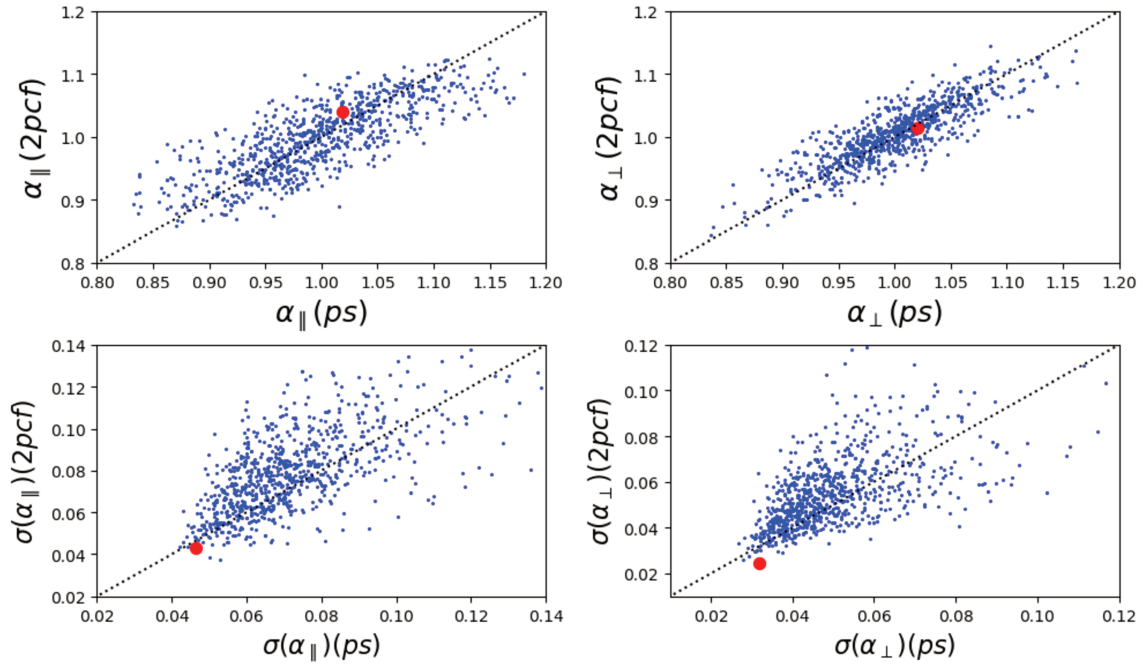


FIGURE 4.5 – Comparaison des paramètres cosmologiques et des erreurs mesurées dans l’analyse BAO en espace de configuration (axe vertical) et en espace de Fourier (axe horizontal). Les points bleus montrent la valeur de l’ajustement des EZmocks, les points rouges représentent la mesure DR16.

TABLE 4.5 – Résultats finaux des analyses BAO en espace de Fourier et de configuration, ainsi que leur consensus.

	$D_H(z_{\text{eff}})/r_d$	$D_M(z_{\text{eff}})/r_d$	$D_V(z_{\text{eff}})/r_d$
Espace de Fourier	$13.34 \pm 0.60$	$30.60 \pm 0.90$	$26.50 \pm 0.55$
Espace de configuration	$13.22 \pm 0.58$	$30.82 \pm 0.85$	$26.52 \pm 0.44$
<b>Consensus BAO</b>	<b><math>13.26 \pm 0.55</math></b>	<b><math>30.69 \pm 0.80</math></b>	<b><math>26.51 \pm 0.42</math></b>

l’erreur statistique et systématique est

$$\mathbf{C}_{\text{bao}}^c = \begin{pmatrix} D_H/r_d & D_M/r_d \\ 0.3047 & 0.1707 \\ - & 0.6373 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Nous avons fait le choix d’ajouter les erreurs systématiques sur la diagonale uniquement, en faisant l’hypothèse d’une corrélation nulle des systématiques entre les différents paramètres. Finalement, le consensus améliore de  $\sim 10\%$  la précision sur les paramètres d’Alcock-Paczynski.

## 4.2 Analyse de la forme complète du spectre de puissance

Dans cette section, nous présentons l’analyse de la forme complète du spectre de puissance des données. Nous nous concentrons sur l’estimation du taux de croissance des structures  $f\sigma_8$  en plus des paramètres d’Alcock-Paczynski  $\alpha$  pour contraindre la cosmologie. Nous les appellerons dans cette section les "paramètres cosmologiques" par soucis de concision. Nous présentons nos



choix d'analyse dans la section 4.2.1 ; dans la section 4.2.2, nous expliquons nos tests faits sur les EZmocks et sur les données pour nous assurer de la consistance de notre analyse et obtenir une erreur systématique, enfin, nos résultats finaux sont visibles dans la section 4.2.3.

### 4.2.1 Méthode d'analyse

Nous analysons la forme complète du spectre de puissance à l'aide du modèle présenté dans la section 3.4. Pour l'ajustement des paramètres, nous utilisons deux méthodes, expliquées dans la section 3.5. En ce qui concerne l'étude des systématiques, que ce soit sur les mocks ou sur les données, nous ajustons nos paramètres à l'aide de l'algorithme Minuit en minimisant le  $\chi^2$ . Cependant, pour le résultat final de notre analyse, nous extrayons les valeurs d'ajustement de nos paramètres en utilisant un algorithme de MCMC, avec la moyenne des chaînes comme valeur finale et la déviation standard comme erreur. De la même façon que pour l'analyse BAO, les trois premiers multipoles pairs du spectre de puissance des deux hémisphères galactiques sont ajustés en même temps. Nous ajustons le spectre sur une gamme en  $k$  de  $[0.02, 0.30]$  h.Mpc $^{-1}$ . Cette gamme en  $k$  a été choisie d'après les tests de Taruya et al. (2012) et suivant notre *mock challenge*.

Nous ajustons le spectre de puissance de nos données à l'aide de 13 paramètres, les trois paramètres cosmologiques ( $\alpha_{\parallel, \perp}$  et  $f\sigma_8$ ) sont communs aux deux hémisphères galactiques tandis que les paramètres de nuisance sont ajustés distinctement entre les deux hémisphères. Ces nuisances sont ajustées à l'aide de deux paramètres de l'expansion de biais,  $b_1$  et  $b_2$  ; un paramètre ajustant le bruit de grenaille,  $A_g$  ; et nos deux paramètres de Finger-of-God,  $\sigma_v$  et  $a_{\text{vir}}$ . Nous utilisons des priors plats pour l'analyse MCMC dont les valeurs sont précisées dans la table 4.1.

### 4.2.2 Étude des effets systématiques

Nous présentons dans cette section notre étude des effets systématiques et de leur résolution, en particulier, nous présentons notre atténuation de l'effet de collision de fibres. Nous présentons également nos tests sur les données pour nous assurer de la robustesse de notre analyse. Le modèle a été validé sur le *mock challenge* de la section 3.6, nous rappelons que nous en avons extrait une erreur systématique égale à (voir table 3.1 :

$$\Delta\alpha_{\parallel}|_{\text{model}} = 0.0098 \quad \Delta\alpha_{\perp}|_{\text{model}} = 0.0066 \quad \Delta f\sigma_8|_{\text{model}} = 0.0123 \quad (4.11)$$

Pour rester le plus conservatif possible, l'erreur systématique que nous reportons à partir de nos différents tests sera la plus grande quantité entre la déviation moyenne et deux fois l'erreur statistique sur cette déviation. Sur la figure 4.6, est présenté l'impact des trois systématiques observationnelles sur la moyenne des spectres de puissance des mocks. Dans chacun des cas, l'effet en question est inclus dans les mocks et corrigé avec le même schéma de pondération que dans les données. On n'observe pas de différence significative entre les deux hémisphères galactiques. L'erreur dans la détermination du redshift n'amène aucune déviation du spectre de puissance au-delà de l'erreur statistique. Le méthode de prise en compte des conditions photométriques laisse une petite différence dans le monopole. Cette différence est restreinte aux petits  $k$ , avec une différence de l'ordre de 1% du signal. De plus, cette déviation est plus importante dans l'hémisphère SGC, ce qui est en accord avec l'étude de Zarrouk et al. (2018) qui observe une distribution des poids photométriques plus large dans cet hémisphère. Ces deux premiers effets étant faibles, nous les regroupons dans le calcul de l'erreur systématique associée. Ces erreurs sur la mesure des paramètres cosmologiques sont résumées dans la table 4.6. La ligne  $\Delta_1$  de

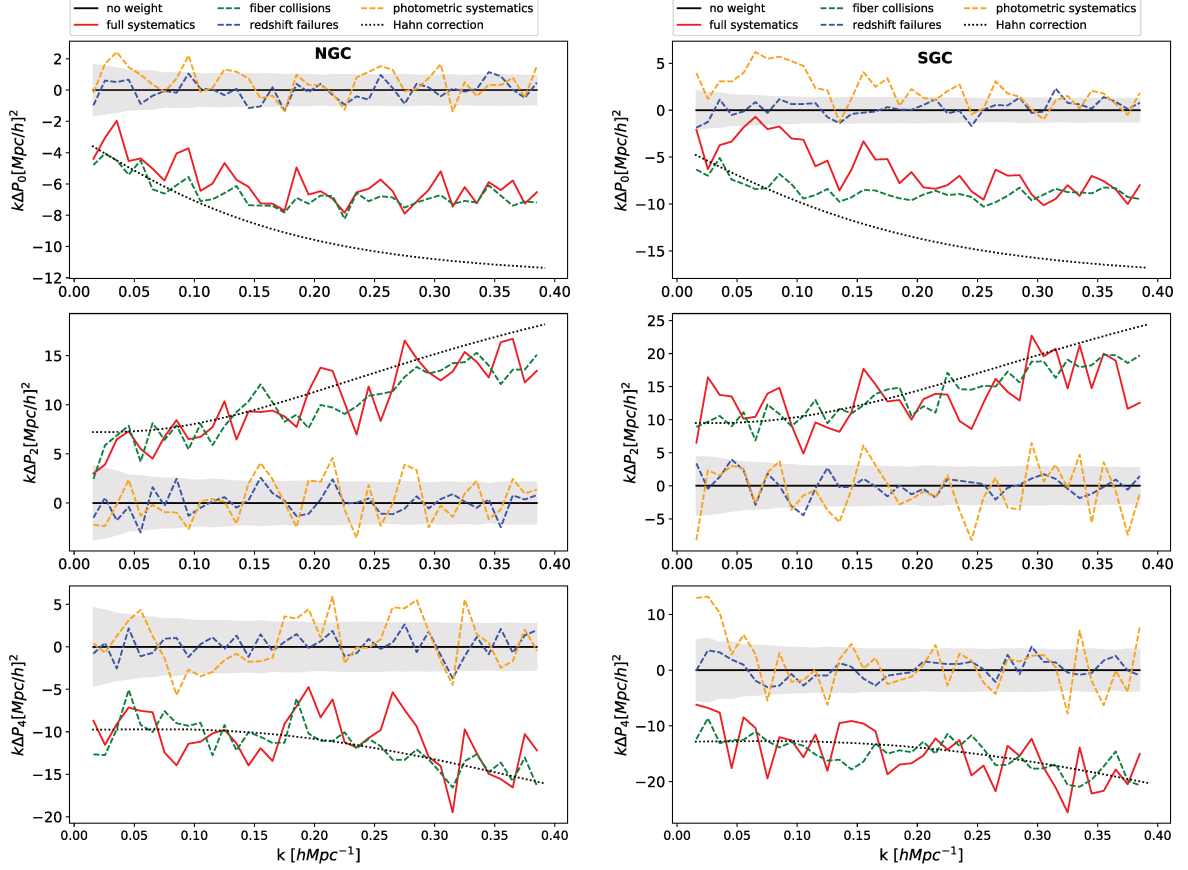


FIGURE 4.6 – Déviation des multipoles de la moyenne des 1000 spectres de puissance de EZmocks de l’hémisphère NGC (à gauche) et SGC (à droite). Les lignes tiretées représentent l’effet de la pondération de collision de fibres (en vert), des systématiques photométriques (en jaune) et de l’erreur dans la détermination des redshifts (en bleu). L’effet de la totalité des poids est montré par la ligne pleine rouge. La ligne noire pointillée montre la correction complète des collisions de fibres proposée par [Hahn et al. \(2017\)](#). La zone grisée représente l’erreur statistique.

cette table, nous montre que l’impact de ces deux effets est très faible et nous reportons comme erreur systématique associée,

$$\Delta\alpha_{\parallel}|_{\text{photo+noz}} = 0.0030 \quad \Delta\alpha_{\perp}|_{\text{photo+noz}} = 0.0024 \quad \Delta f\sigma_8|_{\text{photo+noz}} = 0.0028 \quad (4.12)$$

L’effet de collision de fibres est, par contre, plus important. Ceci est observable sur la figure 4.6 avec une déviation importante pour tous les multipoles, ainsi que sur la détermination de tous les paramètres cosmologiques avec jusqu’à 5% de déviation pour  $f\sigma_8$ .

Pour expliquer cette déviation résiduelle nous rappelons le schéma de pondération de cet effet. Deux cibles sont en collision de fibres quand l’angle entre la ligne de visée permettant d’observer chacune d’elles est inférieur à  $62''$ . Dans ce cas l’objet qui est observé obtient une surpondération ce qui permet de retrouver la corrélation perdue entre l’objet manqué et les autres objets du catalogue. Cependant, cette technique ne permet pas de restituer la corrélation perdue entre l’objet manqué et l’objet surpondéré. C’est donc cette corrélation que nous perdons dans notre analyse.

Pour corriger cet effet résiduel, nous avons suivi la méthode proposée par [Hahn et al. \(2017\)](#). Dans cette méthode, le schéma de pondération standard est conservé, et, une fonction de sélection supplémentaire est appliquée aux petites échelles transverses. Dans le cas où les cibles en

TABLE 4.6 – Valeur moyenne des paramètres cosmologiques à partir de l'ajustement de 1000 EZmocks sous l'effet de différentes systématiques appliquées aux catalogues et corrigés en utilisant le schéma standard de pondération. Les lignes débutant par  $\Delta$  montrent la différence entre la ligne précédente et la ligne décrite entre parenthèse. Les valeurs attendues pour les  $\alpha$  ne sont pas 1 du fait de la petite différence entre la cosmologie fiducielle et la cosmologie utilisée pour la création des EZmocks.

tests sur les mocks	$\alpha_{\parallel}$	$\alpha_{\perp}$	$f\sigma_8$
attendu	1.004	1.002	0.379
ref : no weights	0.988±0.002	0.990±0.001	0.380±0.002
$w_{\text{noz}}w_{\text{sys}}$	0.988±0.002	0.992±0.001	0.382±0.002
$\Delta_1$ wrt (ref)	-0.0006(15)	0.0019(12)	0.0026(14)
$w_q = w_{\text{noz}}w_{\text{sys}}w_{\text{cp}}$	0.974±0.002	0.999±0.001	0.399±0.002
$\Delta$ wrt ( $w_{\text{noz}}w_{\text{sys}}$ )	-0.0147(9)	0.0081(7)	0.0166(9)
$w_q + \Delta P_{\text{cp}}^u$	0.991±0.002	0.989±0.001	0.380±0.002
$\Delta_2$ wrt ( $w_q$ )	0.0172(6)	-0.0107(6)	-0.0205(6)
$w_q + \Delta P_{\text{cp}}^u + \Delta P_{\text{cp}}^c$	0.991±0.002	0.990±0.001	0.381±0.002
$\Delta$ wrt ( $w_q + \Delta P_{\text{cp}}^u$ )	0.0008(6)	0.0007(5)	0.0024(6)
$\Delta_3$ wrt ( $w_{\text{noz}}w_{\text{sys}}$ )	0.0040(9)	-0.0018(7)	-0.0011(10)
$\Delta$ wrt (ref)	0.0056(15)	-0.0000(13)	0.0007(15)
no RIC	0.995±0.002	0.986±0.001	0.381±0.002
$\Delta_4$ wrt (ref)	0.0074(8)	-0.0039(6)	0.0004(8)
RIC corrigé	1.001±0.002	0.985±0.001	0.383±0.002
$\Delta_5$ wrt ( $w_q + \Delta P_{\text{cp}}^u$ )	0.0077(1)	-0.0047(1)	0.0015(1)

collisions ne sont pas corrélées, la correction du spectre de puissance est donnée par

$$\Delta P_l^{\text{uncorr}}(k) = -f_s(2l+1)L_l(0)\frac{(\pi D_{\text{fc}})^2}{k}W_{2D}(kD_{\text{fc}}), \quad (4.13)$$

avec  $f_s$ , la fraction du relevé affectée par les collisions de fibres,  $D_{\text{fc}}(z = 1.480) = 0.9 \text{ Mpc.h}^{-1}$ , le rayon de collision correspond à un angle de 62" au redshift effectif du relevé et,  $W_{2D}(x) = 2J_1(x)/x$  est la fonction porte cylindrique en 2 dimensions,  $J_1$  étant la fonction de Bessel de premier type et de premier ordre. La détermination de  $f_s$  est faite à partir des catalogues de cibles et d'objets observés. L'algorithme de tiling est lancé sur l'ensemble complet de cibles, ce qui inclut les objets "legacy" qui ont été observés avant le relevé eBOSS. Ensuite, nous comparons le résultat avec le nombre d'objets surpondérés pour collision de fibres, avec pour résultat (à 10% près),

$$f_s(\text{NGC}) = 0.36 \quad f_s(\text{SGC}) = 0.45. \quad (4.14)$$

Cette estimation est plus basse que la fraction du relevé sans superposition de plaques ( $\sim 60\%$ ) du fait de la prise en compte des objets "legacy". Notre estimation a par la suite été confirmée par la mesure de la fonction de corrélation projetée aux petites échelles transverses (Hou et al., 2021).

En utilisant les EZmocks, nous estimons que 95% des collisions de notre échantillon sont aléatoires et donc non corrélées. Ces mocks n'étant pas entièrement fiables à petite échelle nous avons confirmé cette estimation sur les données. Cependant, comme proposé par Hahn et al. (2017), nous appliquons également le correctif des collisions dans le cas d'objets corrélés par

$$\Delta P_\ell^{\text{corr}}(k) = -f_s\pi D_{\text{fc}}^2 \int \frac{d^2q_\perp}{(2\pi)^2} P(k_\parallel, q_\perp) W_{2D}(q_\perp D_{\text{fc}}). \quad (4.15)$$

Cette dernière équation modifie très peu la correction déjà faite par la partie non-corrélée de la correction (voir la table 4.6). Après les différentes corrections appliquées, la déviation systématique est réduite d'un facteur 5 et nous reportons notre erreur systématique associée aux collisions de fibres,

$$\Delta\alpha_{\parallel}|_{\text{cp}} = 0.0040 \quad \Delta\alpha_{\perp}|_{\text{cp}} = 0.0018 \quad \Delta f\sigma_8|_{\text{cp}} = 0.0020 \quad (4.16)$$

Sur la figure 4.6, nous faisons figurer la correction en pointillé, et nous constatons que la technique nous permet de retrouver avec précision le quadrupole et l'hexadecapole du spectre de puissance. Une déviation résiduelle est visible sur le monopole à petite échelle, cependant, celle-ci est négligeable devant l'amplitude du monopole ( $\sim 1\%$ ; voir figure 2.15). Nous jugeons notre estimation de  $f_s$  fiable à 10% près et c'est pourquoi nous ajoutons une autre erreur systématique correspondant à 10% de la déviation des paramètres cosmologiques après ajout de la correction non corrélée de collision de fibres,

$$\Delta\alpha_{\parallel}|_{f_s} = 0.0017 \quad \Delta\alpha_{\perp}|_{f_s} = 0.0011 \quad \Delta f\sigma_8|_{f_s} = 0.0021 \quad (4.17)$$

Comme vu dans la section 3.4.3, assigner le redshift des objets aléatoires à partir du catalogue de données amène une contrainte intégrale radiale. Nous mesurons l'impact de cette dernière sur les EZmocks en assignant le redshift des objets aléatoires à partir des objets des 1000 mocks (au lieu de 1 mock dans l'analyse standard), cela retire la contrainte intégrale de notre analyse. Nous observons un décalage de 0.7% et 0.4% sur, respectivement,  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$ , et pas de décalage visible sur  $f\sigma_8$ . Il est possible de corriger cet effet sur le modèle (voir section 3.4.3), et le résultat est plus précis que 0.1%. De ce fait, nous choisissons d'utiliser cette correction dans l'analyse des données et de ne pas reporter d'erreur associée à la contrainte intégrale radiale.

Dans la table 4.7, sont répertoriées toutes les erreurs systématiques que nous prenons en compte dans notre calcul de l'erreur finale de notre analyse, la part la plus importante de l'erreur systématique provient de l'incertitude du modèle et principalement de sa partie aveugle. L'erreur systématique totale est la somme en quadrature de toutes les composantes de celle-ci ;

$$\Delta\alpha_{\parallel}|_{\text{syst}} = 0.011 \quad \Delta\alpha_{\perp}|_{\text{syst}} = 0.007 \quad \Delta f\sigma_8|_{\text{syst}} = 0.012 \quad (4.18)$$

Cette erreur reste acceptable devant l'erreur statistique de notre échantillon, puisque ne dépassant pas 30% de celle-ci.

Sur la figure 4.7, nous présentons la mesure des paramètres cosmologiques sur les 1000 EZmocks, ainsi que leur erreur. Nous la comparons à la valeur des données finales DR16. La valeur mesurée dans les données est en accord avec les mocks, avec un  $f\sigma_8$  élevé. L'erreur sur les données fait partie des 1% les plus basse dans la distribution des mocks, de la même façon que pour l'analyse de BAO ceci s'explique principalement par l'amplitude importante des oscillations BAO.

Pour nous assurer de la robustesse de notre analyse, nous avons analysé notre échantillon de quasars avec divers changements par rapport à nos choix de base. La mesure des paramètres cosmologiques pour chacun de ces tests est présentée dans la table 4.8. Un résumé visuel est également disponible sur la figure 4.8. La première ligne de ce tableau, nommée "DR16 meilleur ajustement", n'est pas le résultat final que nous reportons car elle correspond à un ajustement simple avec l'algorithme Minit pour pouvoir comparer de façon juste avec les autres lignes. Dans le cas où la différence entre cette première ligne et une ligne du tableau est supérieur à 1%, nous reportons sur la ligne suivante entre parenthèse la moyenne quadratique de la distribution des différences mock à mock. La ligne "no RIC" fait référence au fait de ne pas avoir de contrainte intégrale radiale.

TABLE 4.7 – Erreur systématique sur l'estimation des paramètres cosmologiques à partir de l'analyse de la forme complète du spectre de puissance. L'erreur systématique totale est la somme quadratique des erreurs la composant. Les  $\Delta$  correspondent au tableau 4.6.

	$\alpha_{\parallel}$	$\alpha_{\perp}$	$f\sigma_8$
photometrie( $\Delta_1$ )	$\pm 0.0030$	$\pm 0.0024$	$\pm 0.0028$
$\Delta(f_s) = 10\%(\Delta_2)$	$\pm 0.0017$	$\pm 0.0011$	$\pm 0.0021$
collisions de fibres ( $\Delta_3$ )	$+0.0040$	$-0.0018$	$\pm 0.0020$
total observationnelle	0.0053	0.0032	0.0040
incertitude en redshift	0.0036	0.0042	0.0081
partie aveugle challenge	0.0091	0.0051	0.0093
total modélisation	0.0098	0.0066	0.0123
total systematiques	0.0111	0.0073	0.0129
erreur statistique	0.0378	0.0289	0.0447
fraction	30%	25%	29%

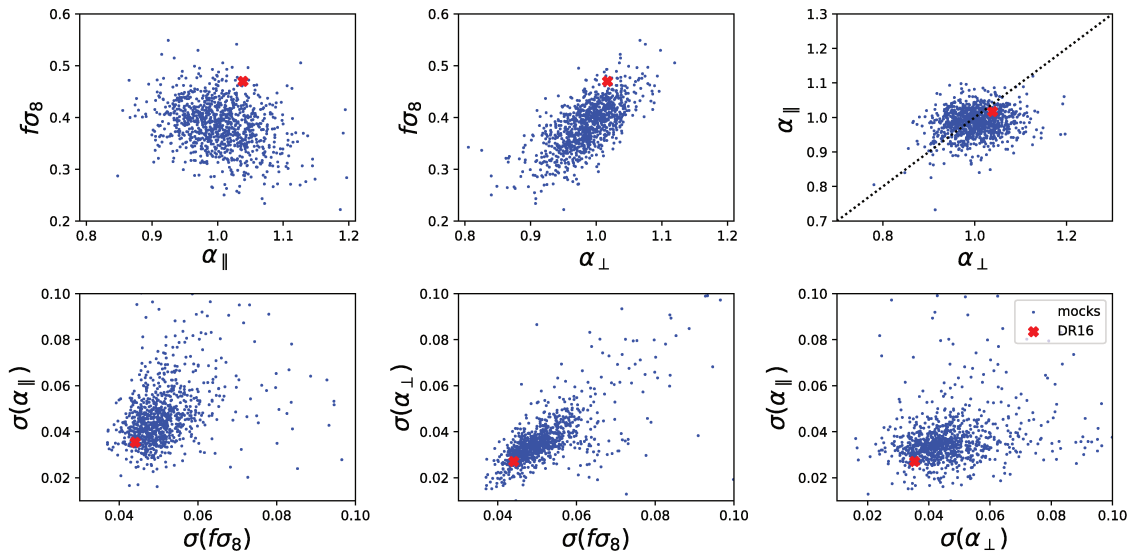


FIGURE 4.7 – Comparaison des paramètres ajustés et de leur erreur dans l'analyse des 1000 EZmocks (points bleus). Les paramètres et erreurs mesurés dans l'échantillon DR16 sont représentés par la croix rouge.

TABLE 4.8 – Meilleur ajustement et  $\chi^2$  dans l’analyse des données pour divers tests de robustesse. Quand la différence par rapport à la référence est plus grande que 1%, nous indiquons entre parenthèse la déviation standard de la différence mock à mock correspondant.

	$\alpha_{\parallel}$	$\alpha_{\perp}$	$f\sigma_8$	$b_{1,\text{NGC}}\sigma_8$	$b_{1,\text{SGC}}\sigma_8$	$\chi^2(n_{\text{dof}})$	red. $\chi^2$
DR16 meilleur ajustement	$1.039 \pm 0.033$	$1.017 \pm 0.025$	$0.470 \pm 0.042$	$0.960 \pm 0.041$	$0.939 \pm 0.040$	116.45 (168-13)	0.75
no weight	$1.038 \pm 0.041$	$0.993 \pm 0.033$	$0.417 \pm 0.046$	$0.931 \pm 0.040$	$0.916 \pm 0.038$	95.91 (168-13)	0.62
no $w_{\text{sys}}$	$1.034 \pm 0.034$	$1.002 \pm 0.031$	$0.447 \pm 0.044$	$0.960 \pm 0.036$	$0.946 \pm 0.034$	115.38 (168-13)	0.74
no $w_{\text{cp}}$	$1.041 \pm 0.033$	$1.010 \pm 0.033$	$0.452 \pm 0.045$	$0.949 \pm 0.038$	$0.930 \pm 0.044$	104.61 (168-13)	0.67
no $w_{\text{noz}}$	$1.040 \pm 0.045$	$1.017 \pm 0.021$	$0.459 \pm 0.043$	$0.944 \pm 0.046$	$0.916 \pm 0.046$	106.53 (168-13)	0.69
no RIC correction	$1.034 \pm 0.035$	$1.021 \pm 0.027$	$0.466 \pm 0.043$	$0.961 \pm 0.041$	$0.938 \pm 0.042$	117.00 (168-13)	0.75
no $\ell = 4$	$1.034 \pm 0.056$	$1.021 \pm 0.038$	$0.463 \pm 0.055$	$0.965 \pm 0.035$	$0.942 \pm 0.043$	70.51 (112-13)	0.71
	(0.052)	(0.048)	(0.039)				
k=[0.02,0.20]	$1.034 \pm 0.043$	$1.012 \pm 0.024$	$0.450 \pm 0.043$	$0.968 \pm 0.040$	$0.946 \pm 0.046$	82.74 (108-13)	0.87
	(0.017)	(0.013)	(0.032)				
k=[0.05,0.30]	$1.044 \pm 0.060$	$1.015 \pm 0.030$	$0.475 \pm 0.058$	$0.969 \pm 0.044$	$0.931 \pm 0.059$	104.57 (150-13)	0.76
	(0.018)	(0.015)	(0.020)				
k décalé 1/2	$1.044 \pm 0.040$	$1.020 \pm 0.028$	$0.452 \pm 0.045$	$0.975 \pm 0.052$	$0.954 \pm 0.037$	125.21 (168-13)	0.81
	(0.019)	(0.017)	(0.019)				
no correction grand angle	$1.039 \pm 0.033$	$1.017 \pm 0.025$	$0.470 \pm 0.042$	$0.960 \pm 0.041$	$0.939 \pm 0.040$	116.45 (168-13)	0.75
NGC	$1.022 \pm 0.047$	$1.022 \pm 0.037$	$0.493 \pm 0.062$	$0.942 \pm 0.054$	–	63.91 (84-8)	0.84
SGC	$1.054 \pm 0.040$	$1.008 \pm 0.041$	$0.436 \pm 0.064$	–	$0.952 \pm 0.044$	52.05 (84-8)	0.68

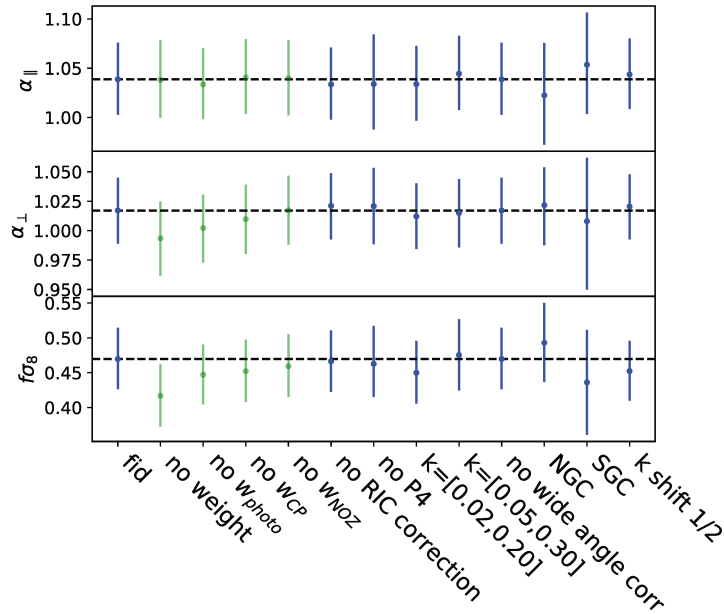


FIGURE 4.8 – Mesure des paramètres cosmologiques à partir des données DR16 sous différentes conditions d’analyse. Les valeurs sont répertoriées dans la table 4.8. Le sous-ensemble de points verts constitue la non prise en compte des poids.

Premièrement, nous quantifions l’impact de la non prise en compte des différents poids dans notre analyse.  $\alpha_{\parallel}$  est très peu affecté par ces poids,  $\alpha_{\perp}$  et  $f\sigma_8$  sont eux principalement affectés par le poids photométrique, avec une différence équivalente à  $\sim 1\sigma$  pour la non prise en compte de tous les poids. De la même façon que pour l’analyse BAO, cette différence est attendue, nous la présentons pour illustrer l’impact de ces poids mais cela ne constitue pas une erreur systématique.

La correction de la contrainte intégrale radiale (RIC) ne présente pas une déviation importante. La suite de nos tests correspond à un changement dans le vecteur de données utilisé. L’ajustement n’incluant pas l’hexadécapole change peu la valeur des paramètres (au plus 1/4 de l’erreur statistique) mais les erreurs augmentent significativement. L’exclusion des petites, ou grandes échelles dans notre ajustement change la valeur des  $\alpha$  d’au plus 0.005 et de 0.019 pour  $f\sigma_8$ . Cette différence est faible devant le rms de la différence mock à mock ainsi que devant l’erreur statistique.

Nous avons également testé la non prise en compte des effets de grands angles présentés dans la section 3.4.2.2. Cette correction ne change rien à la valeur des paramètres ainsi qu’à l’erreur sur ceux-ci. Notre précision est trop faible pour voir une déviation.

L’ajustement des hémisphères galactiques individuellement apporte une valeur pour les paramètres compatibles aux valeurs de l’ajustement conjoint.



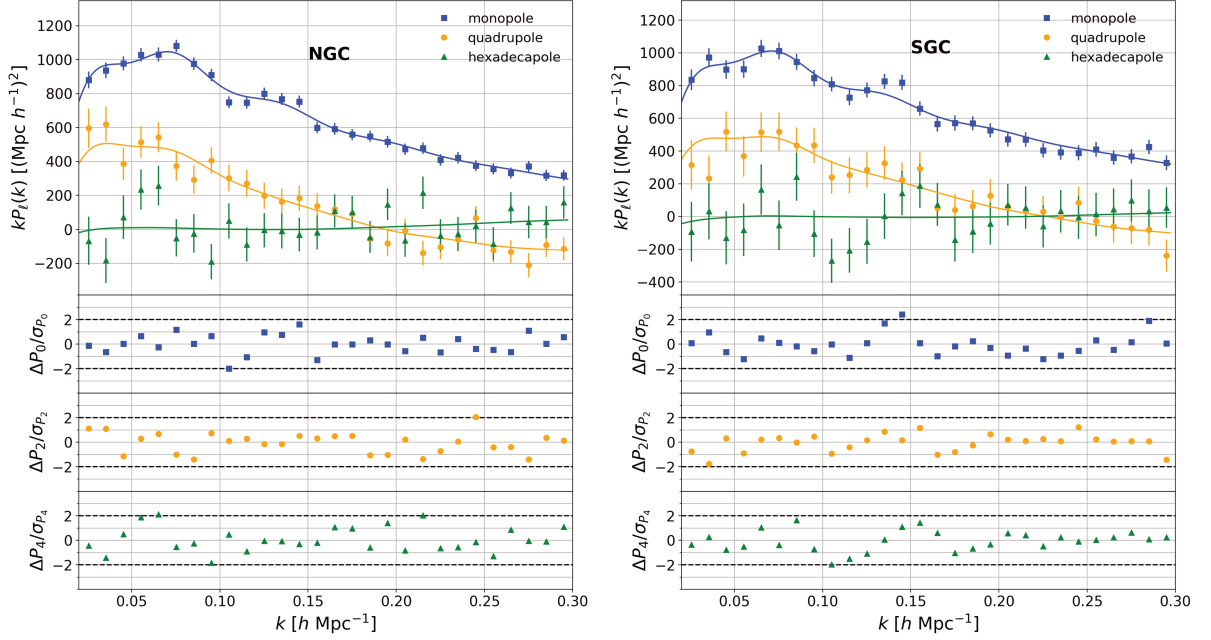


FIGURE 4.9 – Multipoles des spectres de puissance de l'échantillon de quasars pour l'hémisphère NGC (à gauche) et SGC (à droite). Le panneau principal montre la comparaison entre les données (les points) et l'ajustement du modèle (les lignes). Les trois panneaux inférieurs montrent la déviation des données par rapport au modèle en nombre de  $\sigma$ .

### 4.2.3 Analyse finale de la forme complète du spectre de puissance

Le modèle du spectre de puissance avec les paramètres ajustés sur les données est présenté sur la figure 4.9 pour chacun des hémisphères, avec un ajustement effectué conjointement. La valeur finale des paramètres cosmologiques de notre analyse que nous reportons est déterminée par méthode Monte Carlo au moyen de chaînes de Markov avec  $L \propto \chi^2$ , nous obtenons ainsi,

$$\alpha_{\parallel} = 1.049 \pm 0.039 \quad \alpha_{\perp} = 1.020 \pm 0.030 \quad f\sigma_8 = 0.476 \pm 0.047, \quad (4.19)$$

où l'erreur est la somme quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur systématique totale présentées dans la table 4.7. Les niveaux de confiance à 68 et 95% des contours du postérieur pour tous les paramètres de l'ajustement sont visibles sur les figures 4.10, 4.11 et 4.12. Nous comparons ces contours aux approximations gaussiennes. Cette approximation est bonne pour les paramètres cosmologiques qui nous intéressent ici mais n'est pas adéquate pour le paramètre de bruit de grenaille  $A_g$  et pour le paramètre de biais du second ordre  $b_2$ .

Nous transformons les paramètres d'Alcock-Paczynski en distances cosmologiques  $D_H/r_d$  et  $D_M/r_d$ , d'après l'équation 1.48 pour présenter les résultats finaux de notre étude dans la table 4.9. Les valeurs déduites de notre analyse sont compatibles à celles obtenues avec le relevé DR14 de eBOSS Gil-Marín et al. (2018) malgré une valeur de  $f\sigma_8$  qui a significativement augmentée de par la plus grande amplitude du quadrupole dans notre analyse. L'erreur a été améliorée d'un facteur  $\sim 2$ . Pour vérifier notre indépendance à la cosmologie fiducielle, l'analyse finale complète est également faite en utilisant la cosmologie OuterRim (équation 2.25) comme cosmologie fiducielle. La cosmologie de OuterRim étant très différente de notre cosmologie fiducielle (équation 2.13), nous pouvons attendre des différences (voir la section 3.6.2). Cette analyse nous conduit à des valeurs de  $D_H/r_d$  et de  $D_M/r_d$  plus grandes, respectivement, de  $0.6\sigma$  et  $0.3\sigma$ , et est sans effet significatif sur  $f\sigma_8$ . Ceci est non négligeable, cependant, nous n'incluons pas



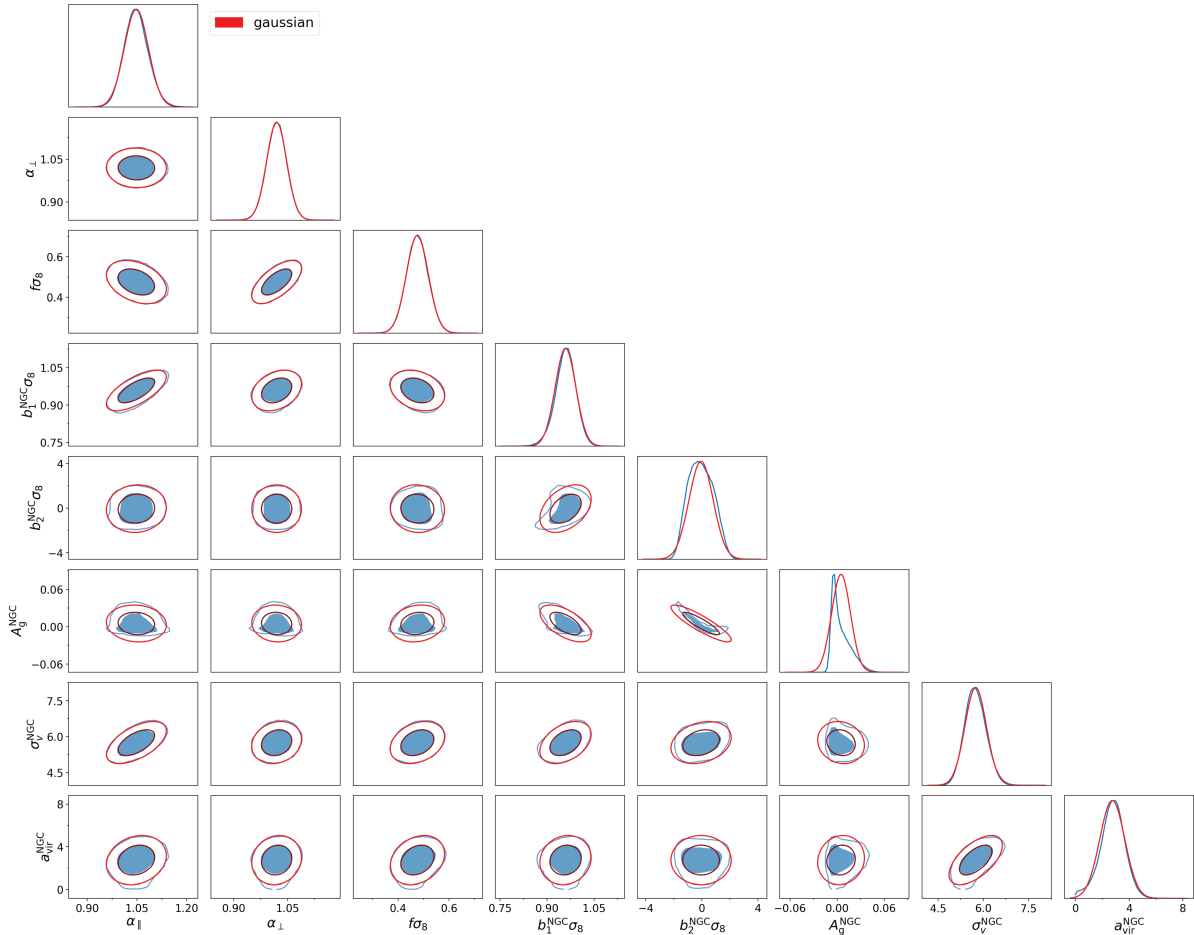


FIGURE 4.10 – Contour des niveaux de confiance à 68 et 95% du postérieur (en bleu) et leur approximation gaussienne (en rouge) concernant les paramètres cosmologiques et les paramètres de nuisance de l'hémisphère NGC.

TABLE 4.9 – Résumé de résultats en terme de distance de Hubble  $D_H/r_d$ , de distance transverse comobile  $D_M/r_d$  et de taux de croissance des structures linéaire  $f\sigma_8$ . L'erreur reportée inclut l'erreur systématique. La ligne (OR) montre le résultat de notre analyse avec la cosmologie d'OuterRim comme cosmologie fiducielle, équation 2.25

	$D_H/r_d$	$D_M/r_d$	$f\sigma_8$
DR16	$13.52 \pm 0.51$	$30.68 \pm 0.90$	$0.476 \pm 0.047$
DR16 (OR)	$13.81 \pm 0.52$	$30.99 \pm 0.92$	$0.477 \pm 0.045$
DR14	$12.8 \pm 0.9$	$31.0 \pm 1.8$	$0.425 \pm 0.077$
ratio erreur	1.8	2	1.7

d'erreur systématique supplémentaire associée à cette différence car nous prenons en compte cet effet dans la partie aveugle de l'erreur systématique due au modèle.

La mesure du taux de croissance des structures est donnée en terme de  $f\sigma_8$ , où  $\sigma_8 = 0.401$  est calculé à partir du spectre de puissance linéaire de la cosmologie fiducielle au redshift effectif. Il est proposé dans Gil-Marín et al. (2020) de redimensionner  $\sigma_8$  en fonction du facteur de dilatation isotrope de l'analyse suivant

$$\sigma_{8,\text{red}}^2 = \frac{1}{2\pi\alpha_{\text{iso}}^3} \int_0^\infty dk k^2 P_{\text{lin}}(k/\alpha_{\text{iso}}). \quad (4.20)$$

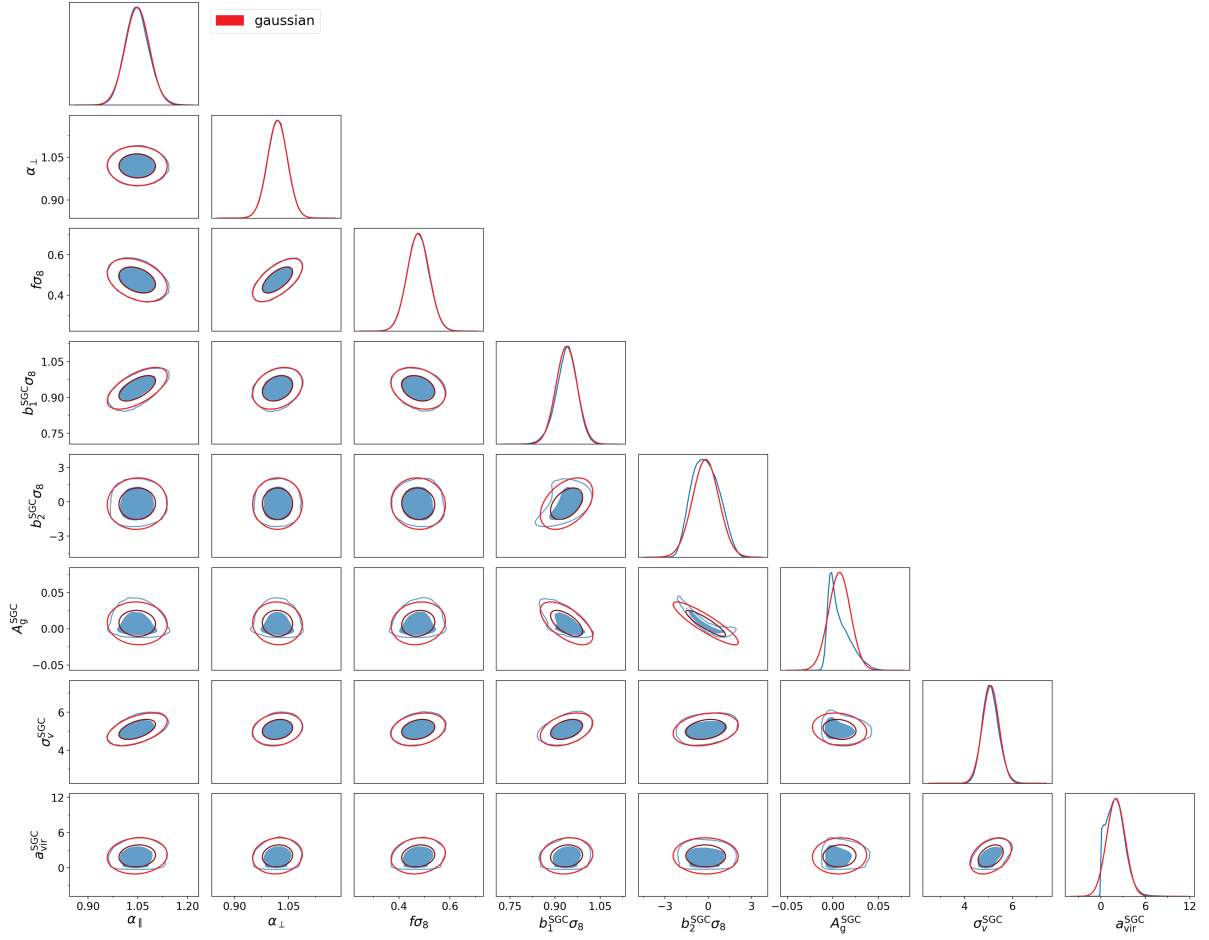


FIGURE 4.11 – Contour des niveaux de confiance à 68 et 95% du postérieur (en bleu) et leur approximation gaussienne (en rouge) concernant les paramètres cosmologiques et les paramètres de nuisance de l’hémisphère SGC.

En utilisant  $\alpha_{\text{iso}} = \alpha_{\parallel}^{1/3} \alpha_{\perp}^{2/3}$ , avec  $\alpha_{\parallel}$  et  $\alpha_{\perp}$  les valeurs obtenues à partir de notre meilleur ajustement, cela diminue notre mesure de  $f\sigma_8$  de 2.1%, ce qui est proche de notre erreur systématique reportée. Cependant, nous n’incluons pas cette erreur supplémentaire car elle est déjà incluse dans notre erreur due au modèle.

La figure 4.13 montre les contours du postérieur des paramètres  $\alpha$  de nos deux méthodes d’analyse. Ils sont en accord avec une déviation de  $0.1\sigma$  et  $0.5\sigma$  pour respectivement,  $\alpha_{\perp}$  et  $\alpha_{\parallel}$ . De plus, l’erreur sur  $\alpha_{\perp}$  est également en accord entre les deux études, ce qui n’est pas le cas pour  $\alpha_{\parallel}$  avec une méthode BAO moins précise de 18%. Cela semble indiquer que, dans la modélisation de la forme complète, les paramètres d’Alcock-Paczynski ne tirent pas toute leur information de la seule position des oscillations ; par exemple, la position du changement de signe du quadrupole fournit une information supplémentaire.

De la même façon que pour la méthode BAO, nous comparons notre analyse de la forme complète à une analyse du même type en espace de configuration (Hou et al., 2021). Cette analyse utilise le modèle présenté dans la section 3.4.5. La table 4.10 montre les valeurs mesurées des distances cosmologiques et de  $f\sigma_8$  dans chacune des analyses. Également, la figure 4.14 montre le contour des postérieurs des trois paramètres cosmologiques deux à deux. Les deux analyses

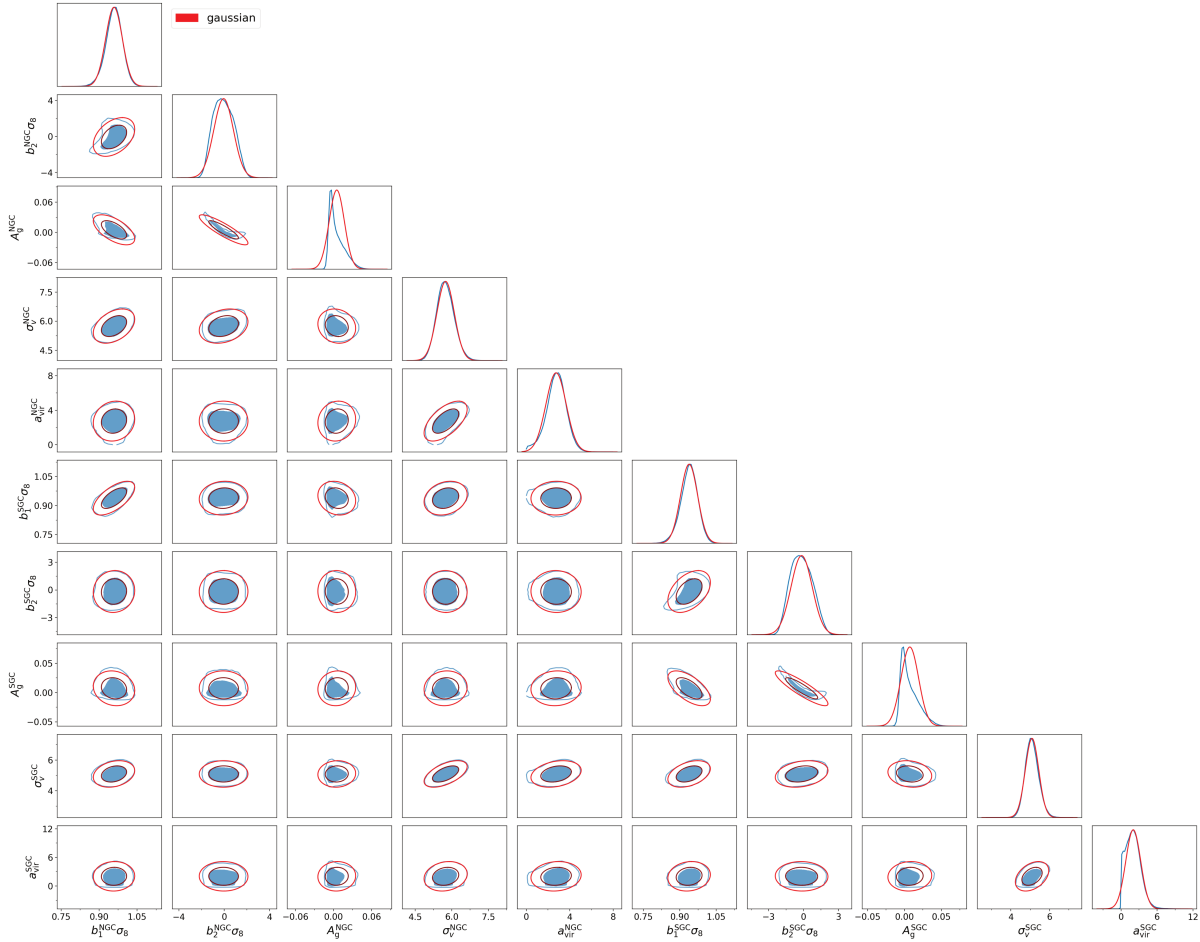


FIGURE 4.12 – Contour des niveaux de confiance à 68 et 95% du postérieur (en bleu) et leur approximation gaussienne (en rouge) concernant tous les paramètres de nuisance.

TABLE 4.10 – Résultats finaux des analyses de la forme complète en espace de Fourier et en espace de configuration, ainsi que leur consensus.

	$D_H(z_{\text{eff}})/r_d$	$D_M(z_{\text{eff}})/r_d$	$f\sigma_8$
Espace de Fourier	$13.52 \pm 0.51$	$30.68 \pm 0.90$	$0.476 \pm 0.047$
Espace de configuration	$13.11 \pm 0.52$	$30.66 \pm 0.88$	$0.439 \pm 0.048$
<b>Consensus forme complète</b>	<b><math>13.23 \pm 0.47</math></b>	<b><math>30.21 \pm 0.79</math></b>	<b><math>0.462 \pm 0.045</math></b>

sont en accord sur tous ces paramètres avec des erreurs équivalentes, nous pouvons noter une déviation de  $0.8\sigma$  pour la mesure de  $D_H/r_d$  et  $f\sigma_8$ .

Nous combinons ces analyses en utilisant la méthode de [Sánchez et al. \(2017\)](#) (voir équation 4.8). Identiquement à l'analyse BAO, les erreurs systématiques observationnelles sont ajoutées de façon indépendante pour chacune des analyses. Pour l'erreur due au modèle, nous avons effectué le *mock challenge* en utilisant cette méthode de consensus, et ce faisant, nous avons observé que cette méthode obtenait une déviation inférieure aux méthodes individuelles. Notre erreur systématique de modélisation du consensus est donc

$$\Delta\alpha_{\parallel}|_{\text{model,cons}} = 0.0079 \quad \Delta\alpha_{\perp}|_{\text{model,cons}} = 0.0048 \quad \Delta f\sigma_8|_{\text{model,cons}} = 0.0106. \quad (4.21)$$

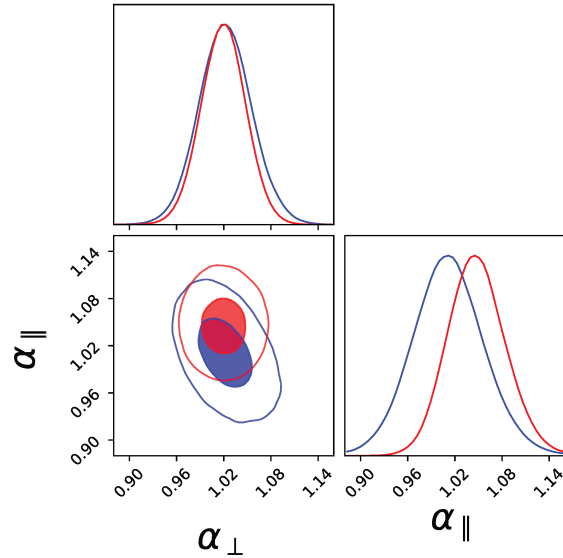


FIGURE 4.13 – Contours du postérieur pour les paramètres d’Alcock-Paczynski avec la méthode BAO (en bleu) et de forme complète (en rouge) déterminés avec des chaînes MCMC.

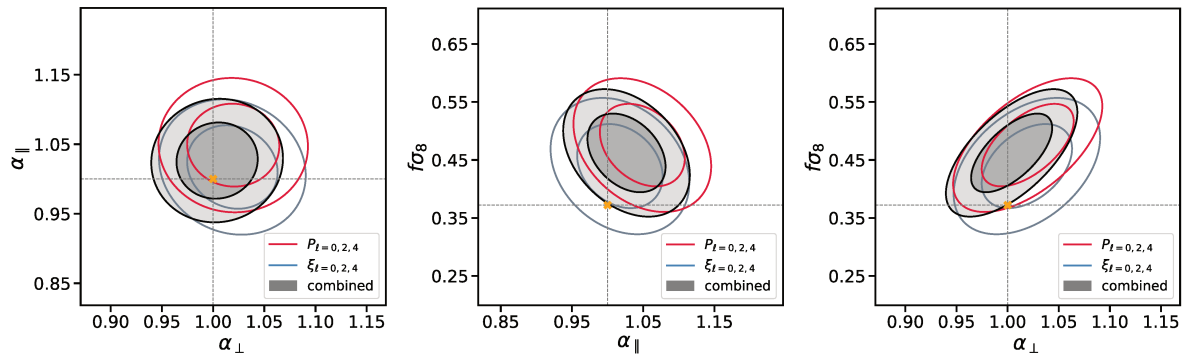


FIGURE 4.14 – postérieur deux à deux des paramètres  $\alpha_{\parallel}$ ,  $\alpha_{\perp}$  et  $f\sigma_8$ , en espace de Fourier (en rouge), en espace de configuration (en bleu) et leur combinaison (en noir). La croix orange montre la valeur reportée de l’analyse [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#).

Le contour noir de la figure 4.14 montre le postérieur du consensus, la dernière ligne du tableau 4.9 montre le résultat de ce consensus. Comme attendu de par la grande corrélation entre ces analyses, les erreurs de ce consensus présentent peu d’amélioration en comparaison des analyses individuelles. Nous pouvons également noter que la valeur de  $D_M/r_d$  pour le consensus est  $0.5\sigma$  plus basse que pour les deux analyses individuelles. Les valeurs finales reportées de notre analyse sont

$$\begin{aligned}
 D_H/r_d &= 13.23 \pm 0.47 \\
 D_M/r_d &= 30.21 \pm 0.79 \\
 f\sigma_8 &= 0.462 \pm 0.045.
 \end{aligned}
 \tag{4.22}$$

avec la matrice de covariance finale :

$$\mathbf{C}_{\text{fs}}^c = \begin{pmatrix} D_M/r_d & D_H/r_d & f\sigma_8 \\ 6.227 \times 10^{-1} & 1.424 \times 10^{-2} & 2.257 \times 10^{-2} \\ - & 2.195 \times 10^{-1} & -7.315 \times 10^{-3} \\ - & - & 2.020 \times 10^{-3} \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

Notre résultat pour  $f\sigma_8$  est à  $1.9\sigma$  de la valeur prédite en utilisant le modèle  $\Lambda$ CDM aux valeurs de [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#), tandis que les distances cosmologiques sont en accord. Nous utilisons ces valeurs pour l'interprétation cosmologiques dans le chapitre 5.





---

## Bibliographie

---

- Gil-Marín, H., J. E. Bautista, R. Paviot, M. Vargas-Magaña, S. de la Torre, et al. (2020). The Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : measurement of the BAO and growth rate of structure of the luminous red galaxy sample from the anisotropic power spectrum between redshifts 0.6 and 1.0. *MNRAS* *498*(2), 2492–2531. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08994](https://arxiv.org/abs/2007.08994).
- Gil-Marín, H., J. Guy, P. Zarrouk, E. Burtin, C.-H. Chuang, et al. (2018). The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : structure growth rate measurement from the anisotropic quasar power spectrum in the redshift range  $0.8 < z < 2.2$ . *MNRAS* *477*(2), 1604–1638. [arXiv:astro-ph.CO/1801.02689](https://arxiv.org/abs/1801.02689).
- Hahn, C., R. Scoccimarro, M. R. Blanton, J. L. Tinker, and S. A. Rodríguez-Torres (2017). The Effect of Fiber Collisions on the Galaxy Power Spectrum Multipoles. *MNRAS* *467*(2), 1940–1956. [arXiv:astro-ph.CO/1609.01714](https://arxiv.org/abs/1609.01714).
- Hinton, S. R., C. Howlett, and T. M. Davis (2020). BARRY and the BAO model comparison. *MNRAS* *493*(3), 4078–4093. [arXiv:astro-ph.CO/1912.01175](https://arxiv.org/abs/1912.01175).
- Hou, J., A. G. Sánchez, A. J. Ross, A. Smith, R. Neveux, et al. (2021). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : BAO and RSD measurements from anisotropic clustering analysis of the quasar sample in configuration space between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* *500*(1), 1201–1221. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08998](https://arxiv.org/abs/2007.08998).
- Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al. (2018). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *arXiv e-prints*, arXiv :1807.06209. [arXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209).
- Sánchez, A. G., J. N. Grieb, S. Salazar-Albornoz, S. Alam, F. Beutler, et al. (2017). The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : combining correlated Gaussian posterior distributions. *MNRAS* *464*(2), 1493–1501. [arXiv:astro-ph.CO/1607.03146](https://arxiv.org/abs/1607.03146).



- Taruya, A., F. Bernardeau, T. Nishimichi, and S. Codis (2012). Direct and fast calculation of regularized cosmological power spectrum at two-loop order. *Phys. Rev. D* *86*(10), 103528. [arXiv:astro-ph.CO/1208.1191](#).
- Zarrouk, P., E. Burtin, H. Gil-Marín, A. J. Ross, R. Tojeiro, et al. (2018). The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : measurement of the growth rate of structure from the anisotropic correlation function between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* *477*(2), 1639–1663. [arXiv:astro-ph.CO/1801.03062](#).









---

## **Contraintes cosmologiques à partir du relevé eBOSS**

---

Dans ce chapitre, nous présentons l'analyse cosmologique de SDSS dont l'étude du chapitre précédent fait partie. Nous commençons par montrer l'impact de ce relevé sur la cosmologie à partir des résultats cosmologiques extraits des analyses BAO, et de la forme complète du spectre de puissance. Dans un second temps, nous proposons une technique d'analyse permettant de contraindre directement les paramètres cosmologiques de base sans compresser au préalable l'information sous forme des paramètres  $f\sigma_8$ ,  $D_M/r_d$  et  $D_H/r_d$ . Au-delà de ne pas induire de réduction de l'information non nécessaire, cette technique nous permet de ne plus être sensible à la cosmologie utilisée pour le calcul du modèle de spectre de puissance.

## 5.1 Implication cosmologique du relevé SDSS

Notre analyse de la structuration de quasars a été effectuée dans le cadre du programme eBOSS de SDSS. Dans ce programme, et le programme BOSS qui le précédait, l'analyse de la structuration de l'univers a été produite en utilisant plusieurs traceurs différents, à différents redshifts. Dans cette section, nous présentons l'implication cosmologique de ce programme. Tous les ajustements cosmologiques effectués le sont avec CosmoMC (Lewis and Bridle, 2002). Nous commençons par présenter les données utilisées pour cette analyse dans la section 5.1.1, puis nous montrerons les résultats des analyses BAO dans la section 5.1.2, avant de faire de même avec les analyses RSD dans la section 5.1.3, pour finir par prendre en considération toutes les données issues de SDSS pour la contrainte de la cosmologie en la comparant et combinant aux principales analyses cosmologiques existantes dans la section 5.1.4.

### 5.1.1 Données utilisées

Nous utilisons, ici, les résultats des analyses de structuration des différents traceurs de eBOSS, les LRG (Gil-Marín et al., 2020; Bautista et al., 2021), les ELG (de Mattia et al., 2020; Tamone et al., 2020) et les quasars (Neveux et al., 2020; Hou et al., 2021). Nous prenons également en compte les résultats obtenus à partir de l'analyse des forêts Lyman- $\alpha$  en auto-corrélation et en corrélation croisée avec les quasars (du Mas des Bourboux et al., 2020). De plus, l'échantillon de galaxies proches (MGS pour *Main Galaxy Sample*) (Ross et al., 2015) et de galaxies rouges de BOSS (Alam et al., 2017) sont inclus dans cette analyse. Les propriétés de chaque échantillon sont présentées dans la première partie du tableau 5.1. À noter que dans ce tableau, le nombre de traceurs pour la mesure d'auto-corrélation de Lyman- $\alpha$  correspond au nombre de lignes de visée alors qu'il correspond au nombre de quasars dans le cas de la corrélation croisée lyman- $\alpha$  quasars.

TABLE 5.1 – Caractéristiques et résultats des analyses BAO et RSD pour les différents relevés SDSS inclus dans notre analyse finale cosmologique. À noter que le volume effectif (en  $\text{Gpc}^3$ ) reporté a été calculé avec la cosmologie BOSS (équation 2.13).

	MGS	Galaxies BOSS	LRG eBOSS	ELG eBOSS	Quasars eBOSS	$\text{Ly}\alpha\text{-Ly}\alpha$	$\text{Ly}\alpha\text{-Quasars}$	
Propriétés des échantillons								
gamme en redshift	$0.07 < z < 0.2$	$0.2 < z < 0.5$	$0.4 < z < 0.6$	$0.6 < z < 1.0$	$0.6 < z < 1.1$	$0.8 < z < 2.2$	$z > 2.$	$z > 1.77$
$N_{\text{traceurs}}$	63,163	604,001	686,370	377,458	173,736	343,708	210,005	341,468
$z_{\text{eff}}$	0.15	0.38	0.51	0.70	0.85	1.48	2.33	2.33
$V_{\text{eff}}$	0.24	3.7	4.2	2.7	0.6	0.6		
Mesures BAO								
$D_V(z)/r_d$	$4.47 \pm 0.17$				$18.33^{+0.57}_{-0.62}$			
$D_M(z)/r_d$		$10.23 \pm 0.17$	$13.36 \pm 0.21$	$17.86 \pm 0.33$		$30.69 \pm 0.80$	$37.6 \pm 1.9$	$37.3 \pm 1.7$
$D_H(z)/r_d$		$25.00 \pm 0.76$	$22.33 \pm 0.58$	$19.33 \pm 0.53$		$13.26 \pm 0.55$	$8.93 \pm 0.28$	$9.08 \pm 0.34$
Mesures RSD								
$f\sigma_8(z)$	$0.53 \pm 0.16$	$0.500 \pm 0.047$	$0.455 \pm 0.039$	$0.448 \pm 0.043$	$0.315 \pm 0.095$	$0.462 \pm 0.045$		
Mesures BAO+RSD								
$D_V(z)/r_d$	$4.51 \pm 0.14$							
$D_M(z)/r_d$		$10.27 \pm 0.15$	$13.38 \pm 0.18$	$17.65 \pm 0.30$	$19.5 \pm 1.0$	$30.21 \pm 0.79$	$37.6 \pm 1.9$	$37.3 \pm 1.7$
$D_H(z)/r_d$		$24.89 \pm 0.58$	$22.43 \pm 0.48$	$19.78 \pm 0.46$	$19.6 \pm 2.1$	$13.23 \pm 0.47$	$8.93 \pm 0.28$	$9.08 \pm 0.34$
$f\sigma_8(z)$	$0.53 \pm 0.16$	$0.497 \pm 0.045$	$0.459 \pm 0.038$	$0.473 \pm 0.041$	$0.315 \pm 0.095$	$0.462 \pm 0.045$		



Les deux méthodes d'analyse de la structuration que nous avons présentées dans le chapitre précédent pour notre analyse de quasars sont utilisées pour contraindre la cosmologie. La table 5.1 montre les mesures des paramètres  $D_M/r_d$ ,  $D_H/r_d$  (ou  $D_V/r_d$  dans le cas d'un ajustement de la statistique à deux points isotrope) et  $f\sigma_8$  de ces différents traceurs. L'échantillon MGS fournit une mesure du BAO isotrope après reconstruction du champ de densité ainsi qu'une mesure des RSD prenant cette mesure comme a priori. Les échantillons de galaxies de BOSS et de LRG de eBOSS fournissent une mesure anisotrope du BAO après reconstruction, une mesure des RSD, ainsi qu'un consensus utilisant ces deux analyses. L'échantillon de eBOSS ELG, a été analysé en utilisant la méthode BAO isotrope après reconstruction et une analyse des RSD et BAO conjointe. En ce qui concerne l'échantillon de quasars, la trop faible densité induit que cet échantillon est dominé par le bruit de grenaille (voir figure 2.15), ce qui empêche d'obtenir une reconstruction efficace. C'est pourquoi, l'analyse BAO a été effectuée sans reconstruction. L'analyse RSD+BAO a été effectuée séparément de l'analyse BAO. Enfin, seule l'échelle BAO a été analysée pour la forêt Lyman- $\alpha$ , une technique d'analyse des RSD n'ayant pas encore été modélisé efficacement pour ce traceur particulier de la matière.

Toutes les analyses présentées ici incluent une erreur systématique testée sur des mocks de la même façon que dans le chapitre précédent pour l'échantillon de quasars. La corrélation entre les deux mesures à partir de l'échantillon de galaxies de BOSS a été prise en compte en suivant Alam et al. (2017). La corrélation entre les différentes mesures de eBOSS n'est pas prise en compte. Cette corrélation a été testée sur des mocks en ce qui concerne les mesures de Lyman- $\alpha$  (auto-corrélation et corrélation croisée). Entre l'échantillon de galaxies et de quasars, la corrélation peut être estimée pour le volume de recouvrement par l'équation :

$$C = \frac{P_1 P_2}{(P_1 + 1/n_1)(P_2 + 1/n_2)}, \quad (5.1)$$

où  $n$  est la densité du traceur et  $P$  l'amplitude du spectre de puissance associé. Dans notre cas, la corrélation entre les quasars et les ELG ainsi qu'entre les quasars et les LRG est inférieure à 0.1 ce qui rend cette corrélation négligeable. Entre les LRG et les ELG, le corrélation dans le volume de recouvrement est plus important,  $C = 0.24$ . Néanmoins, en prenant en compte le relevé significativement plus petit des ELG, la corrélation est réduite à 0.1 pour les LRG, nous pouvons

également la négliger. Pour toutes les études présentées dans cette partie, les résultats en termes de  $D_M/r_d$ ,  $D_H/r_d$  et  $f\sigma_8$  sont utilisés sous la forme d'une matrice de covariance à l'exception des échantillons MGS, ELG et Lyman- $\alpha$  pour lesquelles le postérieur complet est pris en compte.

En plus des résultats de la structuration de l'univers de SDSS que nous présentons, nous pouvons utiliser les résultats d'autres observables dans les résultats reportés ici. Ces observables sont le CMB, les supernovae et le lentillage gravitationnel faible. Dans le cas où nous prenons en compte les mesures du CMB, nous utilisons les postérieurs TT, TE, EE et les spectres de puissance lowE présentés dans [Aghanim et al. \(2020\)](#). Elles correspondent aux données de température et de polarisation de Planck (CMB TP) qui ont mené aux contraintes  $\Omega_{\text{cdm}}h^2 = 0.120 \pm 0.001$ ,  $\Omega_{\text{b}}h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ ,  $n_s = 0.965 \pm 0.004$  et  $\tau = 0.054 \pm 0.007$  en faisant l'hypothèse d'un modèle  $\Lambda$ CDM plat. Les données de lentillage de Planck provenant de [Aghanim et al. \(2020\)](#) sont également utilisées. Pour les supernovae, nous utilisons les résultats provenant de l'échantillon Pantheon comprenant 1048 SN Ia. Cet échantillon inclut les SN Ia observées spectroscopiquement de Panstarrs ([Kaiser et al., 2010](#)) auxquelles ont été ajoutés des objets provenant d'autres relevés (voir [eBOSS Collaboration et al. \(2020\)](#) pour la liste complète des relevés utilisés). En faisant l'hypothèse d'un modèle  $\Lambda$ CDM plat, cet échantillon mène à une contrainte de  $\Omega_{\text{m}} = 0.298 \pm 0.022$ . Enfin, nous prenons en compte les mesures de cisaillement cosmique pour compléter nos analyses cosmologiques. Nous utilisons plus précisément les postérieurs de la première année du Dark Energy Survey (DES) ([Troxel et al., 2018](#)). En utilisant la mesure de la forme de plus de 20 millions de galaxies et en faisant toujours l'hypothèse d'un modèle  $\Lambda$ CDM, cette analyse permet de contraindre  $\Omega_{\text{m}}$  et  $\sigma_8$  au travers de  $S_8 = 0.782 \pm 0.027$ . En plus du cisaillement cosmique, nous utilisons également leur mesure dite "3x2pt" ([Krause et al., 2017](#)), qui prend en compte la structuration de galaxies, le lentillage galaxie-galaxie et leur corrélation croisée.

### 5.1.2 Mesures de l'expansion de l'univers

Nous nous concentrons, dans un premier temps sur la mesure des paramètres cosmologiques à l'aide des analyses BAO de SDSS. Nous comparons et complétons ces mesures avec les données de température et de polarisation de Planck et avec les données de supernovae de Pantheon. Le grand intervalle en redshift des mesures de SDSS, qui incluent l'analyse des galaxies, des quasars et de la forêt Lyman- $\alpha$ , nous permet de obtenir de bonnes contraintes cosmologiques.

#### 5.1.2.1 BAO et densité énergétique

Ces mesures de l'histoire de l'expansion de l'univers sont utiles pour la contrainte de la densité d'énergie noire  $\Omega_{\text{DE}}$  pour un modèle  $\Lambda$ CDM standard. Nous analysons également des extensions à un paramètres de ce modèle. La table 5.2 résume les contraintes obtenues avec l'analyse des BAO de SDSS et des autres observables présentées au-dessus. Pour chacun des modèles, la sonde BAO est sensible à  $H_0 r_d/c$ , c'est à dire à l'évolution des distances entre la surface de dernière diffusion et le redshift effectif du catalogue étudié. De ce fait, elle ne peut contraindre la valeur de  $H_0$  sans combinaison à une autre observable. En prenant le modèle  $\Lambda$ CDM plat, une amélioration d'un facteur 1.5 sur la contrainte de  $\Omega_{\text{DE}}$  est observée. Une différence de  $1\sigma$  est observée entre l'analyse BAO seule et la valeur provenant de l'analyse CMB. Sur la figure 5.1, nous reportons visuellement la différence entre les mesures de BAO et de SN par rapport au modèle  $\Lambda$ CDM avec les paramètres du meilleur ajustement de Planck. Toutes les données sont en

accord avec ce modèle. Nous ajoutons la prédiction de trois modèles qui sont possibles d'après la mesure de Planck ; un modèle  $o\Lambda$ CDM avec le paramètre  $\Omega_k = -0.044$  (meilleur ajustement de Planck) ; un modèle  $w\Lambda$ CDM avec le paramètre  $w = -1.585$  (meilleur ajustement de Planck) ; et, un modèle  $\nu\Lambda$ CDM avec le paramètre  $\sum m_\nu = 0.268$  eV (limite haute à 95% de Planck). Les modèles  $o\Lambda$ CDM et  $w\Lambda$ CDM avec ces paramètres sont clairement exclus grâce aux mesures à bas redshifts que nous présentons ici. Les observables de Supernovae et de BAO sont affectées différemment par les différents modèles ce qui les rend complémentaires.

TABLE 5.2 – Mesure et erreur à  $1\sigma$  sur le postérieur marginalisé sur le modèle  $\Lambda$ CDM et des extensions à un paramètre de celui-ci pour les sondes BAO, SN et CMB. La valeur reportée pour la limite de la masse des neutrinos est à 95%

Modèle	Sondes	$\Omega_{DE}$	$H_0$ [km.s <sup>-1</sup> .Mpc <sup>-1</sup> ]	$\Omega_k$	$w$	$\sum m_\nu$ [eV]
$\Lambda$ CDM	BAO	$0.701 \pm 0.016$				
	CMB TP	$0.6836 \pm 0.0084$	$67.29 \pm 0.61$			
	CMB TP + BAO	$0.6881 \pm 0.0059$	$67.61 \pm 0.44$			
	CMB TP + SN	$0.6856 \pm 0.0078$	$67.43 \pm 0.57$			
	CMB TP + BAO + SN	$0.6891 \pm 0.0057$	$67.68 \pm 0.42$			
$o\Lambda$ CDM	BAO	$0.637^{+0.084}_{-0.074}$		$0.078^{+0.086}_{-0.099}$		
	CMB TP	$0.561^{+0.050}_{-0.041}$	$54.5^{+3.3}_{-3.9}$	$-0.044^{+0.019}_{-0.014}$		
	CMB TP + BAO	$0.6882 \pm 0.0060$	$67.69 \pm 0.51$	$-0.0001 \pm 0.0018$		
	CMB TP + SN	$0.670 \pm 0.017$	$65.2 \pm 2.2$	$-0.0061^{+0.0061}_{-0.0054}$		
	CMB TP + BAO + SN	$0.6891 \pm 0.0057$	$67.67 \pm 0.60$	$-0.0001 \pm 0.0018$		
$w$ CDM	BAO	$0.729^{+0.017}_{-0.038}$			$-0.69 \pm 0.15$	
	CMB TP	$0.801^{+0.057}_{-0.022}$			$-1.58^{+0.16}_{-0.35}$	
	CMB TP + BAO	$0.694 \pm 0.012$	$68.4^{+1.4}_{-1.5}$		$-1.034^{+0.016}_{-0.053}$	
	CMB TP + SN	$0.692 \pm 0.010$	$67.43 \pm 0.57$		$-1.035 \pm 0.037$	
	CMB TP + BAO + SN	$0.6929 \pm 0.0075$	$68.21 \pm 0.82$		$-1.026 \pm 0.033$	
$\nu\Lambda$ CDM	CMB TP	$0.680^{+0.016}_{-0.0087}$	$67.0^{+1.2}_{-0.67}$			$< 0.268$
	CMB TP + BAO	$0.6890^{+0.0069}_{-0.0061}$	$67.70^{+0.53}_{-0.48}$			$< 0.134$
	CMB TP + SN	$0.686^{+0.011}_{-0.0083}$	$67.47^{+0.83}_{-0.65}$			$< 0.174$
	CMB TP + BAO + SN	$0.6898 \pm 0.0061$	$67.76 \pm 0.47$			$< 0.125$

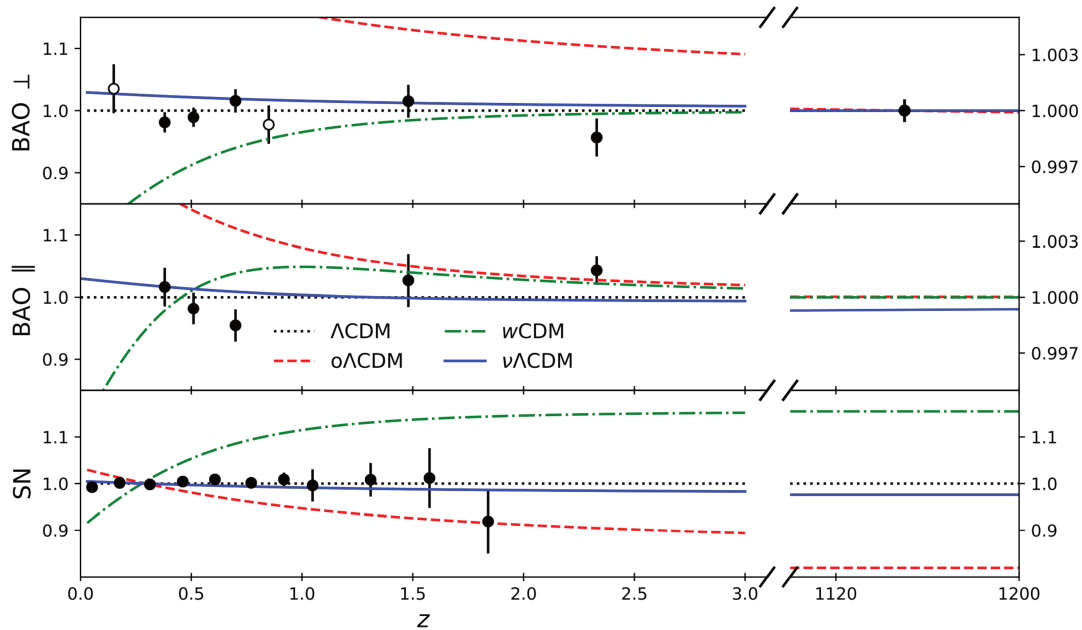


FIGURE 5.1 – Contraintes obtenues à partir des BAO et des SN pour les meilleurs ajustements par Planck pour différents modèles. Les points montrent la différence entre la valeur obtenue et la valeur attendue par Planck pour le diagramme de Hubble. Les courbes de couleurs représentent les prédictions aux valeurs du meilleur ajustement de Planck pour des extensions du modèle  $\Lambda$ CDM.

- **Courbure de l’univers**

Dans un modèle  $o\Lambda$ CDM, les données de température et de polarisation de Planck offrent de bonnes contraintes cosmologiques, avec cependant une dégénérescence importante (voir figure 5.2). Du fait de cette dégénérescence, on peut constater dans la table 5.2, que la contrainte sur  $\Omega_{DE}$  est 5 fois moins forte en ne prenant en compte que le CMB. En utilisant uniquement cette dernière observable, un univers fermé est préféré à plus de  $2\sigma$ . Cependant, la prédiction de l’histoire de l’expansion en utilisant le meilleur ajustement de Planck ( $\Omega_k = -0.044^{+0.019}_{-0.014}$ ) n’est pas en accord avec les mesures à bas redshifts de BAO et SN (figure 5.1). Du fait de la grande variété de redshifts auxquels les distances cosmologiques ont été mesurées par les analyses BAO, des combinaisons différentes des paramètres  $\Omega_m$ ,  $\Omega_k$  et  $r_d H_0/c$  sont contraintes, ce qui permet de briser des dégénérescences. Cela mène à une bonne contrainte sur un modèle  $o\Lambda$ CDM sans nécessiter d’ajout d’information du CMB, avec une détection de  $8\sigma$  d’une constante cosmologique ( $\Omega_{DE} = 0.637^{+0.084}_{-0.074}$ ). Bien que, seuls, les analyses BAO contraignent  $\sim 6$  fois moins bien la courbure de l’univers que le CMB, leur ajout (et, dans une moindre mesure des analyses SN) à celle du CMB améliore la contrainte d’un facteur 10 par rapport au CMB seul. Cette mesure, en combinant les différentes sondes favorise un univers plat,  $\Omega_k = -0.0001 \pm 0.0018$  (voir la figure 5.2).

- **Équation d’état de l’énergie noire**

Ensuite, nous considérons un univers plat avec le paramètre décrivant l’équation d’état de l’énergie noire  $w$  libre. Dans le cas de l’analyse avec le CMB uniquement, ce paramètre est fortement dégénéré avec  $\Omega_m$ , comme nous pouvons le voir sur la figure 5.3. Cette dégénérescence mène à une contrainte cinq fois moins bonne sur  $\Omega_{DE}$  que dans le modèle  $\Lambda$ CDM. De plus, le CMB seul obtient, dans son meilleur ajustement, une valeur de  $w = -1.58^{+0.16}_{-0.35}$ , à plus de  $1\sigma$  de la valeur attendue dans le cadre d’une constante cosmologique ( $w = -1$ ).

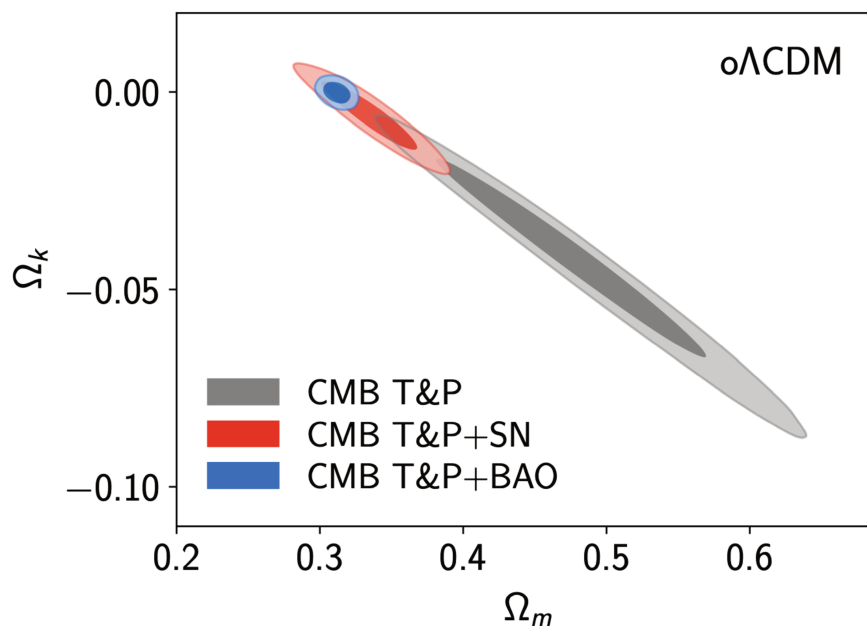


FIGURE 5.2 – Contraintes à partir des sondes de l’histoire de l’expansion et du CMB dans le cadre d’un modèle  $\omega\Lambda\text{CDM}$ . Les contours représentent les contraintes à 68% et 95%.

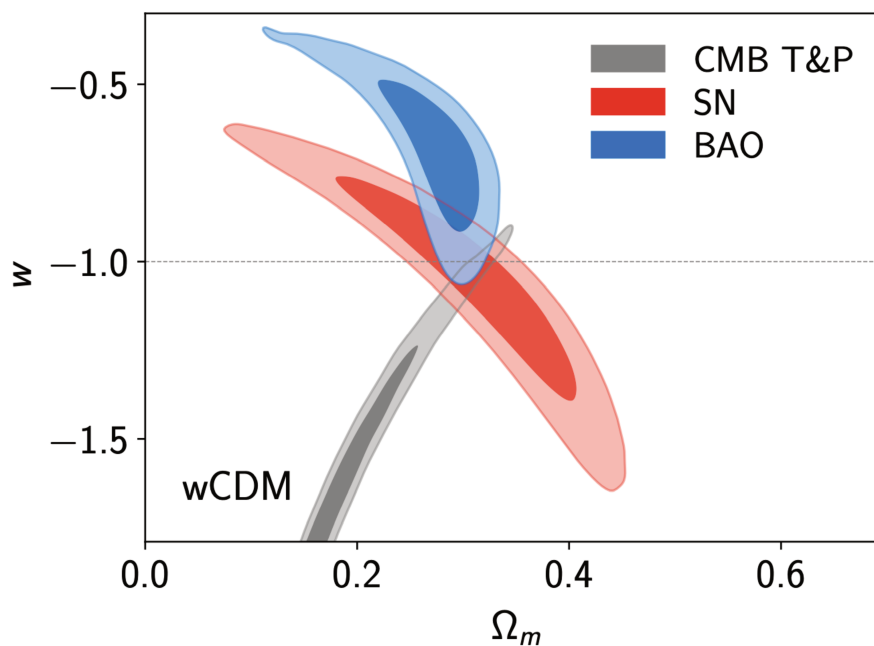


FIGURE 5.3 – Contraintes à partir des sondes de l’histoire de l’expansion et du CMB dans le cadre d’un modèle  $w\text{CDM}$ . Les contours représentent les contraintes à 68% et 95%.

La mesure dans le plan  $w\text{-}\Omega_m$  provenant des BAO semble moins dégénérée (voir figure 5.3), tandis que la mesure à partir des SN est dégénérée perpendiculairement à la dégénérescence provenant du CMB, ceci explique la forte amélioration dans leur combinaison. Finalement, en combinant les trois observables, la valeur du paramètre  $\Omega_{\text{DE}}$  est en accord avec la mesure dans le cadre du modèle  $\Lambda\text{CDM}$ , et la valeur de  $w = -1.026 \pm 0.033$  est compatible avec une constante cosmologique.

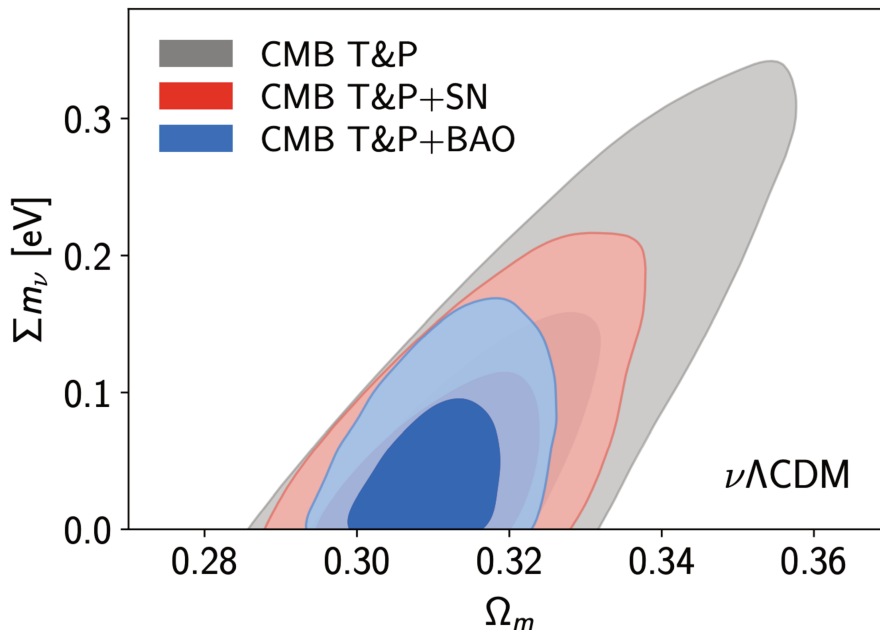


FIGURE 5.4 – Contraintes à partir des sondes de l’histoire de l’expansion et du CMB dans le cadre d’un modèle  $\nu\Lambda\text{CDM}$ . Les contours représentent les contraintes à 68% et 95%.

- **masse des neutrinos**

L’histoire de l’expansion de l’univers permet également de mettre une limite à la somme des masses des neutrinos. Pour cela, nous considérons le modèle  $\nu\Lambda\text{CDM}$  plat. Avec l’analyse de Planck seule, cette limite (à 95% de confiance) est de 268 meV. Étant donné que les neutrinos plus légers que 500 meV sont relativistes au moment de la recombinaison, le CMB en est affecté car ils modifient l’expansion tardive, et en particulier  $D_M(z_{\text{rec}})$ . Cela crée une dégénérescence avec d’autres paramètres modifiant cette même valeur, tel que  $\Omega_m$ , ce qui est visible sur la figure 5.4. D’un autre côté, l’ajout de mesure à plus bas redshift (BAO et SN) permet de briser cette dégénérescence, et en combinant les trois observables la limite passe à 125 meV.

Pour résumer l’impact des mesures de l’expansion de l’univers à bas redshift (BAO et SN), nous avons vu qu’elles permettent de compléter celles du CMB. La table 5.2 montre que ces mesures permettent d’exclure des valeurs importantes pour la courbure de l’univers qui étaient favorisées par le CMB seul, et elles améliorent la contrainte sur  $\Omega_{\text{DE}}$  d’un facteur 8 dans le cadre de  $\text{o}\Lambda\text{CDM}$ . De la même façon pour le modèle  $w\Lambda\text{CDM}$ , ces mesures sont entièrement compatibles avec la valeur  $w = -1$  de  $\Lambda\text{CDM}$  exclue à près de  $2\sigma$  par Planck seul et améliorent la contrainte sur  $\Omega_{\text{DE}}$  d’un facteur 5. Enfin, quelle que soit l’extension à un paramètre utilisée et en utilisant les trois observables, la densité en énergie noire est en accord avec  $\Omega_{\text{DE}} = 0.69$ .

### 5.1.2.2 BAO et tension $H_0$

Le taux d’expansion actuel  $H_0$  est un paramètre de base du modèle  $\Lambda\text{CDM}$ , il permet, entre autre, d’estimer l’âge de l’univers et de tester les modèles d’énergie noire (Weinberg et al., 2013). Comme vu dans le chapitre 1, il existe une forte tension entre les mesures directes de  $H_0$  à partir des échelles locales de distances et les estimations de  $H_0$  faites à partir du CMB (Riess et al., 2016). Cette tension est maintenant supérieure à  $4\sigma$ . Dans la première partie de

TABLE 5.3 – Contraintes sur le paramètre  $H_0$ . La première partie du tableau représente les résultats obtenues par différentes collaborations à partir de mesures sans relation avec le CMB. La deuxième partie montre les résultats obtenues par Planck. Enfin, la troisième partie de ce tableau montre les contraintes sur  $H_0$  avec les BAO.

Sondes	Modèle cosmologique	$H_0$ [km.s <sup>-1</sup> .Mpc <sup>-1</sup> ]	Références
Distance ladder		74.0±1.4	Riess et al. (2019)
GW sirens		70±10	GW (2017)
TFR		76.2±4.3	Tully et al. (2016)
TRGB		69.6±1.9	Freedman et al. (2020)
Lensing time delays	$\Lambda$ CDM	73.3±1.8	Birrer et al. (2019)
CMB TP	$\Lambda$ CDM	67.28±0.61	Planck Collaboration et al. (2018)
CMB TP	$o\Lambda$ CDM	54.5 <sup>+3.3</sup> <sub>-3.9</sub>	Planck Collaboration et al. (2018)
CMB TP + BAO + SN	$ow_0w_a$ CDM	67.87±0.86	
BBN + BAO	$\Lambda$ CDM	67.35±0.97	

la table 5.3, nous reportons la valeur de  $H_0$ , pour les mesures directes (sans présupposition de modèle cosmologique). Par exemple, Riess et al. (2019) utilise la parallaxe des étoiles locales pour calibrer la distance des céphéides, qui vont elles-mêmes servir à calibrer la luminosité absolue des SN Ia. D'autres indicateurs ont été utilisés tels que les géantes rouges (Freedman et al., 2020) la relation de Tully-Fischer dans les galaxies (Neill et al., 2014), les ondes gravitationnelles provenant d'étoiles à neutrons (GW, 2017). D'autres mesures indirectes font l'hypothèse d'un modèle pour extrapoler la valeur à  $z = 0$  du fait de leur plus haut redshift ; la collaboration H0LiCOW (Birrer et al., 2019) utilise le retard d'observation entre deux images d'un même quasar dû au lentillage fort.

La deuxième partie du tableau 5.3 montre la valeur de  $H_0$  obtenue à partir de la mesure du CMB. Nous constatons, d'après la grande différence entre ces deux mesures, que la détermination de  $H_0$  est fortement influencée par le modèle utilisé (du fait de dégénérescences présentées dans la section précédente et de  $\Omega_k \neq 0$ ).

Nous analysons ici deux façons d'utiliser les BAO pour étudier la tension de  $H_0$ . Premièrement, nous combinons les données du CMB avec les SN et les BAO en utilisant un modèle très flexible ce qui nous permet de montrer que la tension n'est pas due à l'hypothèse  $\Lambda$ CDM. Ensuite, nous présentons une analyse des BAO sans prendre en compte les anisotropies du CMB, avec pour a priori les résultats provenant de l'analyse de la nucléosynthèse primordiale (BBN), pour démontrer que la tension n'est pas due à une erreur systématique dans les données du CMB.

- **Échelle inverse des distances**

Dans nos analyses BAO, nous sommes sensibles à  $D_M(z)/r_d$  et à  $D_H(z)/r_d = c/(H(z)r_d)$ . Pour pouvoir en extraire une valeur de  $H(z = 0)$ , il nous faut prendre une valeur de  $r_d$  à partir d'une autre observable. En supposant que l'histoire de l'expansion s'est effectuée sans à-coup, que la physique avant recombinaison est connue, et que la température moyenne du CMB est bien mesurée ;  $r_d$  dépend uniquement de  $\Omega_{\text{cdm}}h^2$  et de  $\Omega_b h^2$ . Dans cette partie, nous prenons ces valeurs égales au meilleur ajustement des données de température et de polarisation du CMB, ce qui fixe  $r_d = 147.06$  Mpc. Ensuite, nous extrapolons les valeurs de  $H(z)$  des analyses BAO jusqu'à  $z = 0$  avec un modèle  $ow_0w_a$ CDM pour rester le plus général possible. Notons que l'utilisation d'un modèle très flexible est possible



grâce à la contrainte apportée sur l'évolution du taux d'expansion par les analyses à bas redshifts (BAO et SN). Les données du CMB ne permettent pas cela comme le montre la deuxième partie de la table 5.3 où l'on constate que l'ajout d'un paramètre dans le modèle  $\Lambda$ CDM augmentait déjà l'erreur d'un facteur compris entre 5 et 8. La troisième partie de cette table montre, cependant, que la combinaison des BAO, SN et CMB sur un modèle  $ow_0w_a$ CDM, nous fournit  $H_0 = 67.87 \pm 0.86 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  avec une incertitude et une valeur comparable à l'analyse des données du CMB seul sur un modèle  $\Lambda$ CDM ( $H_0 = 67.28 \pm 0.61 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ ). Obtenir une valeur équivalente en utilisant un modèle bien plus ouvert que le modèle  $\Lambda$ CDM plat, tend à montrer que la tension de  $H_0$  n'est pas due à une prise en compte d'un modèle particulier pour la mesure de  $H_0$  avec les données du CMB.

- **Valeur de  $H_0$  avec BAO et BBN**

Dans cette partie, nous testons le modèle standard  $\Lambda$ CDM mais sans prendre en compte les anisotropies du CMB dans l'analyse. Notre collection de mesures BAO nous permet d'obtenir une valeur de  $r_d H_0 / c$ . Les paramètres  $\omega_{\text{cdm}}$  et  $H_0$  sont ajustés par les données BAO et nous utilisons l'information de la BBN pour  $\omega_{\text{b}}$ . La mesure du rapport d'abondance entre Deutérium et Hydrogène implique  $\omega_{\text{b}} = 0.02235 \pm 0.00037$  (PDG - Group et al. (2020)). La figure 5.5 montre la contrainte sur le plan  $H_0$ - $\Omega_{\text{m}}$ , en utilisant les analyses BAO et l'a priori de la BBN. Nous obtenons une précision inférieure à  $1 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  en grande partie du fait de la dégénérescence très différente entre les bas redshifts ( $z < 1$  - correspond aux galaxies) et les hauts redshifts ( $z > 1$  - correspondant aux quasars et aux forêts Lyman- $\alpha$ ). Cette différence peut s'expliquer simplement si nous faisons l'hypothèse qu'une grande part de l'information du BAO se retrouve dans le terme isotrope  $D_V / r_d$ . L'évolution de  $D_V / r_d$  par rapport à  $\Omega_{\text{m}}$  est clairement différente en fonction du redshift de l'analyse. Ceci s'explique par la définition de la distance caractéristique du volume comobile,

$$D_V \propto \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_{r,0}(1+z')^4 + \Omega_{m,0}(1+z')^3 + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{k,0}(1+z')^2}}. \quad (5.2)$$

Nous constatons ici que  $\frac{dD_V}{d\Omega_{\text{m}}} = \text{fonction}(z)$  et cela se retrouve dans la dégénérescence croisée entre les bas et hauts redshifts sur le plan  $H_0$ - $\Omega_{\text{m}}$ .

Avec cette étude, nous avons obtenu donc une précision du même ordre qu'en analysant la température et la polarisation du CMB; de plus, nous constatons que les valeurs sont en accord. Nous montrons de ce fait, que la tension de  $H_0$  entre CMB et les mesures directes ne seraient pas dues à une systématique non ou mal prise en compte dans l'étude du fond diffus cosmologique.

Pour résumer, cette tension  $H_0$  à plus de  $4\sigma$  entre la valeur déduite de l'analyse du CMB et celle provenant des mesures directes peut en partie être testée grâce aux mesures de l'expansion de l'univers à plus bas redshift. Dans un premier temps, nous avons montré que l'ajout de l'analyse des BAO et des SN permet d'ouvrir le modèle pour le rendre moins contraignant, passant de  $\Lambda$ CDM à  $ow_0w_a$ CDM (possibilité d'une courbure non nulle et d'une équation d'état de l'énergie noire libre et fonction du temps). Le résultat obtenu est en accord avec l'analyse du CMB dans le cadre de  $\Lambda$ CDM, nous pouvons en conclure que la tension ne proviendrait pas d'un modèle trop contraignant. Ensuite, nous avons analysé la valeur de  $H_0$  en prenant en compte les BAO et la BBN, sans indication provenant des anisotropies du CMB. Notre résultat est une

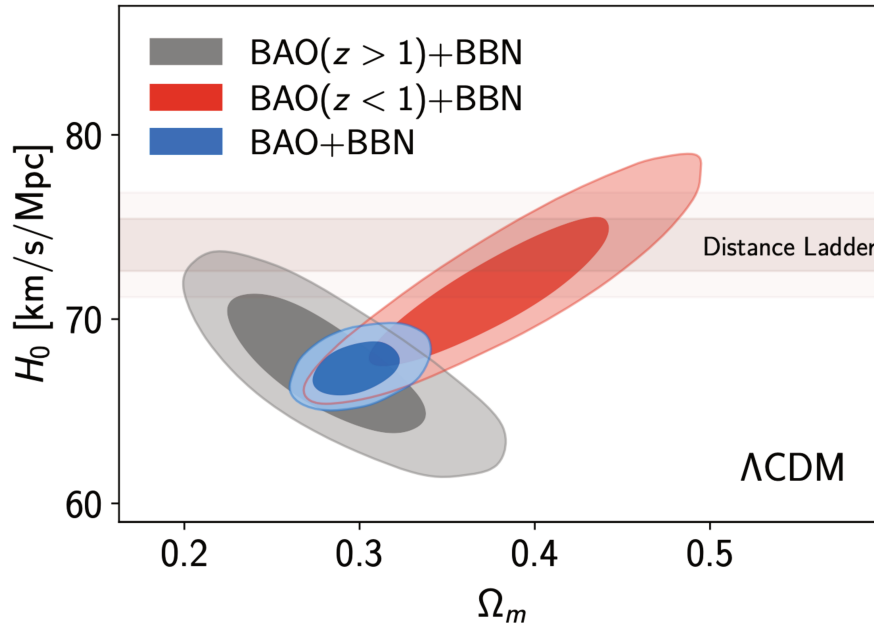


FIGURE 5.5 – Contraintes sur  $H_0$  à partir d’une combinaison des analyses BAO et BBN. Les contours représentent les contraintes à 68% et 95%. Les zones ombragées horizontales représentent la contrainte sur  $H_0$  de l’analyse Riess et al. (2019).

nouvelle fois en accord avec l’analyse du CMB, ce qui nous permet de dire que les données du CMB, de SN et de BAO sont cohérentes et que la tension sur la valeur de  $H_0$  avec les analyses de l’univers local ne serait pas due à des systématiques non comprises dans l’analyse du CMB. Sur la figure 1.7, sont visibles des explications possibles à cette tension sur le paramètre  $H_0$  au travers de nouvelles physiques.

### 5.1.3 Mesures de la croissance des structures

Dans l’analyse de la forme complète du spectre de puissance, nous mesurons la croissance des structures au travers des RSD, dans cette section nous nous concentrons sur la mesure de  $f\sigma_8$ . De par la large gamme en redshift étudiée dans (e)BOSS, nous pouvons en obtenir une mesure précise. Nous comparons dans cette section l’implication cosmologique de cette étude au lentillage gravitationnel faible et au lentillage observable dans le CMB. Dans un second temps, nous testons l’impact du taux de croissance des structures sur la contrainte des fluctuations de matière et sur la relativité générale dans les modèles cosmologiques. La figure 5.6 montre les mesures de  $f\sigma_8$  en fonction du redshift ; nous avons mis en avant dans cette figure les mesures provenant de SDSS et particulièrement celle provenant de l’analyse présentée dans le chapitre 4 qui contraint une partie de la gamme en redshift non analysée avant l’étude de l’échantillon de quasars de eBOSS. Comme nous l’avons vu dans le chapitre précédent, dans le cas de notre échantillon de quasar, la valeur de  $f\sigma_8$  est plus haute que la valeur prédite par Planck avec le modèle  $\Lambda$ CDM. D’autres modèles pourraient expliquer notre haute valeur de  $f\sigma_8$  tel que les modèles de cosmologie dite en loi de puissance qui prédisent un  $f\sigma_8$  constant en fonction du redshift (Tutusaus et al., 2017). Également, cette valeur différente de  $f\sigma_8$  pourrait s’expliquer par une théorie de la gravité modifiée (Li and Zhao, 2019). Dans ce manuscrit, nous nous concentrons sur les contraintes apportées par le relevé SDSS dans le cadre de  $\Lambda$ CDM ou de ses extensions.

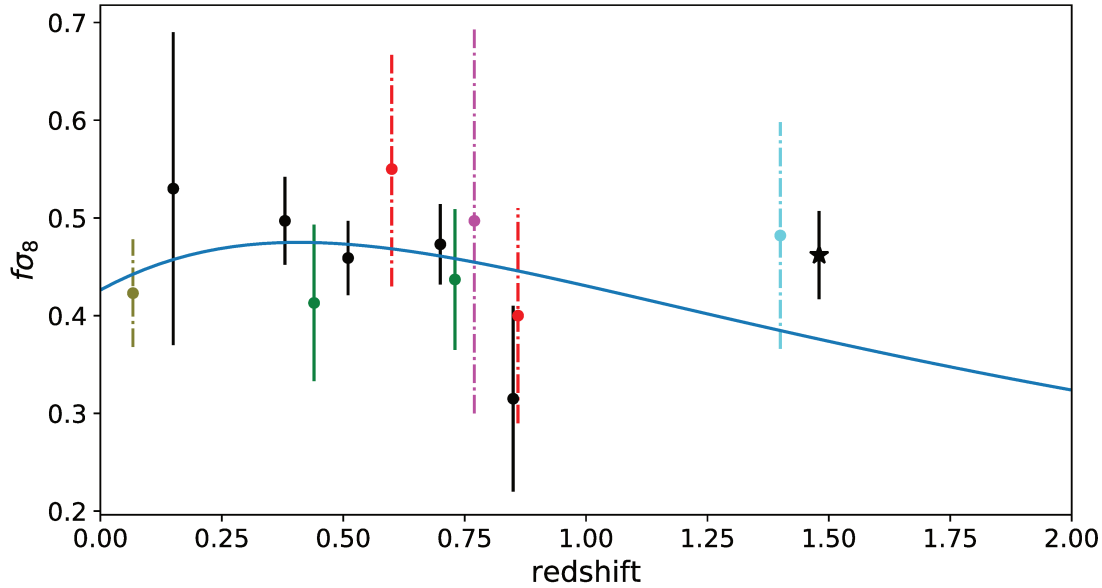


FIGURE 5.6 – Mesures de  $f\sigma_8$  à partir de différents relevés. Les points olive, verts, rouges, violet et cyan représentent respectivement les mesures des relevés 6dFGS, WiggleZ, VIPERS, VDSS et Subaru. Les analyses SDSS sont représentées en noir avec l’analyse de quasars présentée dans le chapitre 4 distinguée par un marqueur étoile. Les points ayant une barre d’erreur pointillée proviennent d’analyses dont les paramètres d’Alcock-Paczynski ne sont pas libres.

### 5.1.3.1 RSD et extension de $\Lambda$ CDM

Dans cette section, nous présentons l’impact des mesures du taux de croissance des structures sur des modèles d’extension à un paramètre de  $\Lambda$ CDM en les combinant aux mesures de température et de polarisation du CMB. Ils correspondent à la partie RSD de la table 5.1, et n’incluent donc que la contrainte sur  $f\sigma_8$ . Nous comparons ces résultats à ceux du lentillage gravitationnel faible également combinés au CMB.

- **Croissance des structures et courbure de l’univers**

Nous étudions ici l’impact des mesures de la croissance des structures sur le modèle  $\omega\Lambda$ CDM. Pour cela, nous combinons de façon disjointe les mesures de RSD, de lentillage gravitationnel faible et de lentillage du CMB aux mesures de température et de polarisation du CMB. Pour finalement combiner les résultats des différentes sondes. Ces résultats sur les paramètres cosmologiques sont répertoriés dans la première partie de la table 5.4 et visibles sur la figure 5.7. Nous rappelons qu’avec les seules données de température et de polarisation du CMB, le modèle d’univers non plat perd de sa précision sur tous les paramètres (par rapport au modèle  $\Lambda$ CDM), et obtient une probabilité excluant un univers plat à plus de  $2\sigma$ ,  $\Omega_k = -0.044^{+0.019}_{-0.014}$ . Nous constatons que l’ajout des mesures de RSD ont un faible impact sur cette analyse, contrairement au lentillage faible qui permet grandement améliorer la précision sur les paramètres et ramène le meilleur ajustement en accord avec un univers plat. Cette prédominance de la partie lentillage faible sur le résultat par rapport aux RSD provient des sources de galaxies à bas redshift  $0.20 < z < 0.43$ . En combinant les mesures de ces différentes observables, le modèle est maintenant compatible avec un univers plat,  $\Omega_k = -0.0010^{+0.0043}_{-0.0038}$ . Cette mesure a une erreur deux fois moins bonne que la mesure faite à partir des sondes de l’histoire de l’expansion de l’univers mais est en accord avec celle-ci.

TABLE 5.4 – Contraintes cosmologiques à partir des mesures de la croissance des structures sur des extensions du modèle  $\Lambda$ CDM.

Modèle	Sondes	$\Omega_m$	$\Omega_{DE}$	$\sigma_8$	$\Omega_k$	$w$
$\Lambda$ CDM	CMB TP	$0.483^{+0.055}_{-0.069}$	$0.561^{+0.050}_{-0.041}$	$0.774^{+0.016}_{-0.014}$	$-0.044^{+0.019}_{-0.014}$	
	CMB TP + RSD	$0.455^{+0.052}_{-0.062}$	$0.581^{+0.045}_{-0.039}$	$0.780 \pm 0.014$	$-0.036^{+0.017}_{-0.013}$	
	CMB TP + WL	$0.310 \pm 0.017$	$0.690 \pm 0.013$	$0.806 \pm 0.010$	$-0.0004 \pm 0.0048$	
	CMB (TP+lens) + RSD + WL	$0.313 \pm 0.014$	$0.688 \pm 0.011$	$0.8069 \pm 0.0094$	$-0.0010^{+0.0043}_{-0.0038}$	
$w$ CDM	CMB TP	$0.199^{+0.022}_{-0.057}$	$0.801^{+0.057}_{-0.022}$	$0.970^{+0.096}_{-0.045}$		$-1.58^{+0.016}_{-0.035}$
	CMB TP + RSD	$0.293^{+0.027}_{-0.034}$	$0.707^{+0.034}_{-0.027}$	$0.836 \pm 0.030$		$-1.09 \pm 0.11$
	CMB TP + WL	$0.188^{+0.012}_{-0.046}$	$0.812^{+0.046}_{-0.012}$	$0.977^{+0.083}_{-0.037}$		$-1.61^{+0.013}_{-0.030}$
	CMB (TP+lens) + RSD + WL	$0.275^{+0.023}_{-0.029}$	$0.725^{+0.029}_{-0.023}$	$0.846 \pm 0.028$		$-1.14 \pm 0.10$

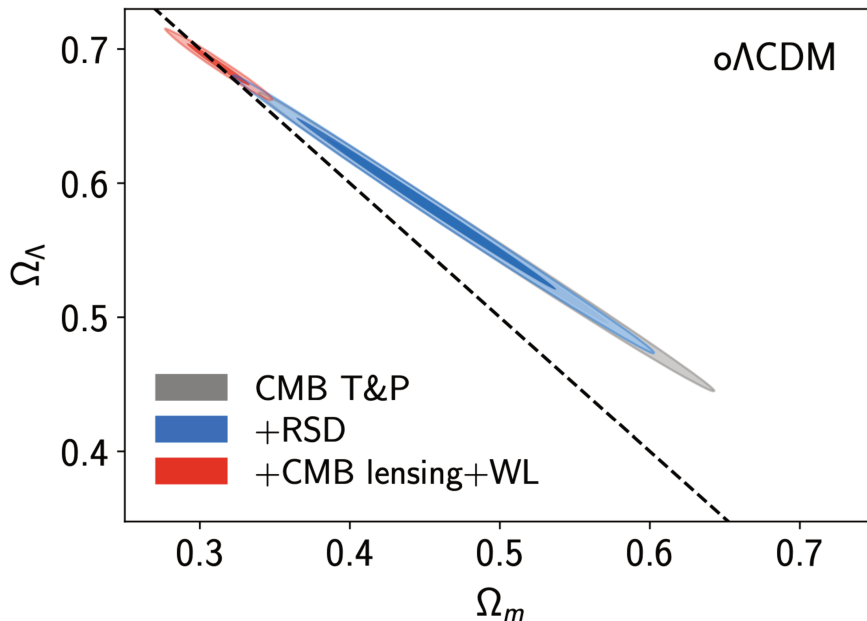


FIGURE 5.7 – Contraintes cosmologiques à partir des mesures de la croissance des structures (et du CMB) sur le plan  $\Omega_\Lambda - \Omega_m$  dans le cadre du modèle  $\Lambda$ CDM. La ligne tiretée représente un univers plat ( $\Omega_k = 0$ ).

#### • Croissance des structures et énergie noire

Dans cette deuxième partie, nous faisons l’hypothèse d’un univers plat dont l’équation d’état de l’énergie noire  $w$  est fixe dans le temps mais peut être différente de la valeur fiducielle  $w = -1$ . De la même façon que précédemment, nous regardons l’impact des différentes sondes de la croissance que nous combinons aux mesures cosmologiques du CMB TP. Les résultats cosmologiques de ces études sont reportés dans la deuxième partie de la table 5.4 et sur la figure 5.8. L’analyse de Planck (TP + lentillage) nous amène à une valeur incompatible à plus de  $2\sigma$  avec la constante de  $\Lambda$ CDM. Pour cette extension de  $\Lambda$ CDM nous observons que les RSD fournissent la contrainte principale avec une amélioration sur la précision des paramètres et un contour maintenant compatible avec  $w = -1$ . La valeur du meilleur ajustement de Planck seul est maintenant en désaccord à  $4.5\sigma$  avec cette étude combinant CMB et RSD. En combinant toutes les sondes de la croissance des structures aux résultats de CMB TP, nous obtenons  $w = -1.14 \pm 0.10$ .

Pour ces deux extensions de modèles, l’ajout des mesures de croissance (en incluant le lentillage) améliore la contrainte sur les paramètres cosmologiques d’un facteur allant de 2.5 à 4. De plus, nous constatons que, dans les deux cas, l’ajout de ces mesures conforte grandement l’accord au modèle  $\Lambda$ CDM, plat et avec une équation d’état égale  $w = -1$ .

#### 5.1.3.2 RSD et $\sigma_8$

En se plaçant dans le cadre de  $\Lambda$ CDM, les analyses de RSD et de lentillage prédisent l’amplitude des fluctuations de matière par la mesure de  $\sigma_8$  à un redshift donné. Cette mesure peut être extrapolée jusque  $z = 0$  en utilisant un modèle cosmologique, ce qui est semblable à la technique utilisée pour le calcul de  $H_0$  par l’échelle inverse de distance avec les BAO. Ces mesures peuvent ensuite être comparées avec la mesure de la prédiction du CMB. Ici, nous regardons l’effet des mesures de la croissance des structures dans le plan  $\Omega_m - \sigma_8$  dans  $\Lambda$ CDM. La figure 5.9 montre

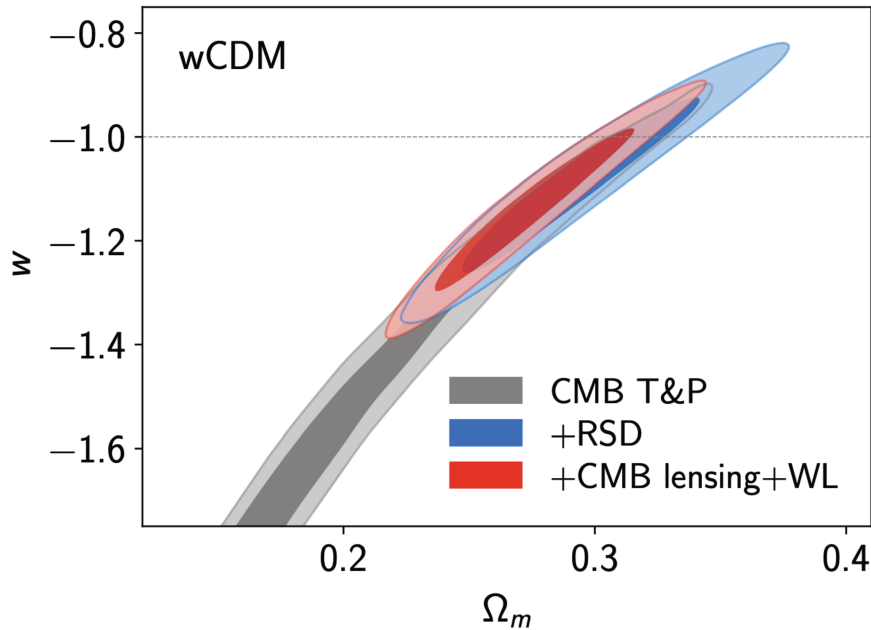


FIGURE 5.8 – Contraintes cosmologiques à partir des mesures de la croissance des structures (et du CMB) sur le plan  $w - \Omega_m$  dans le cadre du modèle  $w$ CDM. La ligne pointillée représente une équation d'état de l'énergie noire  $w = -1$ .

l'impact des RSD, du lentillage faible et du lentillage du CMB sur ce plan. La dégénérescence pour ces trois études suit la même tendance, un  $\Omega_m$  plus bas induit un  $\sigma_8$  plus haut. Cependant nous observons une différence d'angle de dégénérescence due à une dépendance différente à la cosmologie et aux redshifts d'application différents. Le contour des RSD est le plus grand des trois, mais apporte la meilleure contrainte sur  $\sigma_8$ , avec  $\sigma_8 = 0.838 \pm 0.059$ . Les deux autres sondes ont de plus fortes dégénérescences qui résultent en de moins bonnes contraintes sur  $\sigma_8$ . La combinaison des trois résultats donne une contrainte de  $\sigma_8 = 0.843 \pm 0.039$  (amélioration de 30% par rapport à RSD seul) et  $\Omega_m = 0.259 \pm 0.036$ . Nous pouvons observer, sur la figure, que ce dernier contour, ainsi que les contours des analyses individuelles, sont compatibles avec l'analyse des données de température et polarisation du CMB.

### 5.1.3.3 RSD et gravité modifiée

Dans cette section, nous utilisons les mesures de croissance des structures pour étudier des modifications possibles à la relativité générale dans le cadre de  $\Lambda$ CDM. En suivant le travail de [Abbott et al. \(2019\)](#), nous testons une déviation à la relativité générale en introduisant deux paramètres,  $\mu(a)$  et  $\Sigma(a)$  qui modifient l'équation de Poisson définie dans l'équation 3.8 (que nous définissons ici en espace de Fourier) tel que

$$\begin{aligned} k^2\Phi &= -4\pi G a^2(1 + \mu)\bar{\rho}\delta, \\ k^2(\Phi + \Psi) &= -8\pi G a^2(1 + \Sigma)\bar{\rho}\delta, \end{aligned} \quad (5.3)$$

avec  $\Phi$  et  $\Psi$  correspondant, respectivement, à la partie temporelle et spatiale des perturbations de la métrique. Le paramètre  $\mu$  modifie le taux des croissances des structures tandis que  $\Sigma$  induit une possible perturbation dans le champ de particules non massives par rapport aux particules massives. Notons que dans le cadre de la relativité générale,  $\Phi = \Psi$  et donc,  $\mu = \Sigma = 0$ .

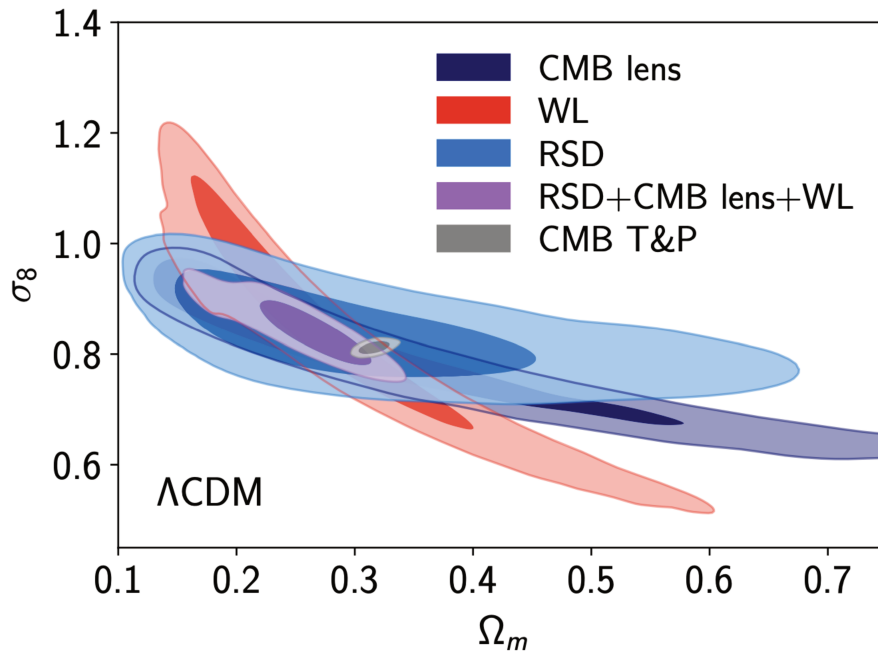


FIGURE 5.9 – Contraintes cosmologiques à partir des mesures de la croissance des structures (et du CMB) sur le plan  $\sigma_8 - \Omega_m$  dans le cadre du modèle  $\Lambda$ CDM.

Toujours suivant [Abbott et al. \(2019\)](#), nous pouvons décrire l'évolution dans le temps de ces paramètres par

$$\mu(a) = \mu_0 \frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_{\Lambda,0}}, \quad \Sigma(a) = \Sigma_0 \frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_{\Lambda,0}}. \quad (5.4)$$

Les analyses RSD ne sont sensibles qu'à  $\Phi$  et donc à  $\mu$ . D'un autre côté, les analyses de lentillage faible sont sensibles à la propagation de la lumière, ce qui les rend sensibles à  $\Phi + \Psi$  et donc à  $\Sigma$ .

Dans cette analyse de la contrainte de la relativité générale, nous fixons les paramètres cosmologiques à la valeur du meilleur ajustement de  $\Lambda$ CDM par l'analyse de CMB TP par Planck. La figure 5.10 montre la contrainte sur les paramètres  $\mu$  et  $\Sigma$  à partir des RSD et du lentillage ainsi que leur combinaison. Comme attendu, ces analyses sont complémentaires et nous fournissent une contrainte de  $\mu_0 = -0.04 \pm 0.25$  et  $\Sigma_0 = -0.024 \pm 0.054$ , en accord avec la prédiction de la relativité générale  $\mu_0 = \Sigma_0 = 0$ .

#### 5.1.4 Contraintes cosmologiques globales

Après avoir étudié l'impact de l'histoire de l'expansion d'une part et celui de la croissance des structures d'autre part, nous présentons dans cette section ce que le relevé de SDSS complet nous apprend sur la composition de l'univers en le combinant aux autres principales sondes cosmologiques. Ce relevé SDSS comprend donc les analyses BAO et RSD. Pour cela, nous reprenons les sondes que nous avons précédemment utilisées ; le CMB avec les résultats de Planck (en incluant le lentillage), le relevé de SN Ia Pantheon, et les résultats de la première année de DES (3x2pts). Nous commençons par nous focaliser sur les contraintes cosmologiques dans le cadre de  $\Lambda$ CDM ; dans un second temps, nous nous concentrons sur les extensions de ce modèle ; pour



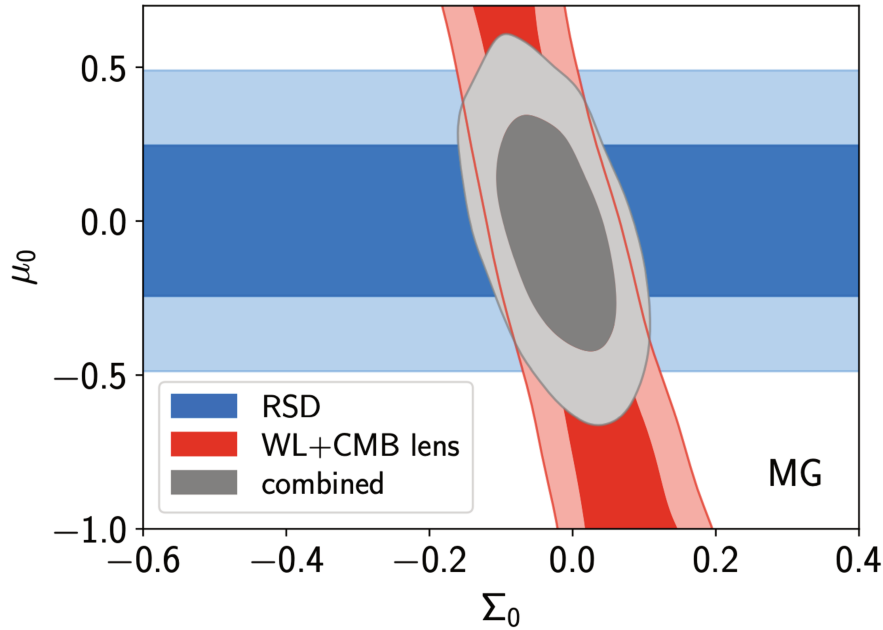


FIGURE 5.10 – Contraintes sur la relativité générale à partir des mesures de la croissance des structures sur le plan  $\mu_0 - \Sigma_0$  dans le cadre du modèle  $\lambda$ CDM.

finir, nous présentons la contrainte sur la masse des neutrinos en utilisant les différentes sondes cosmologiques.

#### 5.1.4.1 $\Lambda$ CDM

Nous présentons, ici, les résultats de SDSS en les comparant et les combinant avec les résultats des relevés Planck, DES et Pantheon. Nous nous concentrons sur les paramètres  $\Omega_m$ ,  $\sigma_8$  et  $H_0$  auxquels les analyses de la structuration de galaxies sont particulièrement sensibles. La figure 5.11 montre les plans  $\sigma_8$ - $\Omega_m$  et  $H_0$ - $\Omega_m$  pour les quatre relevés. Nous rappelons que les mesures des analyses de SDSS et de DES sont présentées sans a priori venant du CMB mais avec un a priori sur  $\omega_b$  inspiré de la BBN et sur  $n_s = 0.96 \pm 0.02$ . Pour les deux graphiques, nous constatons une forte dégénérescence pour le relevé DES, ainsi qu'une valeur de  $\Omega_m$  systématiquement plus basse que Planck. Le relevé SDSS, apporte de bonnes contraintes sur ces paramètres sans dégénérescence importante, il est en accord avec les différentes sondes d'univers primordial. La tension sur le paramètre  $H_0$  observée entre Planck et les analyses de mesure directe dans l'univers local n'est pas atténuée par l'ajout des mesures de SDSS. En combinant les sondes Planck, DES, Pantheon et SDSS nous obtenons une mesure des paramètres cosmologiques en accord avec l'analyse de Planck seule, avec  $\Omega_\Lambda = 0.6959 \pm 0.0047$ ,  $H_0 = 68.19 \pm 0.36 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  et  $\sigma_8 = 0.8073 \pm 0.0056$ . Nous pouvons comparer la valeur de  $H_0$  avec la valeur de Riess et al. (2019),  $H_0 = 74.03 \pm 1.42 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ , qui reste en désaccord profond avec plus de  $4\sigma$  de différence.

#### 5.1.4.2 Extensions au modèle $\Lambda$ CDM

Nous nous intéressons, ici, aux contraintes que nous plaçons sur des extensions du modèle  $\Lambda$ CDM avec les mêmes combinaisons de sondes que dans la section précédente. Nous prenons en compte le modèle avec une courbure libre  $\omega\Lambda$ CDM, avec une équation d'état de l'énergie



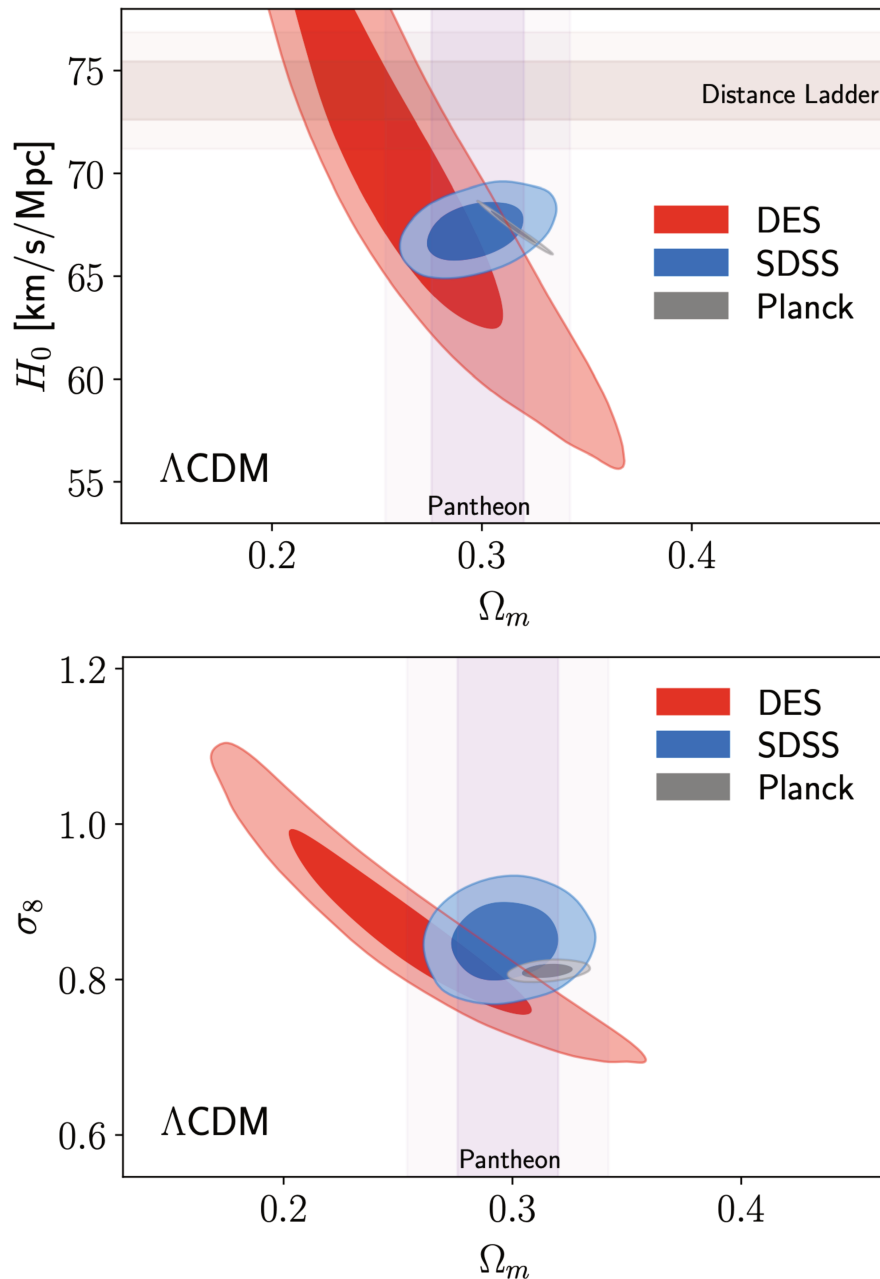


FIGURE 5.11 – Contraintes cosmologiques à partir des relevés SDSS, DES, Planck et Pantheon sur le plan  $H_0 - \Omega_m$  (graphique du haut) et  $\sigma_8 - \Omega_m$  (graphique du bas), dans le cadre du modèle  $\Lambda\text{CDM}$ . La contrainte sur la mesure de  $H_0$  à partir de la mesure des Céphéides/SN Ia de [Riess et al. \(2019\)](#) est représentée par la zone ombragée brune.

noire libre  $w\text{CDM}$ , avec cette même équation libre mais pouvant également varier dans le temps  $w_0w_a\text{CDM}$ , et enfin, avec la masse des neutrinos libres  $\nu\Lambda\text{CDM}$ . Les contraintes cosmologiques avec chacune de ces extensions sont résumées dans la table 5.5, ainsi que des combinaisons de ces extensions (par exemple un modèle avec la courbure et l'équation d'état de l'énergie noire libre  $ow\Lambda\text{CDM}$ ).

TABLE 5.5 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques à partir des relevés Planck, SDSS, DES et Pantheon. Dans la première ligne est reportée le résultat pour le modèle standard  $\Lambda$ CDM tandis que les suivantes comportent les résultats des extensions de celui-ci.

Modèle	$\Omega_{\text{DE}}$	$H_0$	$\sigma_8$	$\Omega_k$	$w_0$	$w_a$	$\sum m_\nu$ [eV]
$\Lambda$ CDM	$0.6959 \pm 0.0047$	$68.19 \pm 0.36$	$0.8073 \pm 0.0056$				
$o\Lambda$ CDM	$0.6958 \pm 0.0048$	$68.21 \pm 0.55$	$0.8076 \pm 0.0065$	$0.0001 \pm 0.0017$			
$w$ CDM	$0.6992 \pm 0.0066$	$68.64 \pm 0.73$	$0.8128 \pm 0.0092$		$-1.020 \pm 0.027$		
$ow$ CDM	$0.6997 \pm 0.0069$	$68.59 \pm 0.73$	$0.8127 \pm 0.0091$	$-0.0004 \pm 0.0019$	$-1.023 \pm 0.030$		
$w_0w_a$ CDM	$0.6971 \pm 0.0069$	$68.47 \pm 0.74$	$0.8139 \pm 0.0093$		$-0.939 \pm 0.073$	$-0.31^{+0.28}_{-0.14}$	
$ow_0w_a$ CDM	$0.6988 \pm 0.0072$	$68.20 \pm 0.81$	$0.8140 \pm 0.0093$	$-0.0026 \pm 0.0022$	$-0.912 \pm 0.081$	$-0.48^{+0.36}_{-0.30}$	
$\nu\Lambda$ CDM	$0.6975 \pm 0.0053$	$68.34 \pm 0.43$	$0.8115^{+0.0092}_{-0.0068}$				$< 0.111(95\%)$
$\nu w$ CDM	$0.6993 \pm 0.0067$	$68.65 \pm 0.73$	$0.813^{+0.011}_{-0.0098}$		$-1.019^{+0.034}_{-0.029}$		$< 0.161(95\%)$

- **Paramètres de  $\Lambda$ CDM**

Pour chaque modèle testé, nous ajustons la densité d'énergie noire  $\Omega_{\text{DE}}$ , la constante de Hubble  $H_0$  et l'amplitude du spectre de puissance linéaire  $\sigma_8$ . Notons que les contraintes sur ces paramètres sont, quel que soit le modèle étudié, en accord avec leur valeur en utilisant le modèle standard  $\Lambda$ CDM. La plus grosse différence est de 0.8% sur  $\sigma_8$  pour le modèle  $ow_0w_a\Lambda$ CDM, correspondant à  $0.7\sigma$ . Du fait de la grande complémentarité des sondes utilisées, les extensions ne dégradent pas grandement la précision sur ces paramètres avec pour maximum un facteur 1.5 et 2.3, respectivement pour  $\Omega_\Lambda$  et  $H_0$  avec le modèle  $ow_0w_a\Lambda$ CDM. Pour le paramètre  $\sigma_8$  la plus grosse perte de précision est visible dans le cadre du modèle  $\nu$ wCDM avec un facteur 1.9. La tension  $H_0$  n'est pas levée avec des modèles plus flexibles tel que  $ow_0w_a\Lambda$ CDM pour lequel nous obtenons une contrainte de  $H_0 = 68.20 \pm 0.81 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ . Également, les contraintes sur la croissance des structures améliorent la précision sur  $H_0$  de 6% en comparaison de l'analyse utilisant l'histoire de l'expansion (section 5.1.2.2).

- **Courbure de l'univers et équation de l'énergie noire**

En comparant les résultats du tableau 5.5 avec ceux du tableau 5.2 (qui n'incluent pas les analyses de la croissance des structures), nous constatons une amélioration de 6% de la précision sur  $\Omega_k$  et de 22% sur  $w$ . Cette amélioration est due aux analyses de croissance des structures et particulièrement des RSD dans le cas de  $w$  comme nous l'avons vu dans la section 5.1.3.1. La différence la plus notable entre les extensions du modèle est la mesure de la courbure de l'univers quand on ajoute la possibilité à l'équation d'état de l'énergie noire de varier au cours du temps, avec un écart de 30% correspondant à  $1.1\sigma$ . Sur la figure 5.12, nous montrons les postérieurs du modèle plus flexible,  $ow_0w_a$ CDM. Nous constatons que le relevé SDSS amène de bonnes contraintes sur le paramètre  $\Omega_k$ . En ce qui concerne l'équation d'état, les deux relevés, SDSS et Pantheon, ont un impact similaire avec cependant des dégénérescences différentes dans le plan  $w_0 - \Omega_k$  permettant une amélioration d'un facteur 2 en les combinant. À noter que ce modèle très flexible, ainsi que tous les modèles présentés dans la table 5.5, sont compatibles avec  $\Lambda$ CDM qui est représenté par la ligne pointillée sur la figure.

- **Masse des neutrinos**

Dans tout ce chapitre, sauf indication contraire, nous avons utilisé la somme des masses des neutrinos égale à  $\sum m_\nu = 0.06 \text{ eV}$  en hiérarchie normale, qui est approximée avec un neutrino massif et deux non massifs (Fogli et al., 2012). La mesure de la masse des neutrinos est un objectif important de la physique des particules actuelle, la plus forte contrainte des expériences terrestres est fournie par la collaboration Katrin (Aker et al., 2019) avec une limite haute sur la masse des neutrinos de  $m_\nu < 1.1 \text{ eV}$  à 90%, d'ici 2028 cette collaboration devrait atteindre une limite à 0.2 eV par analyse de détection directe. Ici, nous présentons une mesure indirecte de cette masse des neutrinos à l'aide de l'analyse de relevés cosmologiques. Les deux dernières lignes de la table 5.5 montrent l'ajustement cosmologique en laissant libre la somme des masses de neutrinos (modèle  $\nu\Lambda$ CDM) et en laissant libre, en plus, l'équation d'état de l'énergie noire (modèle  $\nu$ wCDM). Nous reportons les résultats sous forme de limite haute à 95% avec un a priori sur la masse des neutrinos devant être supérieure à 0. Dans le cadre du modèle  $\nu\Lambda$ CDM, cette limite est égale à 0.252 eV en utilisant l'analyse de Planck uniquement, et est réduite à 0.111 eV après l'ajout de toutes les autres sondes, avec un apport important de l'analyse BAO qui

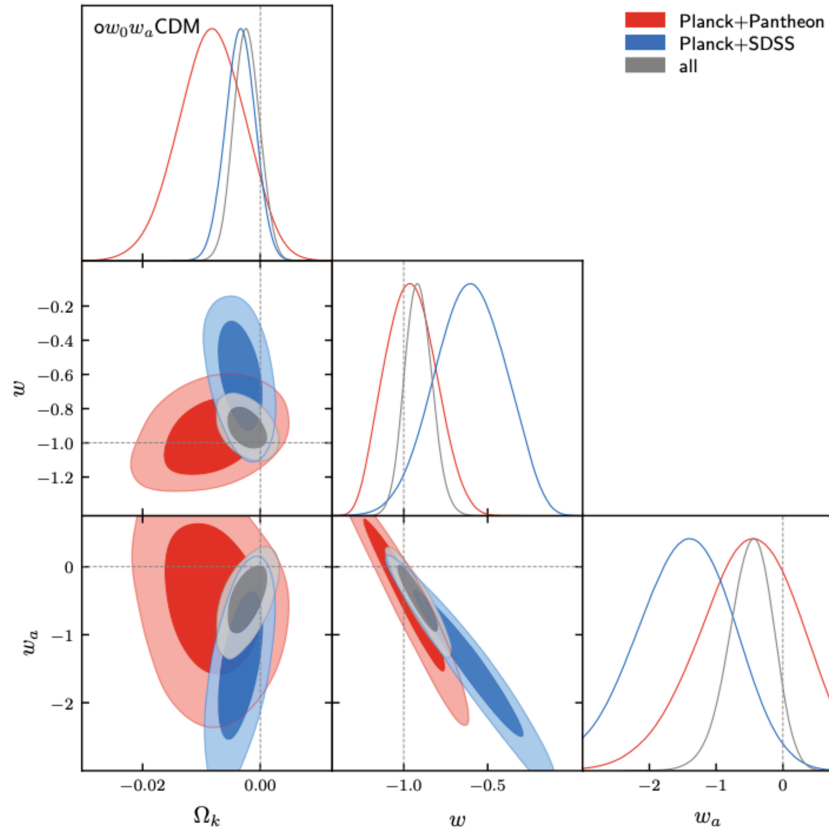


FIGURE 5.12 – Contraintes sur les paramètres de courbure et d’équation d’état dans le modèle  $ow_0w_a\text{CDM}$ , à partir des relevés SDSS et Pantheon combinés à Planck. Les lignes pointillées représentent les valeurs de ces paramètres dans le cadre du modèle  $\Lambda\text{CDM}$ .

permet de briser la dégénérescence avec le paramètres  $\Omega_m$  qui est présente avec le seul CMB. Finalement, laisser libre l’équation d’état de l’énergie noire dégrade cette précision d’un facteur 1.5 du fait d’une dégénérescence connue (Hannestad, 2005). Nous obtenons un  $w$  compatible avec  $-1$  dans ce cas.

Dans cette section montrant les implications cosmologiques de SDSS, toutes les analyses de (e)BOSS de la forme complète du spectre de puissance ont été effectuées avec une cosmologie fiducielle fixe pour le calcul du spectre de puissance des données et pour le calcul du modèle. Dans la partie aveugle du *mock challenge*, nous avons montré que dans le cas d’une cosmologie fiducielle très différente de la cosmologie réelle de la simulation des différences significatives peuvent apparaître dans l’ajustement des paramètres cosmologiques (voir figure 3.13). Dans la suite de ce chapitre nous présentons une analyse cosmologique indépendante du choix de la cosmologie du modèle.

## 5.2 Analyse indépendante de la cosmologie du modèle

Nous avons constaté d’après la partie aveugle de notre *mock challenge* que le fait d’avoir une cosmologie fiducielle très différente de la vraie cosmologie du relevé peut induire des décalages significatifs dans la mesure des paramètres  $\alpha_{\parallel,\perp}$  et  $f\sigma_8$  (voir section 3.6.2). Cet aspect de l’analyse fournit l’erreur systématique la plus importante à notre étude (voir tableau 4.7). Dans cette section, nous présentons une technique d’analyse cosmologique des relevés de galaxies/quasars

à partir du spectre de puissance, sans utilisation d'une cosmologie particulière pour le calcul du modèle de spectre de puissance pour réduire cette erreur systématique. Dans un premier temps, nous présentons la technique d'analyse générale qui nous permet d'ajuster un modèle de spectre de puissance sur un spectre de puissance de données calculé à partir de cosmologies différentes. Dans un deuxième temps, nous expliquons le processus gaussien que nous avons utilisé pour l'interpolation de la nappe de  $\chi^2$  à partir de quelques centaines de points sur l'espace des paramètres cosmologiques complet. Ensuite, le test de cette analyse sur des mocks est présentée, avant de finir par l'analyse des relevés eBOSS.

### 5.2.1 Contraintes cosmologiques par le spectre de puissance

Dans les analyses standards de la structuration des galaxies, nous cherchons des déviations à une cosmologie arbitrairement choisie (dite fiducielle) en compressant l'information dans les paramètres  $\alpha_{\parallel,\perp}$  et  $f\sigma_8$  (appelés dans la suite de ce chapitre "paramètres informatifs"). Cela pose deux problèmes, premièrement, toute l'information utile à la cosmologie n'est pas comprise dans ces trois paramètres (Brieden et al., 2021). Également, comme nous l'avons vu dans la section 3.6.2, le choix de la cosmologie fiducielle a un impact non négligeable sur la mesure des paramètres informatifs si elle est éloignée de la cosmologie intrinsèque du relevé. Nous présentons dans cette section une autre façon d'analyser le spectre de puissance de la distribution des galaxies sans dépendance à la cosmologie et sans compression de l'information préalablement à la contrainte des paramètres cosmologiques.

#### 5.2.1.1 Cosmologie fiducielle vs. cosmologie du modèle

Deux cosmologies sont utilisées pour l'analyse de la structuration de galaxies. La cosmologie fiducielle servant à convertir le redshift des objets en distances pour le calcul du spectre de puissance. En restant dans le cadre de  $\Lambda$ CDM, cette conversion se fait uniquement à partir de  $\Omega_m$ . Si cette cosmologie fiducielle est différente de la vraie cosmologie du relevé étudié cela correspond à un changement d'échelle en fonction des paramètres de dilatation

$$\begin{aligned} q_{\parallel} &= \frac{D_{\text{H}}^{\text{vraie}}(z)}{D_{\text{H}}^{\text{fid}}(z)} \\ q_{\perp} &= \frac{D_{\text{M}}^{\text{vraie}}(z)}{D_{\text{M}}^{\text{fid}}(z)}. \end{aligned} \tag{5.5}$$

Ce changement d'échelle est pris en compte (de façon exacte) par les paramètres d'Alcock-Paczynski. L'autre cosmologie utilisée dans les analyses de structuration est la cosmologie du modèle qui permet de calculer le modèle du spectre de puissance (avec CLASS par exemple) ainsi que les différents termes du modèle TNS. Si la cosmologie du modèle est différente de la vraie cosmologie, alors, en plus d'une différence d'échelle, la forme du spectre de puissance peut être différente. Cette différence ne peut pas être prise en compte par les paramètres de dilatation et peut donc induire un décalage dans l'ajustement des paramètres cosmologiques. Ce choix de cosmologie induit donc la majeure partie de l'erreur systématique due à la partie aveugle du *mock challenge*.

Dans une analyse standard de la forme complète du spectre de puissance ces deux cosmologies sont choisies identiques et nous regardons des déviations à cette cosmologie au travers de l'ajustement des paramètres de dilatation et de  $f\sigma_8$  pour contraindre la cosmologie. Dans

cette présente analyse, pour diminuer la dépendance à la cosmologie du modèle, nous faisons varier cette cosmologie et nous calculons différents spectres de puissance que nous ajustons aux données.

Nous avons vu que la cosmologie utilisée pour convertir les redshifts en distances et donc pour le calcul du spectre de puissance des données est entièrement ajustable par les paramètres de dilatation. De ce fait, et pour un gain de temps de calcul, nous utilisons un spectre de données calculé à partir d'une cosmologie unique. Ceci nous permet de calculer une seule matrice de covariance ainsi qu'une seule fonction de sélection du relevé. Nous testons l'impact de ce choix dans la section 5.2.3.1.

### 5.2.1.2 Ajustement individuel des modèles

Le but de cette analyse est de comparer l'ajustement des données avec des modèles calculés à partir de différentes cosmologies, pour directement contraindre les paramètres cosmologiques que sont la densité de matière noire  $\Omega_{\text{cdm}}$ , la densité de matière ordinaire  $\Omega_{\text{b}}$ , la constante de Hubble  $H_0$ , l'indice de la loi de puissance du spectre de puissance initial  $n_s$  et l'amplitude des fluctuations linéaires de matière  $\sigma_8$ . Pour cela, et pour chacune des cosmologies, nous calculons le modèle TNS avec corrections à 2 boucles (la même modélisation que dans l'analyse standard - section 3.4). Cependant, pour que le résultat de l'ajustement corresponde à l'ajustement de la cosmologie donnée sans déviation à celle-ci, nous fixons les paramètres informatifs. Si les deux cosmologies (fiducielle et du modèle) étaient identiques nous fixerions les paramètres de dilatation à  $\alpha = 1$ , mais nous prenons en compte leur différence en fixant les  $\alpha$  suivant les paramètres de dilatation nécessaires pour passer d'une cosmologie à l'autre (équation 5.5). Nous restons dans le cadre de la relativité générale et nous fixons à sa prédiction,  $f = \Omega_{\text{m}}^{6/11}$  (voir équation 3.25). L'ajustement se fait donc sur les paramètres de nuisance ; c'est-à-dire, les deux paramètres de biais,  $b_1$  et  $b_2$ , le bruit de grenaille,  $A_g$ , ainsi que les deux paramètres de Finger-of-God,  $\sigma_v$  et  $a_{\text{vir}}$ . De la même façon que pour l'analyse standard, nous cherchons le minimum de  $\chi^2$  en utilisant l'algorithme Minuit. À partir de ces ajustements individuels des modèles nous cherchons à comparer la valeur de  $\chi^2$  pour chacune des cosmologies dans le but de reconstruire le postérieur complet sur l'espace des paramètres cosmologiques.

## 5.2.2 Analyse itérative par processus gaussien

Notre technique d'analyse présentée dans les sections précédentes nécessite le calcul de modèles pour des cosmologies différentes. Ce calcul étant coûteux en terme de CPU, nous optimisons le nombre de modèles nécessaires en utilisant une technique d'interpolation par processus gaussien de façon itérative. Nous présentons dans cette section le principe de la régression par processus gaussien ainsi que notre façon d'optimiser l'échantillonnage de l'espace des paramètres cosmologiques par itérations successives.

### 5.2.2.1 Échantillonnage de l'espace des paramètres

Pour obtenir le postérieur de notre analyse sur l'espace des paramètres cosmologiques complet (à 5 dimensions), une interpolation classique telle qu'utilisant les chaînes de Markov serait trop coûteuse étant donné que l'obtention de chaque modèle nécessite 12h de calcul sur 24 coeurs. Pour remédier à ce problème nous suivons une technique d'analyse présentée dans [Pellejero-Ibañez et al. \(2020\)](#). Un échantillonnage par hypercube latin est effectué sur l'espace des paramètres cosmologiques. Chaque dimension de l'espace est découpée en  $N$  parts égales (avec  $N$  le nombre

TABLE 5.6 – Limite d’interpolation pour les paramètres cosmologiques dans le cadre de l’analyse des données à l’aide du processus gaussien.

Paramètres	Limites
$\Omega_{\text{cdm}}$	[0.05, 0.90]
$\Omega_{\text{b}}$	[0.015, 0.066]
$\sigma_8$	[0.65, 1.50]
$n_s$	[0.80, 1.15]
$H_0$	[61, 76]

d’échantillons), puis les points de l’échantillonnage sont placés successivement pour que chacune des  $N$  parts de chaque dimension soit occupée une et une seule fois. Les points sont ensuite placés aléatoirement dans les hypercubes à 5 dimensions sélectionnés. Nous avons choisi de larges gammes pour chacun des paramètres cosmologiques pour rester aussi général que possible, ces limites d’analyses sont visibles dans la table 5.6. Ces limites sont comparables à des a priori plats.

### 5.2.2.2 Régression par processus gaussien

Pour remédier au problème de coût CPU, nous calculons le postérieur à l’aide de la méthode de régression par processus gaussien (GPR) qui nous permet d’interpoler une distribution à partir de peu de points et sans connaissance préalable sur celle-ci excepté le fait qu’elle varie de façon suffisamment lente.

Pour appliquer cette technique, nous prenons comme a priori que notre distribution suit une loi gaussienne multivariée. Si un vecteur aléatoire suit une distribution gaussienne multivariée  $\mathbf{x} \sim \mathcal{N}(\boldsymbol{\mu}, K)$ , alors sa fonction de probabilité s’écrit

$$p(\mathbf{x}|\boldsymbol{\mu}, K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi|K|}} e^{-\frac{1}{2}((\mathbf{x}-\boldsymbol{\mu})^T K^{-1}(\mathbf{x}-\boldsymbol{\mu}))} \quad (5.6)$$

avec  $\boldsymbol{\mu}$  la moyenne de la distribution et  $K$  sa matrice de covariance.

Dans notre cas, la distribution que nous cherchons à interpoler est le logarithme de la fonction de vraisemblance entre le spectre de puissance du modèle et celui des données,  $\log L \propto -\chi^2/2$ , sur l’espace des paramètres cosmologiques. Nous souhaitons estimer la valeur de cette distribution en un point  $\mathbf{y}$ ,  $f_y = \log L(\mathbf{y})$  à partir de la valeur connue de cette distribution en des points  $X = \{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N\}$ ,  $\mathbf{f}_X = \log L(X)$ . Pour cela, nous cherchons à évaluer la fonction de probabilité conditionnelle  $p(f_y|\mathbf{f}_X, X, \mathbf{y})$ . Nous avons fait l’hypothèse que notre distribution suivait une loi gaussienne multivariée donc la probabilité jointe de  $\mathbf{f}_X$  et  $f_y$  suit une loi gaussienne que nous définissons tel que

$$p(\mathbf{f}_X, f_y) \sim \mathcal{N}\left(\begin{pmatrix} \boldsymbol{\mu}_x \\ \mu_y \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} K_x & K_{xy} \\ K_{xy}^T & K_y \end{pmatrix}\right) \quad (5.7)$$

avec  $K_X$  la matrice de covariance de  $\mathbf{f}_X$ ,  $K_{xy}$  la matrice de covariance croisée de  $\mathbf{f}_X$  avec  $f_y$  (dans notre cas  $K_{xy}$  est un vecteur) et  $K_y$  la matrice de covariance de  $f_y$  (dans notre cas  $K_y$  est un scalaire). À l’aide des propriétés des distributions gaussiennes, nous pouvons calculer la probabilité conditionnelle de  $f_y$  sachant  $\mathbf{f}_X$ ,

$$p(f_y | \mathbf{f}_X) \sim \mathcal{N}(m_{\text{interp}}, K_{\text{interp}}) \quad (5.8)$$

avec

$$m_{\text{interp}} = m_y + K_{xy} K_y^{-1} (\mathbf{f}_X - \mathbf{m}_x) \quad (5.9)$$

$$K_{\text{interp}} = K_x - K_{xy} K_y^{-1} K_{xy}^T. \quad (5.10)$$

Nous voyons que le processus gaussien nous permet d'obtenir une distribution gaussienne des valeurs probables en chacun des points de notre espace. Dans les faits, nous réglons les moyennes a priori  $\mathbf{m}_x = 0$  et  $m_y = 0$  et seule la matrice de covariance gouverne notre estimation de la valeur de la distribution en  $y$ .

Pour estimer la valeur en  $y$ , il nous faut choisir une forme de matrice de covariance (aussi appelée le noyau) en fonction de la forme et du comportement attendus de notre distribution. Le logarithme de la fonction de vraisemblance que nous cherchons à interpoler est une fonction qui doit varier régulièrement avec des valeurs proches pour des points proches dans l'espace des paramètres. Nous avons choisi de paramétrer notre matrice de covariance à partir d'une exponentielle carrée (aussi appelée RBF pour Radial Basis Function) :

$$K_{i,j}^{\text{rbf}} = \sigma_{\text{rbf}} e^{-\frac{(x_i - x_j)^2}{l_{\text{rbf}}^2}} \quad (5.11)$$

avec  $\sigma_{\text{rbf}}$  décrivant la puissance de la covariance et  $l_{\text{rbf}}$  décrivant la portée de celle-ci, un  $l_{\text{rbf}}$  grand indique une influence à plus grande échelle, et donc une fonction plus régulière. Nous ajoutons à cette matrice de covariance un terme permettant de prendre en compte le bruit sur le calcul des points connus ( $\mathbf{f}_X$ ),  $\sigma_{\text{fit}}$ , dans notre cas ce paramètre correspond à une erreur possible dans le calcul du  $\chi^2$  des ajustements individuels. Le noyau que nous utilisons dans le cadre de notre analyse est donc

$$K_{i,j} = K_{i,j}^{\text{rbf}} + \delta_D(i - j) \sigma_{\text{fit}}. \quad (5.12)$$

Dans l'équation 5.11, nous rappelons que  $x_i$  et  $x_j$  sont des vecteurs de dimensions 5 (dimension de notre espace de paramètres) mais nous gardons les 3 hyperparamètres  $\sigma_{\text{rbf}}$ ,  $l_{\text{rbf}}$  et  $\sigma_{\text{fit}}$  sous forme scalaire pour éviter de sur-ajuster notre distribution. Pour cela, et pour garder efficace l'interpolation malgré des différences d'ordre de grandeur possible entre les différents paramètres cosmologiques, nous normalisons ces paramètres en fonction de la déviation standard des points connus. Nous suivons [Rasmussen and Williams \(2006\)](#), et nous laissons libres ces trois hyperparamètres qui sont ajustés en maximisant le logarithme de la fonction de probabilité des points connus,

$$\log p(\mathbf{f}_X | X, K) = -\frac{1}{2} \mathbf{f}_X^T K^{-1} \mathbf{f}_X - \frac{1}{2} \log |K| - \frac{N}{2} \log(2\pi), \quad (5.13)$$

avec  $N$  le nombre de points dans l'échantillon d'entraînement  $\mathbf{f}_X$ .

Après cette étape d'ajustement des hyperparamètres, il suffit de calculer les termes  $K_{xy}$  et  $K_y$  pour pouvoir évaluer la prédiction de la distribution à la position  $y$ , ainsi que l'erreur sur cette prédiction, à l'aide des équations 5.9. Nous utilisons l'algorithme GPy ([GPy, 2012](#)) pour effectuer ce processus gaussien. La figure 5.13 montre un exemple simple en une dimension du mécanisme de processus gaussien. Le graphique de gauche montre l'interpolation du processus gaussien ainsi que l'erreur sur cette interpolation. Quand aucun point n'est au voisinage de la



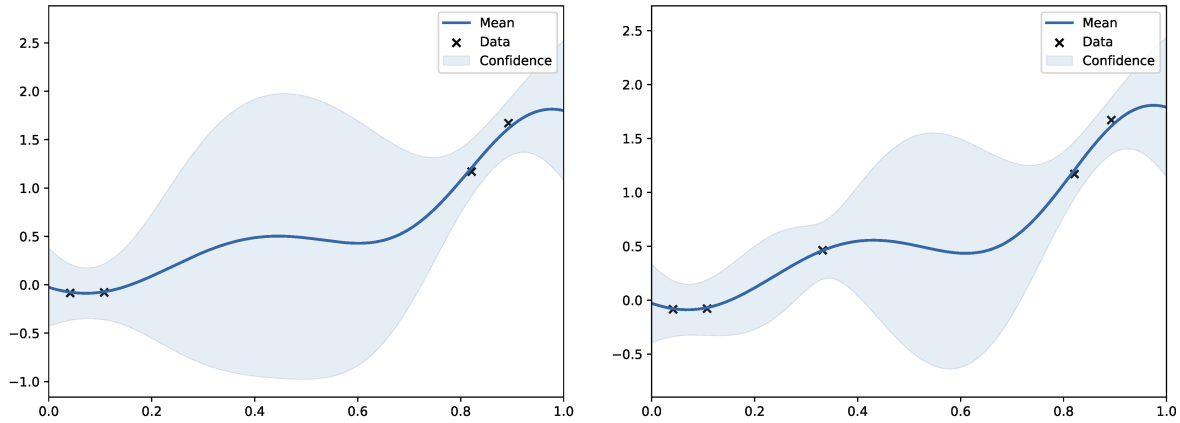


FIGURE 5.13 – Exemple d’un processus gaussien à une dimension avec 4 points calculés sur le graphique de gauche et un point supplémentaire sur la graphique de droite. Les points représentent les données, la courbe est l’interpolation du processus gaussien, la zone ombragée est la zone de confiance à 95%.

zone à interpoler, l’erreur est plus importante. Sur la figure de droite le point supplémentaire permet de contraindre cette zone avec plus de précision, ce qui montre également l’intérêt du processus itératif que nous expliquons dans la section 5.2.2.4.

La régression par processus gaussien permet d’interpoler avec peu de points, elle ne permet cependant pas d’extrapoler avec précision la distribution. Nous suivons les prescriptions de [Rogers et al. \(2019\)](#) en approximant l’enveloppe convexe de notre échantillon dans l’espace des paramètres en excluant 2.5% à chaque extrémité de chacun des paramètres.

### 5.2.2.3 Échantillonnage de l’interpolation

Sur notre espace des paramètres cosmologiques à 5 dimensions l’évaluation de la valeur de  $f_y$  sur une grille est inenvisageable malgré la vitesse d’interpolation du processus gaussien. Nous reconstruisons donc le postérieur final de notre analyse à partir d’un MCMC sur cette interpolation.

En plus d’accélérer l’évaluation de la fonction  $\log L_{\text{interp}}$ , les chaînes de Markov permettent d’ajouter de façon simple des a priori venant d’analyses externes. Par exemple, pour prendre en compte un a priori gaussien  $\mathcal{N}(\boldsymbol{\mu}_{\text{prior}}, \boldsymbol{\sigma}_{\text{prior}}^2)$  à notre étude il nous faut calculer,

$$\log L_{\text{tot}}(\boldsymbol{x}) = \log L_{\text{interp}}(\boldsymbol{x}) - \frac{1}{2} \left( \frac{\boldsymbol{x} - \boldsymbol{\mu}_{\text{prior}}}{\boldsymbol{\sigma}_{\text{prior}}} \right)^2, \quad (5.14)$$

où  $\boldsymbol{x}$  est la position dans l’espace des paramètres.

### 5.2.2.4 Processus itératif

En utilisant un échantillonnage par hypercube latin, nous couvrons tout l’espace des paramètres de façon homogène mais avec une relativement faible densité. Cela peut rendre l’interpolation peu précise, nous calculons donc de nouveaux modèles pour l’améliorer, et ce, de façon itérative jusqu’à obtenir une distribution ayant convergé. Notre but est d’obtenir une distribution de  $\chi^2$  précise dans la région de son minimum tout en optimisant le nombre de modèles à calculer. De ce fait, nous suivons [Pellejero-Ibañez et al. \(2020\)](#) en définissant de façon générale la fonction d’acquisition tel que

$$A(\mathbf{x}) = \log L_{\text{interp}}(\mathbf{x}) + \alpha \sigma_{\log L_{\text{interp}}}(\mathbf{x}) \quad (5.15)$$

avec  $\sigma_{\log L_{\text{interp}}}$ , la déviation standard de l'interpolation par processus gaussien et  $\alpha$  un paramètre ajustable. Nous fixons  $\alpha = 0$  dans notre analyse pour ne pas prendre en compte l'erreur sur l'interpolation. En effet, cette erreur peut être très importante aux bords de l'espace des paramètres de par la faible densité, ce qui rend, dans notre cas, un  $\alpha \neq 0$  sous-optimal pour la vitesse de convergence de notre analyse. En prenant uniquement en compte  $\log L_{\text{interp}}$ , nous maximisons le nombre de modèles calculés dans la région où la fonction de vraisemblance est la plus haute pour affiner l'interpolation de cette région et donc des contours à 1 et  $2\sigma$  du postérieur de notre analyse. Notons que l'optimisation de la fonction d'acquisition n'a d'impact que sur le nombre de modèles nécessaire à la convergence de l'interpolation mais n'introduit pas de biais de mesure sur les paramètres cosmologiques. À chaque nouvelle itération, de nouveaux modèles du spectre de puissance sont calculés et ajustés sur le spectre de puissance des données, puis l'interpolation par processus gaussien est effectué suivant l'échantillonnage par MCMC.

### 5.2.2.5 Convergence de la distribution

L'arrêt de ce processus itératif doit s'effectuer à partir du moment où les nouvelles itérations ne fournissent plus d'information supplémentaire à notre distribution de  $\log L_{\text{interp}}$ . Pour tester ce point, en suivant [Pellejero-Ibañez et al. \(2020\)](#), nous mesurons, après chaque itération, la dissimilarité entre la dernière itération et la précédente avec le calcul de la divergence de Kullback-Leibler  $D_{\text{KL}}$ ,

$$D_{\text{KL}}(\log L_{\text{interp},i} || \log L_{\text{interp},i-1}) = \frac{1}{2} \left[ \log \frac{|C_{i-1}|}{|C_i|} - d + \text{tr}(C_{i-1}^{-1} C_i) + (\mu_{i-1} - \mu_i)^T C_{i-1}^{-1} (\mu_{i-1} - \mu_i) \right] \quad (5.16)$$

où nous faisons l'hypothèse d'une distribution gaussienne avec  $\log L_{\text{interp}} \sim \mathcal{N}(\mu, C)$ , où l'indice  $i$  représente la dernière itération et  $i - 1$  l'itération précédente,  $d$  est le nombre de dimensions de la distribution (dans notre cas 5) et  $\text{tr}$  indique la trace de la matrice. Nous fixons un seuil à  $D_{\text{KL}} = 0.1$  pour admettre la distribution stable.

### 5.2.3 Analyse de mocks

Dans un premier temps, nous testons cette analyse, sur les mocks construits dans le cadre du *mock challenge* présenté dans la section 2.5.1. Plus particulièrement, nous avons effectué tous les tests principaux à partir de la moyenne des 100 réalisations du mock2 de la partie non-aveugle de ce *mock challenge*. Un HOD comportant une fonction porte pour la distribution des quasars centraux et une loi de puissance pour les quasars satellites a été utilisé pour la construction de ce mock (voir la table 2.1 pour les autres caractéristiques de ce mock). Malgré la fonction de distribution peu réaliste de son HOD (la fonction porte), nous avons choisi ce mock car il obtient les plus petits décalages sur les paramètres informatifs dans le cadre du *mock challenge* de l'analyse de la forme complète du spectre de puissance standard (voir figure 3.8). De ce fait, nous pouvons tester la réponse de notre analyse sur ce mock en sachant qu'un décalage trop important dans les contraintes cosmologiques proviendrait de notre analyse et non de la réponse au modèle TNS à ce mock en particulier. Pour tester notre analyse avec une grande précision, nous avons choisi de considérer les 100 réalisations de mocks comme indépendantes dans la mise à l'échelle statistique de la matrice de covariance. Ces réalisations provenant d'une

même distribution de matière noire, elles ne sont de fait pas indépendantes mais cette hypothèse nous permet de tester notre analyse pour une plus grande précision. Cette trop grande précision dans la mesure des paramètres cosmologiques a le désavantage de pouvoir faire apparaître des fluctuations dans la distribution qui seraient invisibles avec la statistique réelle de nos mocks.

### 5.2.3.1 Différentes cosmologies fiducielles

Dans un premier temps, nous évaluons le spectre de puissance des données à l'aide de la cosmologie intrinsèque de la simulation OuterRim (équation 2.25), nous utilisons la même matrice de covariance et la même fonction de sélection que dans le cas de l'analyse standard du *mock challenge* présentée dans la section 3.6. Nous effectuons ensuite toute l'analyse en faisant varier le modèle de spectre de puissance tel que décrit dans la section précédente. Un échantillonnage de 100 points est effectué par l'hypercube latin. Puis à chaque nouvelle itération, nous rajoutons 10 points en fonction de la distribution. Les contours bleus de la figure 5.14 montrent les postérieurs de cette analyse sans aucun a priori. Ces contours sont en accord avec la valeur attendue pour chacun des paramètres cosmologiques, même des paramètres classiquement non ajustés par une étude des structures à grande échelle tel que  $H_0$ ,  $\Omega_b$  ou  $n_s$  sont correctement ajustés. Les paramètres  $\Omega_{\text{cdm}}$  et  $\sigma_8$  sont en accord malgré la grande précision des mesures sur ces mocks. La table 5.7 résume les statistiques de cette analyse, ainsi que des études présentées ci-après.

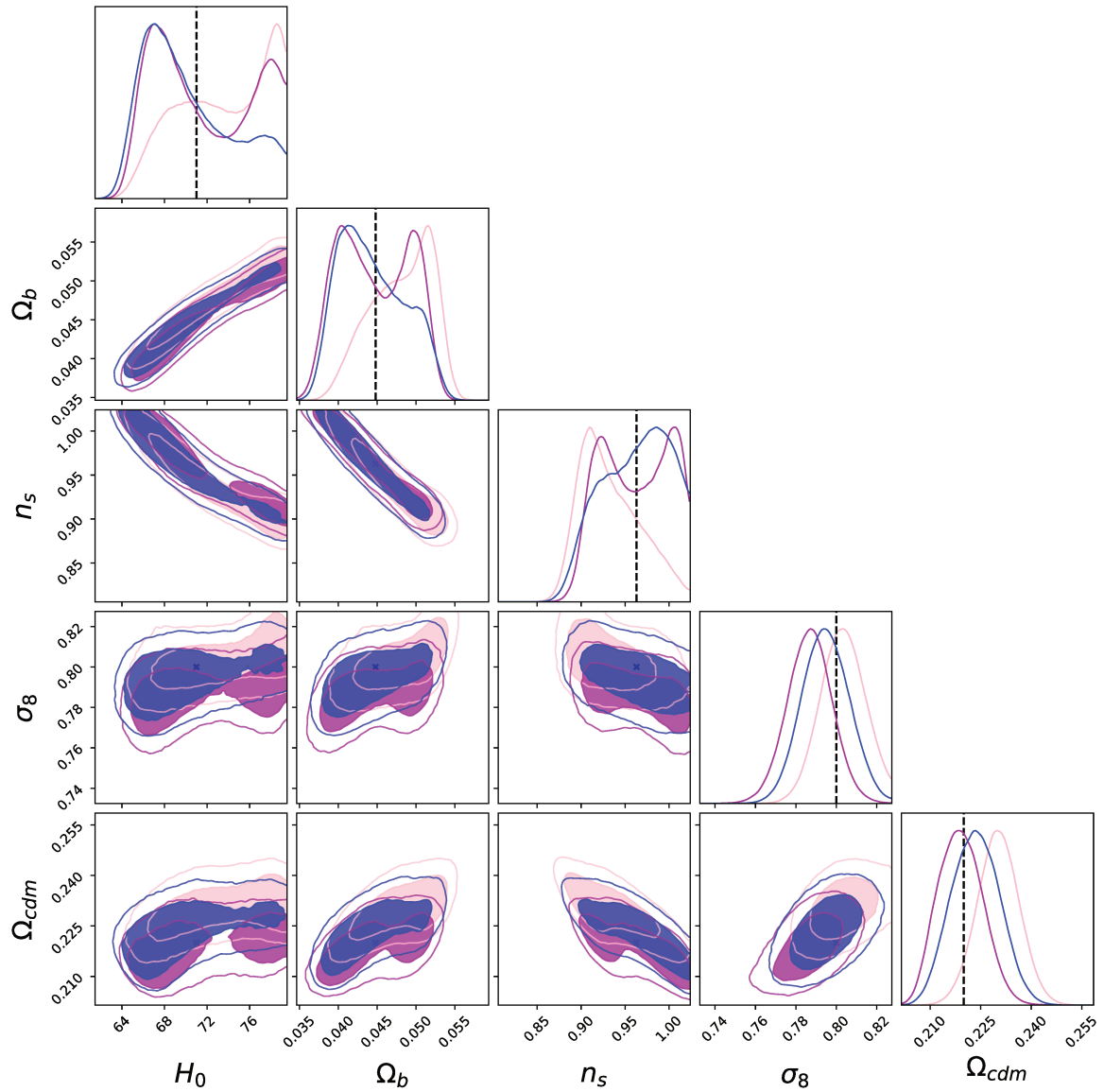


FIGURE 5.14 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques à partir du processus gaussien. Les contours bleus représentent le postérieur en prenant la cosmologie de OuterRim comme cosmologie fiducielle, les contours violets (roses) représentent les postérieurs avec la cosmologie BOSS comme cosmologie fiducielle avec (sans) prise en compte du changement d'échelle pour les modes  $k$ .



TABLE 5.7 – Résultats sur les paramètres cosmologiques dans l'analyse des mocks pour les différentes configurations testées. Les erreurs indiquées représentent le contour de confiance marginalisé à 68%. Pour le paramètres  $H_0$ , dans les trois dernières lignes, le contour atteint les limites que nous avons fixées et nous ne mettons qu'une limite basse. Dans la ligne " $C_{\text{fid}} = C_{\text{BOSS}} \& k = [0.0209, 0.3134] \text{ h.Mpc}^{-1}$ ", les résultats sont présentées sous la forme de limites pour les paramètres  $n_s$  et  $\Omega_b$  du fait de leur double-pic.

Configuration	$\Omega_{\text{cdm}}$	$\sigma_8$	$n_s$	$\Omega_b$	$H_0$
Cosmologie OuterRim	0.2200	0.800	0.963	0.0447	71.00
Analyse standard $C_{\text{fid}} = C_{\text{OR}}$	$0.2234 \pm 0.0072$	$0.794 \pm 0.012$	$0.986^{+0.016}_{-0.067}$	$0.0412^{+0.0082}_{-0.0012}$	$66.98^{+8.4}_{-0.87}$
$C_{\text{fid}} = C_{\text{BOSS}}$	$0.2297 \pm 0.0061$	$0.803 \pm 0.011$	$0.9095^{+0.061}_{-0.0099}$	$0.05157^{+0.00060}_{-0.0079}$	$> 66.48$ (95%)
$C_{\text{fid}} = C_{\text{BOSS}} \& k = [0.0209, 0.3134] \text{ h.Mpc}^{-1}$	$0.2183 \pm 0.0066$	$0.787 \pm 0.011$	$0.898 < n_s^{\text{fit}} < 1.020$ (95%)	$0.0374 < \Omega_b^{\text{fit}} < 0.0522$ (95%)	$> 65.40$ (95%)
Autre mock - HOD4 $C_{\text{fid}} = C_{\text{OR}}$	$0.226 \pm 0.0067$	$0.803^{+0.0089}_{-0.014}$	$0.929^{+0.064}_{-0.011}$	$0.0501^{+0.00064}_{-0.0081}$	$> 66.09$ (95%)

Dans un second temps, la même analyse a été effectuée avec la cosmologie fiducielle de BOSS (voir équation 2.13). Cette cosmologie est très différente de la vraie cosmologie de la simulation OuterRim avec une densité de matière passant de  $\Omega_m^{\text{OR}} = 0.2648$  à  $\Omega_m^{\text{BOSS}} = 0.31$  ce qui induit une dilatation des distances de 6.4% et 3.5%, respectivement pour les distances parallèles et perpendiculaires à la ligne de visée. Cette différence de cosmologie induit qu'un mode  $k$  identique aux deux analyses coïncide avec des modes physiques différents. Le but ici est principalement de comparer cette analyse avec la même étude faite avec cosmologie de la simulation comme cosmologie fiducielle. De par la grande précision que nous cherchons à atteindre dans ce test, nous devons prendre en compte des modes aussi équivalents que possible. Pour cela, alors que dans le cas de la cosmologie fiducielle de OuterRim, nous analysons le spectre de puissance sur la même gamme en  $k$  que dans l'analyse standard, c'est-à-dire  $k = [0.02, 0.3] \text{ h.Mpc}^{-1}$  (le *mock challenge* nous ayant montré la précision du modèle TNS sur une telle gamme) pour les trois multipôles, nous changeons cette gamme pour l'analyse avec la cosmologie de BOSS avec une approximation isotrope,

$$k^{\text{BOSS}} = k^{\text{OR}} \frac{D_V^{\text{OR}}}{D_V^{\text{BOSS}}} \quad (5.17)$$

avec les distances en  $[\text{h}^{-1}.\text{Mpc}]$ . La gamme utilisée dans cette analyse est donc  $k = [0.0209, 0.3134] \text{ h.Mpc}^{-1}$ . Cette approximation au premier ordre de la dilatation des distances permet d'avoir plus de modes en commun entre les deux analyses sans toutefois prendre en compte l'exacte même statistique. Les contours violets de la figure 5.14 montrent les résultats de cette analyse. Les résultats sont également en bon accord avec la cosmologie réelle de la simulation pour tous les paramètres. Le contour marginalisé à 2 dimensions sur le plan  $\sigma_8 - \Omega_m$  montre une légère déviation entre les deux cosmologies le long de la ligne de dégénérescence qui équivaut à 0.9% et 2.3% respectivement pour  $\sigma_8$  et  $\Omega_m$ . Pour les autres paramètres, il est intéressant de noter que la marginalisation à 1 dimension montre un deuxième pic, cela est principalement dû à la trop grande précision que nous cherchons à atteindre compte tenu de la statistique réelle de ces simulations. En diminuant la précision de la matrice de covariance de l'analyse ces deuxièmes pics ne sont plus visibles mais cela ne nous permet pas de distinguer la précision de notre analyse sur les paramètres  $\sigma_8$  et  $\Omega_m$ . De plus, en nous focalisant sur les contours marginalisés à 2 dimensions de ces 3 paramètres, nous constatons que les contraintes à 68 et 95% coïncident très bien entre les deux analyses. Nous avons également effectué l'analyse du mock avec la cosmologie BOSS et la gamme  $k = [0.02, 0.3] \text{ h.Mpc}^{-1}$ , les contours roses de la figure 5.14, montrent les contraintes obtenues à partir de cette étude. La différence de contours entre deux gammes en  $k$  est plus importante que la différence entre deux cosmologies sur les paramètres  $\sigma_8$  et  $\Omega_{\text{cdm}}$ . Cela montre que la prise en compte de plages en nombre d'onde physique identiques est de première importance pour obtenir des contraintes similaires et que les différences que nous observons entre les analyses utilisant des cosmologies fiducielles différentes sont en grande partie dues aux modes  $k$  différents pris en compte. En ce qui concerne les autres paramètres cosmologiques, la prise en compte des mêmes modes améliore grandement la similarité entre les deux analyses. Pour obtenir une meilleure approximation de la remise à l'échelle des  $k$  en fonction de la cosmologie, il pourrait être intéressant de prendre en compte des échelles en  $k$  différentes en fonction du multipôle pour considérer les anisotropies dans les dilatations de distances.

### 5.2.3.2 Test sur HOD

Nous avons analysé de la même façon la moyenne des 100 réalisations du mock4 du *mock challenge*. Ce mock a été construit à partir d'un HOD constitué d'une fonction escalier lissée pour les quasars centraux et une loi de puissance pour les quasars satellites (voir table 2.1 pour toutes les caractéristiques de ce mock). Nous effectuons cette analyse avec la cosmologie de OuterRim comme cosmologie fiducielle et en utilisant la même paramétrisation que pour l'analyse du mock2. La figure 5.15 montre la comparaison des contraintes obtenues en analysant les mock2 et mock4. Nous voyons que les contraintes obtenues sont en accord avec la cosmologie de la simulation. Pour les paramètres  $H_0$ ,  $\Omega_b$  et  $n_s$ , nous constatons des différences sur la marginalisation à 1 dimension des contraintes entre les 2 mocks ; cette différence s'explique par la trop grande précision de notre matrice de covariance. Les marginalisations à 2 dimensions sont en très bon accord. Les contraintes sur les paramètres  $\sigma_8$  et  $\Omega_{\text{cdm}}$  sont en très bon accord avec une légère déviation le long de l'axe de dégénérescence qui résulte en une différence de 1.1% et 1.2%, respectivement. Les différences observées sur les contraintes entre ces deux mocks sont du même ordre de grandeur que les différences entre deux cosmologies fiducielles utilisée (voir tableau 5.7).

### 5.2.3.3 Cosmologie utilisée pour la fonction de sélection

Les tests des sections précédentes ont été effectués avec la fonction de sélection calculée à l'aide de la cosmologie fiducielle. Pour comprendre l'importance de ce choix de cosmologie sur les contraintes cosmologiques, nous avons analysé le mock2 avec la cosmologie de BOSS comme cosmologie fiducielle mais en utilisant la cosmologie de OuterRim pour le calcul de la fonction de sélection que nous avons ensuite renormalisé pour correspondre à la normalisation du spectre de puissance (cette renormalisation n'a d'impact que sur la valeur de l'amplitude du spectre de puissance -  $\sigma_8$ ). Ce choix de cosmologies n'a aucun impact sur la contrainte des paramètres cosmologiques, avec une différence non significative sur les paramètres  $\Omega_{\text{cdm}}$  et  $\sigma_8$ .

### 5.2.4 Analyse de données de (e)BOSS

Après avoir montré l'efficacité de notre technique d'analyse sur des mocks, nous analysons de la même façon des données réelles. Dans cette section, nous présentons les données que nous avons utilisées, ainsi que les contraintes cosmologiques déduites à partir de celles-ci. Nous montrons l'impact des a priori provenant de sondes externes, ainsi que les contraintes que nous pouvons déduire des relevés individuels utilisés dans cette analyse.

#### 5.2.4.1 Données utilisées

Pour cette étude, nous avons sélectionné 3 relevés (e)BOSS ; le relevé DR16 de quasars de eBOSS, le relevé DR16 de LRG de eBOSS et le relevé DR12 low-z de galaxies de BOSS. Les caractéristiques de ces relevés sont présentés dans la table 5.1. En ce qui concerne le relevé de quasars, nous reprenons les mesures présentées tout au long de cette thèse (spectres de puissance, matrices de covariance, fonctions de sélection) ; pour les deux relevés de galaxies, nous prenons avantage des spectres de puissance, matrices de covariance et fonctions de sélection fournis par la collaboration SDSS et qui ont été utilisés pour les analyses standard (Beutler et al., 2017; Gil-Marín et al., 2020). Tous ces outils ont été calculés à partir de la même cosmologie fiducielle BOSS (équation 2.13). Nous utilisons, pour les ajustements, les mêmes gammes en  $k$  que dans



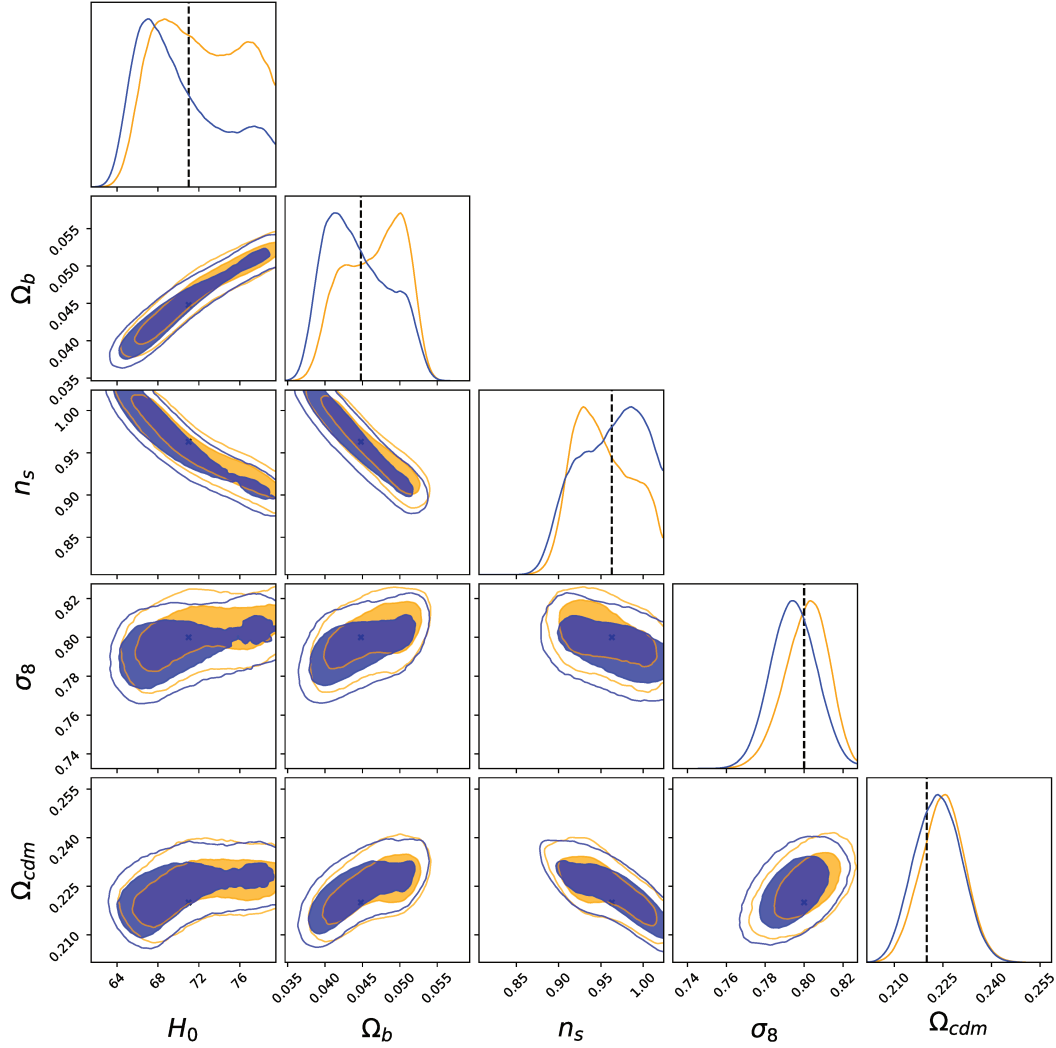


FIGURE 5.15 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques à partir du processus gaussien. Les contours bleus (oranges) représentent le postérieur de l’analyse du mock2 (mock4).

TABLE 5.8 – Gamme en  $k$  utilisées pour les trois différents relevés de notre analyse par processus gaussien.

Relevé	Multipole	Gamme en $k$ [h.Mpc <sup>-1</sup> ]
QSO DR16	[0, 2, 4]	[0.02, 0.30]
LRG DR16	[0, 2, 4]	[0.02, 0.15]
galaxies DR12	[0, 2]	[0.02, 0.15]
	[4]	[0.02, 0.1]

ces analyses précédentes (voir table 5.8), cependant, nous utilisons notre modèle TNS avec corrections à 2 boucles dans chacun des cas. Nous nous sommes assurés d’avoir des résultats équivalents aux précédentes analyses sur la technique standard avec ce modèle.

Nous calculons les modèles du spectre de puissance aux 3 redshifts effectifs pour chaque point de l’échantillonnage par hypercube latin. Ces différents relevés sont indépendants. De plus, l’ajustement de nos modèles sur les données étant effectué en fixant les paramètres informatifs, aucune corrélation entre les ajustements des différents relevés n’est présente. Pour chaque

cosmologie du modèle, nous ajustons individuellement les relevés, pour obtenir la fonction de vraisemblance finale telle que

$$\log L_{\text{tot}} = \sum_s \log L_s \quad (5.18)$$

avec  $s \in \{\text{galaxies DR12, LRG, QSO}\}$ . Ce  $\log L_{\text{tot}}$  est calculé pour chaque point de l'hypercube. L'utilisation de ces trois relevés nous permet de couvrir une gamme en redshift importante  $z = [0.2, 2.2]$ , et donc de mieux contraindre les paramètres cosmologiques à l'aide de ce bras de levier.

Nous effectuons notre analyse principale sans prise en compte d'a priori externes à nos données à l'exception des a priori implicites du fait de la modélisation du spectre de puissance ; une expansion de l'univers se comportant de façon régulière, une physique avant recombinaison standard et une température moyenne du CMB connue,  $T_0 = 2.7255\text{K}$  (Fixsen, 2009). Dans un second temps, nous analysons nos relevés en incluant un a priori gaussien venant de la BBN sur  $\omega_b = 0.0222 \pm 0.0005$ , et nous testons également l'impact d'un a priori gaussien sur  $n_s = 0.96 \pm 0.02$ . Ces deux a priori représentent le minimum d'information inclus dans l'inférence cosmologique présentée dans la section 5.1, dans le cas où les contraintes provenant de Planck ne sont pas incluses.

#### 5.2.4.2 Études séparées des bas et hauts redshifts

Tous les ajustements de modèles sur les données ont été effectués de façon indépendante pour chacun des relevés. Nous présentons ici la contrainte séparée avec d'un côté les bas redshifts (galaxies de BOSS et LRG de eBOSS), et de l'autre les hauts redshifts (quasars de eBOSS). La figure 5.16 montre ces résultats séparés incluant les a priori sur  $\omega_b$  et  $n_s$ . D'après la table 5.9, nous constatons que sans l'ajout de ces a priori, les paramètres  $n_s$  (pour les relevés de galaxies) et  $\omega_b$  (pour les relevés de quasars) ne sont pas contraints plus fortement que les limites que nous avons imposées (voir table 5.6), cela peut être dû au fait de la statistique moins importante et de la perte du bras de levier entre les hauts et les bas redshifts. La grande valeur de  $\Omega_b$  pour les quasars dans l'analyse sans a priori (voir table 5.9) est en accord avec la grande amplitude des oscillations visibles sur le spectre de puissance des quasars (figure 2.15). L'ajout des a priori sur les analyses individuelles des relevés conduit à de plus importantes différences sur  $\sigma_8$  et  $\Omega_m$  que dans le cas de l'analyse conjointe. Cependant, ces différences restent dans tous les cas inférieures à  $1\sigma$ .

TABLE 5.9 – Résultats sur les paramètres cosmologiques dans l’analyse des relevés de galaxies low-z de BOSS, de LRG de eBOSS et de QSO de eBOSS. Les erreurs indiquées représentent le contour de confiance marginalisé à 68%. La colonne de  $\Omega_m$  est un paramètre dérivé.

Données	A priori	$\Omega_{\text{cdm}}$	$\sigma_8$	$n_s$	$\Omega_b$	$H_0$	$\Omega_m$
3 relevés		$0.249^{+0.016}_{-0.011}$	$0.877 \pm 0.047$	$0.973 \pm 0.052$	$0.0566^{+0.0038}_{-0.0071}$		$0.304^{+0.015}_{-0.0095}$
3 relevés	$\omega_b$	$0.253^{+0.016}_{-0.010}$	$0.877 \pm 0.049$	$0.983 \pm 0.054$	$0.0506 \pm 0.0021$	$66.1 \pm 1.4$	$0.304^{+0.015}_{-0.010}$
3 relevés	$\omega_b$ & $n_s$	$0.256 \pm 0.010$	$0.869 \pm 0.044$	$0.963 \pm 0.019$	$0.0503 \pm 0.0019$	$66.4 \pm 1.3$	$0.308 \pm 0.010$
LRG eBOSS + galaxies low-z BOSS		$0.285 \pm 0.021$	$0.721^{+0.059}_{-0.028}$	$< 0.978$ (95%)	$0.0423^{+0.0089}_{-0.0046}$		$0.328 \pm 0.018$
LRG eBOSS + galaxies low-z BOSS	$\omega_b$	$0.277 \pm 0.018$	$0.738^{+0.055}_{-0.031}$	$< 0.988$ (95%)	$0.0483 \pm 0.0025$	$67.9 \pm 1.8$	$0.324 \pm 0.017$
LRG eBOSS + galaxies low-z BOSS	$\omega_b$ & $n_s$	$0.265 \pm 0.013$	$0.763 \pm 0.045$	$0.953 \pm 0.019$	$0.0490 \pm 0.0024$	$66.9 \pm 1.9$	$0.315 \pm 0.013$
QSO eBOSS		$0.243^{+0.026}_{-0.014}$	$1.15 \pm 0.10$	$1.043^{+0.032}_{-0.073}$	$> 0.0472$ (95%)		$0.304^{+0.024}_{-0.015}$
QSO eBOSS	$\omega_b$	$0.252^{+0.031}_{-0.014}$	$1.13 \pm 0.11$	$1.003^{+0.045}_{-0.097}$	$0.0527 \pm 0.0032$	$64.6 \pm 1.9$	$0.306^{+0.029}_{-0.015}$
QSO eBOSS	$\omega_b$ & $n_s$	$0.267 \pm 0.016$	$1.12 \pm 0.10$	$0.967 \pm 0.020$	$0.0520 \pm 0.0030$	$65.1 \pm 1.8$	$0.321 \pm 0.016$

La différence de postérieur entre les bas et hauts redshifts est faible mais non négligeable sur les paramètres  $H_0$ ,  $\Omega_b$  et  $n_s$ , avec, respectivement, une déviation de  $0.9\sigma$ ,  $1\sigma$  et  $0.7\sigma$ . Ces paramètres sont également en accord avec les résultats de Planck. La valeur de  $\Omega_m$  est en bon accord entre les deux relevés distincts et avec Planck, ce qui n'est pas le cas pour  $\sigma_8$  avec une différence de  $3.6\sigma$  entre galaxies et quasars. La valeur de  $\sigma_8$  pour les galaxies est en accord avec Planck ( $1.6\sigma$  plus basse) alors que la valeur mesurée à partir du relevé de quasars est  $3.1\sigma$  plus haute.

Pour comparaison, nous avons calculé la valeur de  $\sigma_8$  obtenue à partir du  $f\sigma_8$  de notre analyse standard dans le cas où nous fixons la valeur de  $f$  à la relativité générale,  $\sigma_8|_{\text{std}} = 1.01 \pm 0.10$ . Dans ce cas, la déviation par rapport à la valeur prédite par Planck est de  $2\sigma$ . Ce calcul ne constitue pas une mesure interprétable puisqu'aucune marginalisation sur les autres paramètres cosmologiques n'a été effectuée, elle nous indique simplement, que la valeur de  $\sigma_8$  haute dans notre présente analyse n'est pas directement due à la technique d'analyse en elle-même mais qu'une analyse cosmologique standard centrée sur les quasars obtiendrait également un  $\sigma_8$  en désaccord avec Planck. Cette haute valeur de  $\sigma_8$ , ainsi que la haute valeur de  $\Omega_b$  pour l'échantillon de quasars sans l'a priori sur  $\omega_b$  pourrait indiquer une mauvaise compréhension des quasars et de leur façon de tracer la matière.

Ce  $\sigma_8$  particulièrement haut pour les redshifts hauts montre un point à mieux comprendre sur notre analyse de quasars. Cela peut être dû à un effet systématique inconnu ou mal compris, à de la physique non expliquée par le modèle standard  $\Lambda$ CDM ou simplement à une réalisation statistique particulière. Nous rappelons ici que  $\sigma_8$  représente l'amplitude des fluctuations de matière à une échelle de  $8 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ , et que nous le contraignons à partir de la mesure de  $f\sigma_8$  à  $f$  fixé à la valeur prédite par la relativité générale. Cependant, le paramètre  $\sigma_8$  apparaît également dans l'amplitude du monopole du spectre de puissance sous la forme  $b_1\sigma_8$  (en théorie linéaire). Pour nous assurer que ce terme n'a pas d'impact sur le calcul de  $\sigma_8$ , nous affichons, sur la figure 5.17, la valeur de  $b_1\sigma_8$  en fonction de  $\sigma_8$  pour l'hémisphère nord des quasars. Nous n'observons pas de dégénérescence, ce qui induit que le fait de laisser libre les paramètres de biais permet d'ajuster l'amplitude générale du spectre de puissance sans influence sur la mesure de  $\sigma_8$ .

### 5.2.4.3 Analyse des sondes combinées

Les contraintes cosmologiques en utilisant notre technique d'analyse sur les 3 relevés présentés dans la section précédente sont résumées dans la table 5.9. Sans a priori externe,  $H_0$  est très peu contraint comme attendu dans une analyse de structuration de galaxies. Des contraintes sur les paramètres  $\Omega_b$  et  $n_s$  sont observables, avec une mesure de  $\Omega_b = 0.0566^{+0.0038}_{-0.0071}$  et  $n_s = 0.973 \pm 0.052$ , la précision de celle-ci est un ordre de grandeur moins bonne que ce qui peut être observé avec l'analyse du CMB par Planck, avec  $\Omega_b^{\text{Planck}} = 0.0493 \pm 0.0003$  et  $n_s^{\text{Planck}} = 0.965 \pm 0.004$ . Cependant, les analyses de structuration de galaxies ne reportent habituellement aucune contrainte sur ces paramètres. La contrainte sur  $\Omega_{\text{cdm}} = 0.249^{+0.016}_{-0.011}$  est en bon accord avec la valeur prédite par Planck, ainsi que tous les autres paramètres. Seule la valeur de  $\sigma_8 = 0.877 \pm 0.047$  est à  $1.4\sigma$  au-dessus de celle de Planck, ce qui ne constitue pas un désaccord.

En prenant en considération l'a priori sur la valeur de  $\omega_b = \Omega_b \cdot h^2$  (pour rappel;  $\omega_b = 0.0222 \pm 0.0005$ ), nous contraignons évidemment mieux les paramètres  $H_0 = 66.1 \pm 1.4$  et  $\Omega_b = 0.0506 \pm 0.0021$ , il est toutefois très intéressant de noter que cet a priori ne joue que très peu sur les contraintes des autres paramètres, avec des contraintes sur  $\Omega_{\text{cdm}} = 0.253^{+0.016}_{-0.010}$

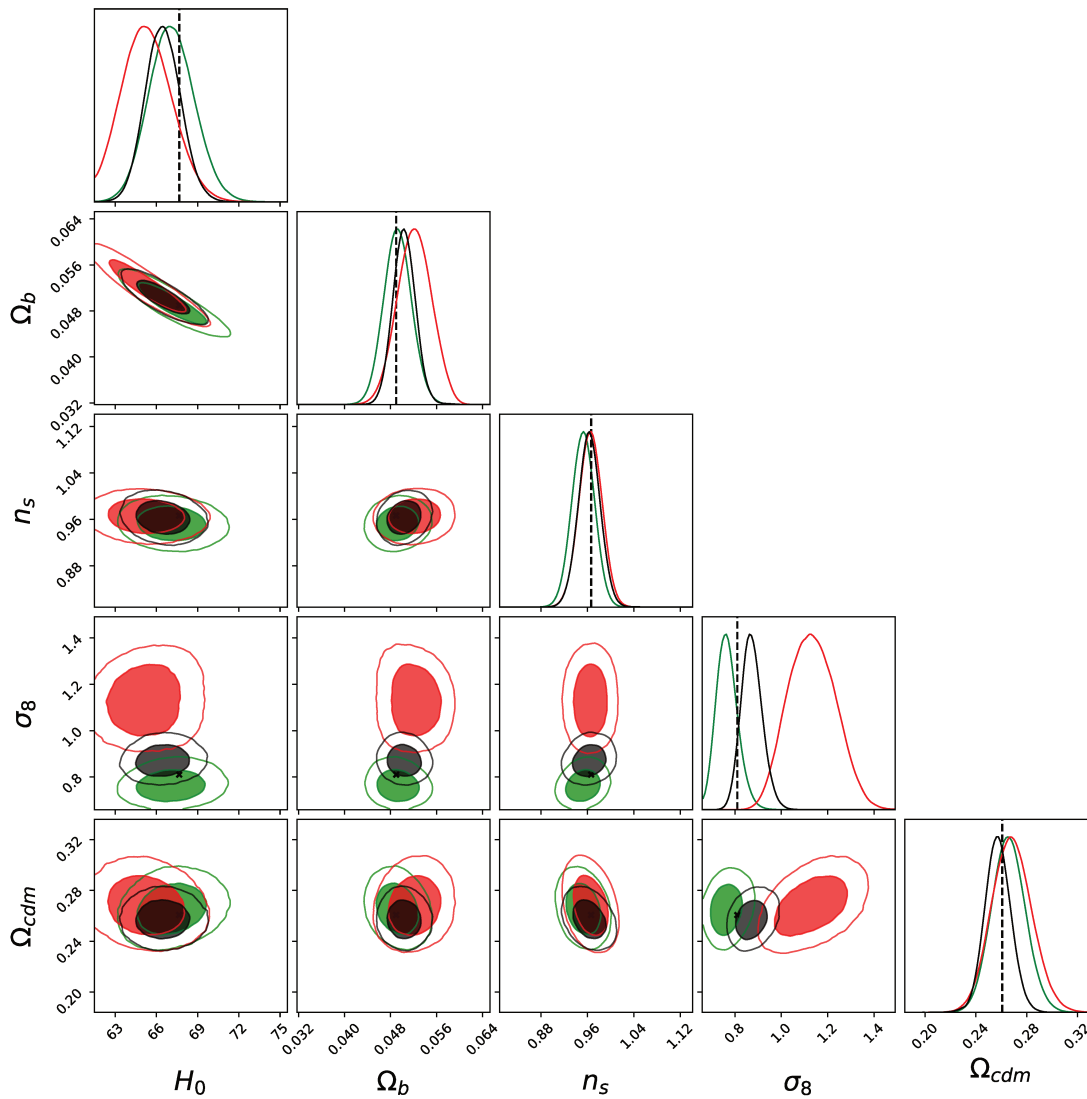


FIGURE 5.16 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques à partir du processus gaussien pour les trois relevés (e)BOSS en séparant les contraintes des quasars (en rouge), des galaxies (en vert). Les contours noirs représentent le postérieur combiné des trois relevés. Des a priori sur  $\omega_b$  et  $n_s$  ont été pris en compte dans ces postérieurs. La ligne tiretée représente le meilleur ajustement de Planck dans le cadre de  $\Lambda$ CDM.

et  $n_s = 0.983 \pm 0.054$  qui varient très peu avec les a priori. La valeur la plus probable de  $\sigma_8 = 0.877 \pm 0.049$  et de  $\Omega_m = 0.304^{+0.015}_{-0.010}$  ne varie pas en ajoutant cet a priori, la densité de matière est identique, seule sa nature a été modifiée (baryons ou matière noire froide). La figure 5.18 illustre le très faible impact de cet a priori. En ajoutant également l'a priori sur  $n_s$ , la différence est plus importante mais reste très faible en comparaison de l'erreur. Ce postérieur est visible avec le contour noir de la figure 5.16. Ce faible impact des a priori montre que nous obtenons de solides contraintes cosmologiques sur  $\Omega_m$  et  $\sigma_8$  sans aucun ajout d'information extérieure.

Sur la figure 5.19, nous comparons notre résultat avec le résultat présenté dans la section 5.1 dans le cas du modèle  $\Lambda$ CDM. Nous comparons ces résultats en utilisant les mêmes hypothèses, c'est-à-dire en incluant les a priori sur  $\omega_b$  et  $n_s$ . Nous rappelons que l'analyse utilisant le processus gaussien est composée de trois relevés (galaxies low-z de BOSS et LRG, quasars de eBOSS) alors que l'analyse standard est composée, en plus, des relevés MGS, galaxies high-z de BOSS et

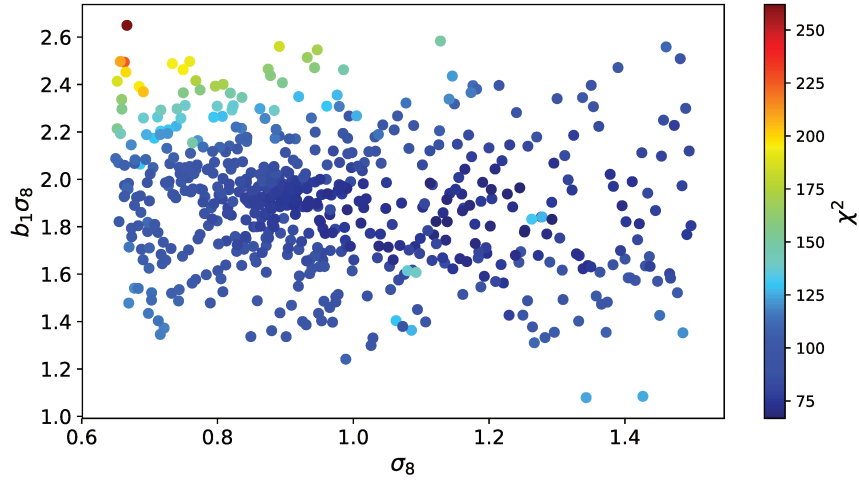


FIGURE 5.17 – Valeur de  $b_1\sigma_8$  en fonction de  $\sigma_8$  pour le relevé NGC de quasars de eBOSS, les nuances de gris indiquent la valeur du  $\chi^2$  par ajustement.

ELG, Lyman- $\alpha$  de eBOSS. Le relevé SDSS contient donc 2.5 millions d’objets sur une gamme en redshift de  $0.07 < z < 4$  alors que notre analyse à l’aide du processus gaussien comprend 1.3 millions d’objets de redshift  $0.2 < z < 2.2$ . De plus, l’analyse standard utilise le consensus entre l’analyse de la fonction de corrélation et le spectre de puissance tandis que la présente étude n’est effectuée qu’en espace de Fourier, le consensus améliore les erreurs de l’ordre de 10%.

D’un autre côté, nous n’incluons pas d’erreur liée aux effets systématiques dans nos résultats de la méthode des processus gaussiens. Néanmoins, les erreurs systématiques observationnelles ont été étudiées dans les analyses du spectre de puissance individuelles pour les paramètres informatifs et restent faibles en comparaison de l’erreur statistique ( $\frac{\sigma_{\text{obs}}}{\sigma_{\text{stat}}} \sim 0.1$  pour les quasars par exemple). Leur ajout en quadrature est donc négligeable. En ce qui concerne l’erreur due au modèle, nous rappelons, d’après la table 4.7, que la majorité de l’erreur systématique provient de la prise en compte d’une cosmologie particulière pour le calcul du modèle. Dans l’analyse globale présentée ici, nous faisons varier cette cosmologie et nos tests sur les mocks montrent que la différence résiduelle sur l’inférence des paramètres  $\sigma_8$  et  $\Omega_m$  entre deux cosmologies fiducielles est faible (voir figure 5.14). De plus, la différence est du même ordre de grandeur que la différence entre l’analyse utilisant deux gammes en  $k$  différentes, ce qui implique qu’elle serait principalement due à une différence dans la statistique considérée.

Toutefois, en restant prudent, nous pouvons considérer l’erreur comme étant la différence entre l’analyse des mêmes mocks avec deux cosmologies différentes, alors  $\sigma_{\sigma_8}^{\text{mod}} = 0.0067$  et  $\sigma_{\Omega_m}^{\text{mod}} = 0.00082$ , ce qui correspond respectivement à 15% et à 8% de l’erreur statistique. Ce qui aurait donc également un très faible impact sur l’erreur finale. Malgré cette importante différence statistique et cette différence de traitement des erreurs systématiques, nous comparons ces deux analyses sur la figure 5.19. Les contours sont du même ordre de grandeur, les contraintes projetées sur  $\sigma_8$  et  $H_0$  sont plus fortes avec l’analyse standard, principalement du fait de la plus grande gamme en redshift. La présente analyse permet une meilleure contrainte sur  $\Omega_m$  malgré la différence en terme de nombre d’objets et de volume de l’univers étudiés. Cela illustre le gain non négligeable possible, sur l’erreur systématique et statistique, par l’utilisation de cette technique d’analyse indépendante de la cosmologie fiducielle et sans compression de l’information en faisant varier la cosmologie du modèle. Cela pourra être utilisé dans le cadre des futurs grands relevés

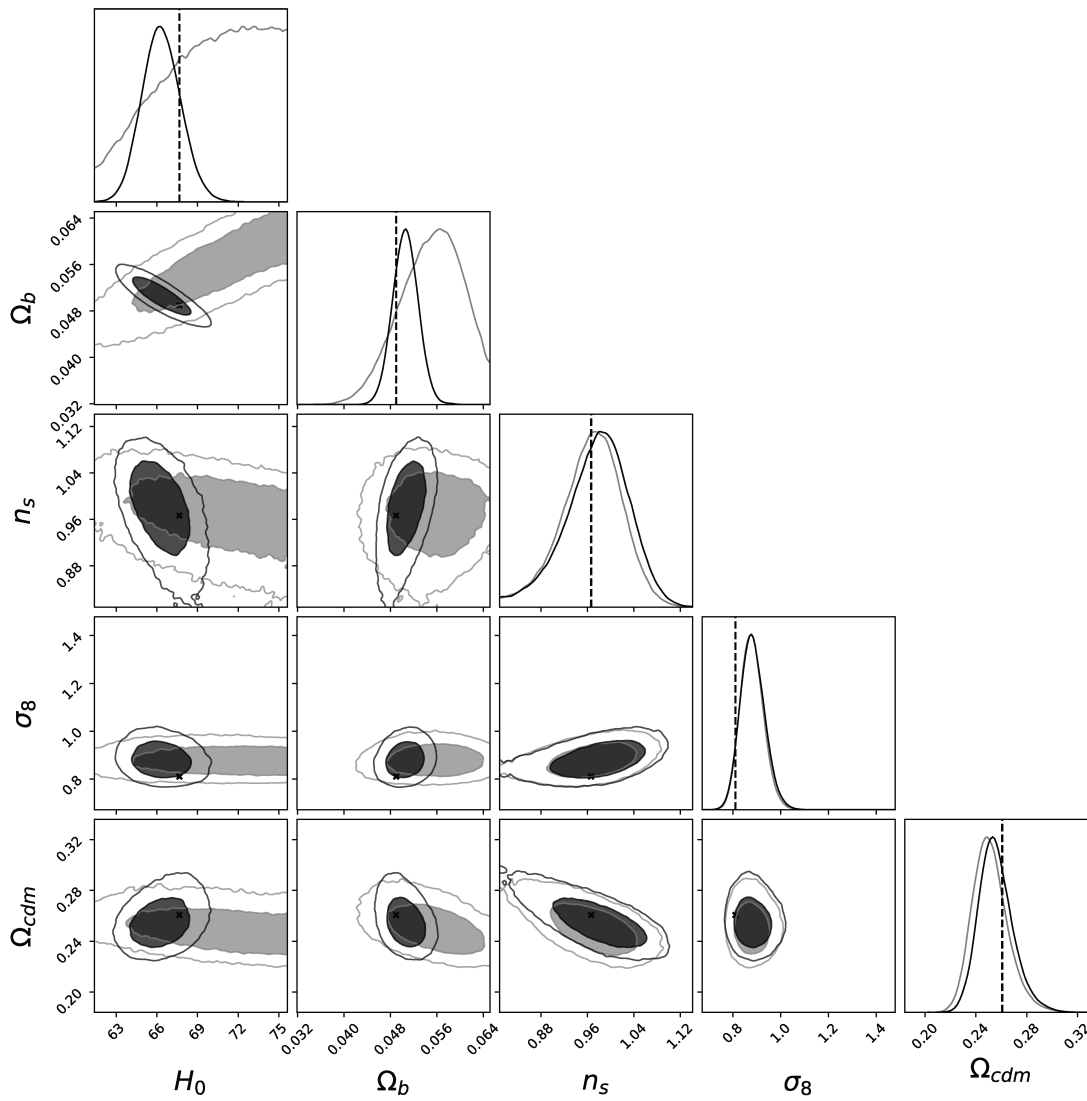


FIGURE 5.18 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques à partir du processus gaussien pour les trois relevés (e)BOSS utilisée dans cette analyse. Les contours gris représentent le postérieur sans aucun prior externe, tandis que les contours noirs ont été faits avec un a priori sur  $\omega_b$ . La ligne tiretée représente le meilleur ajustement de Planck dans le cadre de  $\Lambda$ CDM.

spectroscopiques tel que DESI ou Euclid dont l'importante statistique nécessitera une meilleure compréhension des erreurs systématiques.

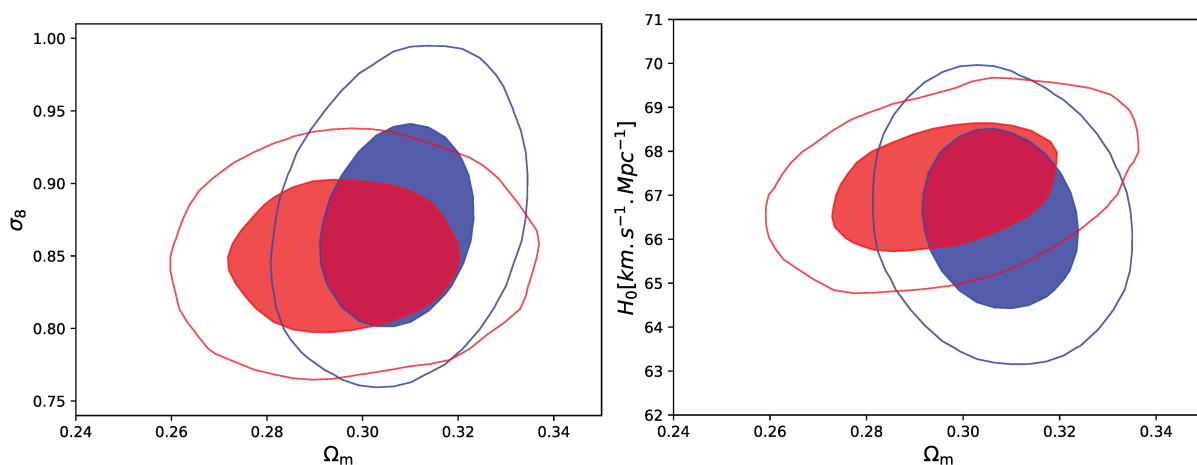


FIGURE 5.19 – Contraintes des paramètres cosmologiques. Les contours rouges représentent les contraintes obtenues à partir des analyses standards (section 5.1), les contours bleus proviennent de l’analyse faite à partir des processus gaussien (section 5.2). Dans les deux cas nous utilisons les mêmes a priori sur  $\omega_b$  et  $n_s$ , cependant il est important de noter que pour l’analyse des processus gaussiens nous utilisons les relevés QSO et LRG de eBOSS ainsi que le relevé de galaxies low- $z$  de BOSS alors que l’analyse standard utilise tous les relevés de la table 5.5, ce qui ajoute donc les relevés MGS, high- $z$  galaxies BOSS, ELG et Lyman- $\alpha$  eBOSS. Le graphique de gauche montre le plan  $\sigma_8 - \Omega_m$ , celui de droite, le plan  $H_0 - \Omega_m$ .





---

## Bibliographie

---

- (2017). A gravitational-wave standard siren measurement of the hubble constant. *Nature* 551(7678), 85–88.
- Abbott, T., F. Abdalla, S. Avila, M. Banerji, E. Baxter, et al. (2019). Dark energy survey year 1 results : Constraints on extended cosmological models from galaxy clustering and weak lensing. *Physical Review D* 99(12).
- Aghanim, N., Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, et al. (2020). Planck2018 results. *Astronomy Astrophysics* 641, A8.
- Aker, M., K. Altenmüller, M. Arenz, M. Babutzka, J. Barrett, et al. (2019). Improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by katrin. *Phys. Rev. Lett.* 123, 221802.
- Alam, S., M. Ata, S. Bailey, F. Beutler, D. Bizyaev, et al. (2017). The clustering of galaxies in the completed sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey : cosmological analysis of the dr12 galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 470(3), 2617–2652.
- Bautista, J. E., R. Paviot, M. Vargas Magaña, S. de la Torre, S. Fromenteau, et al. (2021). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : measurement of the BAO and growth rate of structure of the luminous red galaxy sample from the anisotropic correlation function between redshifts 0.6 and 1. *MNRAS* 500(1), 736–762. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08993](https://arxiv.org/abs/2007.08993).
- Beutler, F., H.-J. Seo, S. Saito, C.-H. Chuang, A. J. Cuesta, et al. (2017). The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : anisotropic galaxy clustering in Fourier space. *MNRAS* 466(2), 2242–2260. [arXiv:astro-ph.CO/1607.03150](https://arxiv.org/abs/1607.03150).
- Birrer, S., T. Treu, C. E. Rusu, V. Bonvin, C. D. Fassnacht, et al. (2019). H0LiCOW - IX. Cosmographic analysis of the doubly imaged quasar SDSS 1206+4332 and a new measurement of the Hubble constant. *MNRAS* 484(4), 4726–4753. [arXiv:astro-ph.CO/1809.01274](https://arxiv.org/abs/1809.01274).

- Brieden, S., H. Gil-Marín, and L. Verde (2021). ShapeFit : Extracting the power spectrum shape information in galaxy surveys beyond BAO and RSD. *arXiv e-prints*, arXiv :2106.07641. [arXiv:astro-ph.CO/2106.07641](https://arxiv.org/abs/2106.07641).
- de Mattia, A., V. Ruhlmann-Kleider, A. Raichoor, A. J. Ross, A. Tamone, et al. (2020). The Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : measurement of the BAO and growth rate of structure of the emission line galaxy sample from the anisotropic power spectrum between redshift 0.6 and 1.1. *MNRAS*. [arXiv:astro-ph.CO/2007.09008](https://arxiv.org/abs/2007.09008).
- du Mas des Bourboux, H., J. Rich, A. Font-Ribera, V. de Sainte Agathe, J. Farr, et al. (2020). The Completed SDSS-IV Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Baryon Acoustic Oscillations with Ly $\alpha$  Forests. *ApJ* 901(2), 153. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08995](https://arxiv.org/abs/2007.08995).
- eBOSS Collaboration, S. Alam, M. Aubert, S. Avila, C. Balland, et al. (2020). The completed sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey : Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the apache point observatory.
- Fixsen, D. J. (2009). The temperature of the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal* 707(2), 916–920.
- Fogli, G. L., E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo, et al. (2012). Global analysis of neutrino masses, mixings, and phases : Entering the era of leptonic  $cp$  violation searches. *Phys. Rev. D* 86, 013012.
- Freedman, W. L., B. F. Madore, T. Hoyt, I. S. Jang, R. Beaton, et al. (2020). Calibration of the tip of the red giant branch. *The Astrophysical Journal* 891(1), 57.
- Gil-Marín, H., J. E. Bautista, R. Paviot, M. Vargas-Magaña, S. de la Torre, et al. (2020). The Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : measurement of the BAO and growth rate of structure of the luminous red galaxy sample from the anisotropic power spectrum between redshifts 0.6 and 1.0. *MNRAS* 498(2), 2492–2531. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08994](https://arxiv.org/abs/2007.08994).
- GPy (since 2012). GPy : A gaussian process framework in python. [http://github.com/SheffieldML/GPy](https://github.com/SheffieldML/GPy).
- Group, P. D., P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer, O. Dahl, et al. (2020). Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020(8). <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>, 083C01.
- Hannestad, S. (2005). Neutrino masses and the dark energy equation of state :relaxing the cosmological neutrino mass bound. *Physical Review Letters* 95(22).
- Hou, J., A. G. Sánchez, A. J. Ross, A. Smith, R. Neveux, et al. (2021). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : BAO and RSD measurements from anisotropic clustering analysis of the quasar sample in configuration space between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* 500(1), 1201–1221. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08998](https://arxiv.org/abs/2007.08998).
- Kaiser, N., W. Burgett, K. Chambers, L. Denneau, J. Heasley, et al. (2010). The Pan-STARRS wide-field optical/NIR imaging survey. In L. M. Stepp, R. Gilmozzi, and H. J. Hall (Eds.),

- Ground-based and Airborne Telescopes III*, Volume 7733 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 77330E.
- Krause, E., T. F. Eifler, J. Zuntz, O. Friedrich, M. A. Troxel, et al. (2017). Dark energy survey year 1 results : Multi-probe methodology and simulated likelihood analyses.
- Lewis, A. and S. Bridle (2002). Cosmological parameters from cmb and other data : A monte carlo approach. *Physical Review D* 66(10).
- Li, J. and G.-B. Zhao (2019). Cosmological tests of gravity with the latest observations. *The Astrophysical Journal* 871(2), 196.
- Neill, J. D., M. Seibert, R. B. Tully, H. Courtois, J. G. Sorce, et al. (2014). THE CALIBRATION OF THEWISEW1 AND w2 TULLY-FISHER RELATION. *The Astrophysical Journal* 792(2), 129.
- Neveux, R., E. Burtin, A. de Mattia, A. Smith, A. J. Ross, et al. (2020). The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : BAO and RSD measurements from the anisotropic power spectrum of the quasar sample between redshift 0.8 and 2.2. *MNRAS* 499(1), 210–229. [arXiv:astro-ph.CO/2007.08999](https://arxiv.org/abs/2007.08999).
- Pellejero-Ibañez, M., R. E. Angulo, G. Aricó, M. Zennaro, S. Contreras, et al. (2020). Cosmological parameter estimation via iterative emulation of likelihoods. *MNRAS* 499(4), 5257–5268. [arXiv:astro-ph.CO/1912.08806](https://arxiv.org/abs/2012.08806).
- Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al. (2018). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *arXiv e-prints*, arXiv :1807.06209. [arXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209).
- Rasmussen, C. E. and C. K. I. Williams (2006). *Gaussian Processes for Machine Learning*.
- Riess, A. G., S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri, and D. Scolnic (2019). Large magellanic cloud cepheid standards provide a 1th determination of the hubble constant and stronger evidence for physics beyond  $\Lambda$ CDM. *The Astrophysical Journal* 876(1), 85.
- Riess, A. G., L. M. Macri, S. L. Hoffmann, D. Scolnic, S. Casertano, et al. (2016). A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *ApJ* 826(1), 56. [arXiv:astro-ph.CO/1604.01424](https://arxiv.org/abs/1604.01424).
- Rogers, K. K., H. V. Peiris, A. Pontzen, S. Bird, L. Verde, et al. (2019). Bayesian emulator optimisation for cosmology : application to the lyman-alpha forest. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2019(02), 031–031.
- Ross, A. J., W. J. Percival, and M. Manera (2015). The information content of anisotropic baryon acoustic oscillation scale measurements.
- Tamone, A., A. Raichoor, C. Zhao, A. de Mattia, C. Gorgoni, et al. (2020). The completed SDSS-IV extended baryon oscillation spectroscopic survey : growth rate of structure measurement from anisotropic clustering analysis in configuration space between redshift 0.6 and 1.1 for the emission-line galaxy sample. *MNRAS* 499(4), 5527–5546. [arXiv:astro-ph.CO/2007.09009](https://arxiv.org/abs/2007.09009).

- Troxel, M., N. MacCrann, J. Zuntz, T. Eifler, E. Krause, et al. (2018). Dark energy survey year 1 results : Cosmological constraints from cosmic shear. *Physical Review D* 98(4).
- Tully, R. B., H. M. Courtois, and J. G. Sorce (2016). COSMICFLOWS-3. *The Astronomical Journal* 152(2), 50.
- Tutusaus, I., B. Lamine, A. Dupays, and A. Blanchard (2017). Is cosmic acceleration proven by local cosmological probes? *Astronomy Astrophysics* 602, A73.
- Weinberg, D. H., M. J. Mortonson, D. J. Eisenstein, C. Hirata, A. G. Riess, et al. (2013). Observational probes of cosmic acceleration. *Physics Reports* 530(2), 87–255.

---

## Conclusion

---

Durant ma thèse, l'objectif était d'étudier la structuration de l'échantillon de quasars de eBOSS au travers de son spectre de puissance. Nous avons utilisé deux modélisations distinctes pour cette analyse. D'une part, nous nous sommes focalisés sur les oscillations acoustiques de baryons pour contraindre les rapports entre les distances caractéristiques au redshift de nos données et le rayon caractéristique de l'onde baryonique au moment du découplage,  $D_M/r_d$  et  $D_H/r_d$ . D'autre part, nous avons utilisé une modélisation de la forme complète du spectre de puissance pour ajouter une contrainte sur le taux de croissance des structures  $f\sigma_8$ , ce modèle est construit en théorie des perturbations avec des corrections à 2 boucles pour la prise en compte de non-linéarités de la distribution de matières, des RSD, et du biais des quasars.

Ces deux modèles ont été testés sur des mocks construits à partir d'une simulation à N-corps. De par les larges raies d'émission présentent dans le spectre des quasars, ceux-ci ont une incertitude dans la mesure de leur redshift que nous avons dû également testée dans le cadre de ce *mock challenge*. Nous avons implémenté un terme de Finger-of-God permettant de prendre en compte ces incertitudes non-gaussiennes en plus de son rôle premier de prise en compte des vitesses aléatoires des objets inclus dans un système virialisé à petite échelle. Durant ce *mock challenge*, nous avons également testé nos modèles sur des mocks dont la cosmologie nous était inconnue. Cela nous a permis de mettre en évidence un décalage des paramètres si notre cosmologie fiducielle est trop éloignée de la cosmologie réelle du relevé. Ce décalage n'est pas significatif pour le relevé de eBOSS mais peut être problématique pour les futurs relevés spectroscopiques tel que DESI.

Une fois notre modèle figé, nous avons testé les effets systématiques de notre relevé sur des mocks rapides ayant la même géométrie que les données. Nous avons implémenté les effets systématiques observationnels sur ces mocks, puis nous avons pondéré les objets du catalogue des mocks de la même façon que cela a été effectué sur les données. Nous avons mis en évidence un décalage du spectre de puissance par l'implémentation des collisions de fibres, nous manquons  $\sim 40\%$  des paires du relevés à des échelles inférieurs à  $1 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  perpendiculairement à la ligne de visée. Nous l'avons pris en compte dans la modélisation du spectre de puissance en ajoutant une fonction de sélection à ces échelles. Pour les deux modèles, l'erreur systématique totale reste

inférieure ou égale à 30% de l'erreur statistique pour chacun des paramètres, avec la plus importante part provenant de la modélisation du spectre.

Nous avons effectué un consensus entre notre analyse en espace de Fourier et l'analyse du même catalogue de quasars en espace de configuration, ce qui amène à des contraintes de  $D_H/r_d = 13.26 \pm 0.55$  et  $D_M/r_d = 30.69 \pm 0.80$  pour l'analyse BAO uniquement ; et  $D_H/r_d = 13.23 \pm 0.47$ ,  $D_M/r_d = 30.21 \pm 0.79$  et  $f\sigma_8 = 0.462 \pm 0.045$  pour l'analyse de la forme complète du spectre de puissance. Ces mesures sont en accord avec les analyses du CMB avec cependant une mesure du taux de croissance linéaire des structures,  $f\sigma_8$  plus haut de  $1.9\sigma$  par rapport à la valeur de Planck. En utilisant ces mesures, ainsi que la mesure des mêmes paramètres à différentes époques de l'univers à partir des analyses de la structuration des galaxies de SDSS, nous apportons d'importantes contraintes sur l'équation d'état de l'énergie noire ou sur la courbure de l'univers et plus généralement sur les paramètres du modèle standard de la cosmologie.

Dans un deuxième temps, nous avons cherché à ce que notre analyse de la forme complète du spectre de puissance ne dépende pas de la cosmologie fiducielle. Pour cela, nous analysons le spectre de puissance observé à l'aide de plusieurs modèles de spectre de puissance avec différents paramètres cosmologiques, les paramètres informatifs de notre ajustement sont fixés à leur valeur  $\Lambda$ CDM+GR pour ensuite interpoler directement, à l'aide d'un processus gaussien, la nappe de  $\chi^2$  sur l'espace des paramètres cosmologiques pour directement ajuster ces derniers. Cela nous permet d'ajuster l'ensemble de la forme complète du spectre de puissance sans préalablement compresser l'information dans les paramètres d'Alcock-Paczynski et dans le taux de croissance linéaire des structures. Ce faisant, nous ajustons l'ensemble des paramètres cosmologiques sans a priori provenant de sondes externes (tel que le CMB) comme cela est habituellement fait dans les analyses de la structuration de galaxies. En analysant indépendamment le relevé de quasars avec cette technique nous augmentons le désaccord avec Planck sur l'amplitude des fluctuations de matière,  $\sigma_8$ , à  $3.1\sigma$ . Notre analyse conjointe des relevés de quasars et de LRG de eBOSS ainsi que du relevé low-z de BOSS est en accord avec l'analyse de Planck. Nous obtenons des contraintes plus fortes sur la densité de matière dans l'univers  $\Omega_m$  qu'avec les analyses standard de SDSS. Cette méthode pourra être utilisée dans le cadre des futurs grands relevés spectroscopiques tel que DESI ou Euclid pour minimiser l'erreur systématique due au modèle tout en améliorant les contraintes statistiques.